

FRNC-TH-1309

FR8303453

ORSAY  
N° d'ordre : 2697

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD  
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

François SAINT-LAURENT

ETUDE PAR MESURE DU TRANSFERT D'IMPULSION DES MECANISMES  
DE REACTION INDUITE PAR DES PARTICULES LEGERES (p, d,  $\alpha$ )  
ENTRE 70 ET 1000 MeV

Soutenue le 16 avril 1983, devant la Commission d'Examen

M.	M.	JEAN	Président
Mme	M.	CONJEAUD	
Mme	M.C.	LEMAIRE	
M.M.	H.	DOUBRE	Examineurs
	B.	GIRAUD	
	J.	HÜFNER	

ORSAY  
N° d'ordre : 2697

**T H E S E**

**PRESENTEE**

**A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD  
CENTRE D'ORSAY**

**POUR OBTENIR**

**LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES**

par

**François SAINT-LAURENT**

**ETUDE PAR MESURE DU TRANSFERT D'IMPULSION DES MECANISMES  
DE REACTION INDUITE PAR DES PARTICULES LEGERES (p, d,  $\alpha$ )  
ENTRE 70 ET 1000 MeV**

Soutenu le 15 avril 1983, devant la Commission d'Examen

<b>M.</b>	<b>M. JEAN</b>	<b>Président</b>
<b>Mme</b>	<b>M. CONJEAUD</b>	
<b>Mme</b>	<b>M.C. LEMAIRE</b>	
<b>MM.</b>	<b>H. DOUBRE</b>	<b>Examinateurs</b>
	<b>B. GIRAUD</b>	
	<b>J. HÜFNER</b>	

A

Abstract

Angular distribution and correlations of fission fragment induced by light projectiles (p,d, $\alpha$ ) on  $^{232}\text{Th}$  and  $^{187}\text{Au}$  targets from 70 to 1000 MeV have been measured.

The distributions of the forward component of the linear momentum imparted to the target nucleus are deduced. They give information about the dominating processes leading to fission on a wide range in energy. We propose a classification into three different regimes.

Analysis is made with two high energy models :

- intra-nuclear cascade model, in which the collision is described with incoherent successive nucleon-nucleon collisions ;

- a model, called absorption, which is an extension of the fireball model, completely developed by ourselves.

One of the main results of this analysis is that at twice the Fermi energy the collective effects must be taken into account for light projectiles.

à Marie-Geneviève

## Remerciements

Ce travail a été effectué au Service de Physique Nucléaire à Basse Energie du Centre d'Etude Nucléaire de Saclay.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur S. Harar qui m'a accueilli dans son groupe. Malgré sa tâche de Chef de service, il a su stimuler fortement ce travail et consacrer une large part de son temps au suivi des expériences.

Je ne saurais jamais assez remercier Madame M. Conjeaud. Avec sympathie, voire amitié, elle m'a guidé dans mes premiers pas d'expérimentateur de la physique nucléaire. Elle a eu ensuite la lourde tâche d'assumer la direction de ce travail. La rédaction du mémoire a beaucoup bénéficié des discussions critiques que nous avons eues.

Je tiens aussi à remercier tout particulièrement Monsieur C. Volant. Avec beaucoup d'amitié, il m'a épaulé tout au long de la préparation, du dépouillement et de l'interprétation des expériences.

A ces remerciements doivent être associés Messieurs R. Dayras et H. Oeschler qui ont participé aux prises de données. A leur contact, j'ai beaucoup appris.

Monsieur M. Jean a été associé dès le commencement à ce travail. Je veux lui exprimer toute ma gratitude pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Je suis reconnaissant à Madame M.C. Lemaire d'avoir accepté la tâche de rapporteur. Le manuscrit a beaucoup bénéficié de sa lecture critique et de ses suggestions.

Monsieur H. Doubré m'a fait découvrir la physique nucléaire lorsque j'étais étudiant. Je le remercie chaleureusement d'avoir accepté de faire partie du jury.

Mes remerciements vont aussi à Messieurs B. Giraud et J. Hüfner pour avoir accepté de juger cette thèse. Leur présence, pour l'expérimentateur que je suis, signifiait beaucoup.

Il est bien difficile de citer les noms de tous ceux qui de près ou de loin ont rendu possible ce travail ; en extraire quelques uns n'a guère de sens. Je remercie donc l'ensemble des techniciens du "labo d'intervention", le personnel du bureau d'étude et de l'atelier, les groupes d'électronique et d'informatique du DFh-N/BE, pour la manière diligente avec laquelle ils ont su répondre à mes demandes. Je n'oublie pas tous les jeunes du service qui ont su entretenir une atmosphère amicale et m'ont permis de surmonter bien des difficultés.

Mes remerciements vont également à l'ensemble du personnel du Laboratoire National Saturne pour la compétence avec laquelle ils ont accueilli notre équipe.

Je voudrai rendre hommage au travail des personnes qui ont assuré la présentation de ce mémoire : Mesdames P. Gugenberger, C. Burri, E. Thureau, H. Chevaux et Monsieur D. Bouziat.

Enfin je ne saurais oublier ici mes parents qui m'ont constamment encouragé dans la poursuite de mes études, mon fils qui m'a apporté de grandes joies et ma femme qui a du supporter mes accès d'humeur. Elle a su trouver les mots qu'il fallait pour me redonner courage dans les moments difficiles.

## TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	1
<b>Chapitre I. PRINCIPE DES CORRELATIONS ANGULAIRES.....</b>	<b>5</b>
1. L'historique de la méthode.....	5
2. Le principe de la méthode .....	6
<b>Chapitre II. TECHNIQUE EXPERIMENTALE.....</b>	<b>13</b>
1. La machine. Les faisceaux.....	13
2. Le détecteur.....	13
3. Le dispositif expérimental.....	14
4. L'acquisition des données et les contrôles en ligne.....	17
5. Les cibles.....	17
6. La perte d'énergie dans les cibles.....	18
7. Les étalonnages en énergie.....	18
8. Les sections efficaces en valeur absolue.....	18
<b>Chapitre III. RESULTATS DES MESURES EN LIBRE.....</b>	<b>21</b>
1. Les distributions angulaires des fragments de fission.....	21
1.1. Le changement de référentiel.....	21
1.2. La théorie de l'anisotropie des distributions angulaires.....	24
1.3. Les calculs effectués.....	26
2. Les sections efficaces totales de fission.....	27
<b>Chapitre IV. RESULTATS DES CORRELATIONS EN ENERGIE.....</b>	<b>31</b>
1. Les formules de transformation cinématique.....	31
2. Les résultats.....	34
2.1. Les distributions en énergie cinétique totale.....	34
2.2. Les spectres d'asymétrie de masse.....	35
3. Les énergies d'excitation moyennes.....	37
3.1. Les formules.....	37
3.2. Les résultats.....	39

Chapitre V. RESULTATS DES CORRELATIONS ANGULAIRES.....	43
1. Les corrélations angulaires dans la représentation $(\theta, \phi)$ .....	43
1.1. Les diverses formes possibles.....	43
1.2. Les résultats.....	45
2. Les largeurs hors du plan de réaction.....	47
2.1. Les résultats.....	48
2.2. La contribution de l'évaporation.....	50
i) Les formules.....	50
ii) Les calculs .....	52
3. Les distributions en impulsion parallèle transférée.....	55
3.1. Les fonctions de corrélations pour les événements coplanaires.....	55
3.2. La déconvolution des corrélations angulaires.....	57
3.3. Les distributions en impulsion.....	59
3.4. Les impulsions moyennes transférées.....	62
3.5. Les énergies d'excitation moyennes atteintes.....	67
Chapitre VI. L'ANALYSE AVEC UN MODELE DE CASCADE INTRA-NUCLEAIRE.....	71
1. Introduction.....	71
2. La description du code INC utilisé.....	72
2.1. Le code VEGAS.....	72
2.2. Le code ISABEL.....	74
2.3. Le code EVA.....	75
3. Les résultats.....	75
4. Conclusion.....	83
Chapitre VII. LE MODELE D'ABSORPTION.....	85
1. Introduction.....	85
2. La formation de la zone chaude.....	89
2.1. La géométrie.....	89
2.2. La cinématique.....	91
a) Entraînement de la zone chaude.....	92
b) Energie disponible dans la zone chaude.....	92
2.3. La zone chaude : un gaz de Fermi relativiste.....	93
3. La désexcitation de la zone chaude.....	96
3.1. Changement de référentiel.....	97
3.2. Calcul de l'absorption moyenne $\bar{C}_{abs}$ .....	98

4. La désexcitation du noyau résiduel.....	104
4.1. Les idées physiques.....	104
4.2. Les formules.....	105
5. Les résultats.....	106
5.1. L'influence de la géométrie.....	107
5.2. L'influence de la température.....	108
5.3. L'influence de la coupure en énergie d'excitation.....	111
a) sur les sections efficaces de fission.....	111
b) sur les impulsions moyennes transférées.....	113
5.4. Comparaison avec les données expérimentales.....	114
a) Les sections efficaces totales de fission .....	114
b) Les transferts d'impulsion.....	116
6. Conclusion.....	119
CONCLUSION .....	121
Annexe I. METHODE DE CORRECTION DES PERTES D'ENERGIE DANS UNE CIBLE RELATIVEMENT EPAISSE.....	125
Annexe II. COMPLEMENT DE RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	129
Références .....	137

## INTRODUCTION

La transition entre un régime de collision noyau-noyau et celui où les interactions nucléon-nucléon individuelles jouent un rôle dominant fait l'objet actuellement d'un très grand intérêt, aussi bien expérimental que théorique. L'achèvement de la construction d'accélérateurs capables de fournir des ions lourds d'énergie comprise entre 10 et 100 MeV/u, plage d'énergie où cette transition est attendue, permettra une étude expérimentale détaillée de ce changement de régime de collision.

A basse énergie ( $E/A \lesssim 8$  MeV/u), la friction à un corps (collision de nucléons sur les parois du puits de potentiel du système) réduit la dissipation de l'énergie apportée dans la voie d'entrée.

Suivant la quantité d'énergie incidente dissipée dans les modes collectifs, les réactions se classent en différents mécanismes (BK 79, BS 80).

- Collisions quasi-élastiques. Ce sont les réactions inélastiques et de transferts peu massifs. Elles sont associées aux collisions les plus rasantes, avec dissipation d'une très petite quantité d'énergie ;
- collisions très inélastiques avec dissipation d'une plus grande quantité d'énergie pour des paramètres d'impacts plus petits ;
- fusion incomplète, puis complète, des deux noyaux, pour les collisions les plus centrales.

L'augmentation de l'énergie incidente a pour effet de diminuer le temps d'interaction entre les deux noyaux. L'effet du blocage lié au principe de Pauli décroît. Le libre parcours moyen du nucléon dans la matière nucléaire devient comparable à la dimension du noyau (quelques Fermis). Les modes dissipatifs collectifs, modes lents devant le temps d'interaction lié à la force nucléaire ( $10^{-24}$  s), tendent à disparaître au profit de processus dominés par des collisions nucléon-nucléon. La dissipation d'énergie s'effectue par une friction à deux corps.

A très haute énergie (domaine des énergies relativistes), le concept de champ moyen, introduit pour rendre compte des collisions à basse énergie, devient inutile.

Les collisions sont alors gouvernées principalement par la géométrie de la voie d'entrée. Elles peuvent être divisées en deux catégories principales, suivant le degré de recouvrement des matières nucléaires des deux noyaux (SC 79).

- Les collisions périphériques, les moins violentes, conduisent aux réactions de fragmentation de la cible et du projectile. Une partie seulement des nucléons incidents participent à la réaction. Une certaine identité de la cible et du projectile est conservée.

- Les collisions centrales, très violentes, dans lesquelles le projectile et la cible sont détruits. Le système explose en un très grand nombre de fragments et de nucléons. Généralement, les collisions centrales sont associées aux plus grandes multiplicités de particules détectées.

On estime que la transition entre le régime de collision noyau-noyau et celui gouverné par l'interaction nucléon-nucléon doit apparaître lorsque la vitesse incidente devient supérieure à la vitesse de Fermi ( $E/A > 35$  MeV/u). Ceci n'a pas encore été clairement mis en évidence expérimentalement.

De nombreux effets précurseurs de l'interaction nucléon-nucléon semblent avoir été observés à des énergies largement inférieures à l'énergie de Fermi.

C'est ainsi que les composantes à haute énergie des spectres de particules légères émises dans la direction du faisceau, qui ne peuvent être reliées à une évaporation, sont interprétées en terme de chocs entre nucléons et groupes de nucléons dans le noyau (diffusion quasi-libre (SC 77), émission de particules promptes (BO 80)). Ces composantes sont aussi reliées dans d'autres modèles à une évaporation de particules (modèles de zone chaude (KA 81)). Elles apparaissent vers 6-8 MeV/u d'énergie incidente.

La fragmentation du projectile, dans la réaction  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  à  $E/A = 20$  MeV/u (GE 78) a été décrite à l'aide de modèles construits pour le domaine des énergies relativistes (modèle de Goldhaber (GO 74)). Ces mêmes données ont aussi été reproduites par des calculs faisant intervenir le formalisme de la DWBA et le modèle de diffraction (MZ 80), sans intervention de l'interaction nucléon-nucléon.

La mesure de l'impulsion transférée par le projectile au noyau cible est une bonne méthode pour étudier le caractère collectif ou non de l'interaction. Une fusion complète est caractérisée par un transfert total de l'impulsion incidente.

Un transfert partiel peut provenir :

- soit de la contribution à la collision d'une partie seulement des nucléons incidents (fusion incomplète),
- soit de l'émission rapide de nucléons (particules de prééquilibre), préférentiellement vers l'avant.

Pour des projectiles lourds ( $A > 12$ ), Sikkeland et al. (SI 62) ont interprété la composante de transfert partiel de moment par une fusion incomplète du projectile et de la cible. Récemment un modèle de fusion incomplète a été proposé (SI 79) dans lequel la notion de moment angulaire critique joue un rôle essentiel.

Avec un faisceau d'alpha, un grand nombre d'expériences a été réalisé au-dessous de 35 MeV/u et au-dessus de 400 MeV/u, jusqu'à 2,1 GeV/c. Jusqu'à 35 MeV/u, les données peuvent être interprétées par une succession de collisions  $\alpha$ -nucléon (MA 82, GA 81). Au-dessus de 400 MeV/u, le modèle de cascade intra-nucléaire faisant intervenir des collisions nucléon-nucléon indépendantes rend correctement compte des résultats.

Nous avons entrepris l'étude des collisions induites par des alphas à 70 MeV/u et 250 MeV/u, afin de préciser le domaine d'énergie de la disparition du caractère collectif de l'alpha dans les collisions.

Il était intéressant d'étudier un projectile ayant une énergie de collision beaucoup plus faible que l'alpha. Pour un tel projectile, le caractère collectif doit disparaître à une énergie incidente plus faible. Notre choix s'est porté sur le deuton, noyau le plus faiblement lié de la région de masse de l'alpha. Le système  $d + {}^{232}\text{Th}$  a été étudié à 4 énergies, entre 35 MeV/u et 500 MeV/u.

Le mécanisme élémentaire d'interaction nucléon-noyau que l'on attend à haute énergie pour les projectiles lourds a déjà été très étudié. Afin de tester notre dispositif expérimental et d'obtenir des résultats dans les mêmes conditions pour les trois types de particules incidentes, des données pour le système  $p + {}^{232}\text{Th}$  ont été recueillies entre 140 et 1000 MeV.

Tout au long de ce mémoire, nous nous sommes attachés à faire un parallèle entre les prédictions et les résultats obtenus avec des projectiles légers ( $p, d, \alpha$ ) et les données recueillies avec des ions plus lourds ( ${}^{12}\text{C}, {}^{16}\text{O}, {}^{20}\text{Ne}$ ), dans le même domaine d'énergie, lorsqu'elles existaient.

Un bref historique et le principe de la méthode expérimentale utilisées font l'objet du premier chapitre.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation du dispositif expérimental. Les corrections effectuées sur les données brutes sont exposées et les incertitudes et résolutions expérimentales chiffrées.

Dans les trois chapitres suivants, les résultats expérimentaux sont présentés.

tés et discutés :

- distributions angulaires et sections efficaces totales de fission ;
- spectres en énergie des fragments de fission et distributions en masse déduites des données ;
- fonctions de corrélation angulaire et distributions en impulsion parallèle transférée.

Le sixième chapitre expose l'analyse effectuée avec un modèle de cascade intra-nucléaire où la collision est décrite par une succession de chocs nucléon-nucléon.

Le dernier chapitre est consacré à la présentation d'un modèle, appelé modèle d'absorption. Ce modèle suppose la formation d'une zone chaude dans la région de recouvrement des noyaux. Cette zone se désexcite au travers de la matière nucléaire froide environnante. Les prédictions de ce modèle sont comparées aux résultats expérimentaux. Ce chapitre se termine par une discussion comparative des prédictions des modèles d'absorption et de cascade intra-nucléaire.

## Chapitre I

### PRINCIPE DES CORRELATIONS ANGULAIRES

#### 1. L'historique de la méthode

Les premières expériences de détection en coïncidence des deux fragments issus d'une fission induite par des particules légères remontent à l'année 1955 (OS 55). Puis l'étude de la fission induite par des protons, deutons et alphas sur une cible d'uranium à une énergie de 10,5 MeV/u a été menée par Nicholson et Halpern en 1958 (NI 59). Par cette méthode les propriétés de recul du noyau fissionnant ont mis en évidence d'une part un transfert complet d'impulsion associé à la formation d'un noyau composé, d'autre part, une faible composante de transfert incomplet attribuée à une interaction directe.

En 1962, Sikkeland et al. (SI 62) ont présenté une étude du transfert d'impulsion portant sur des projectiles  $p$  et lourds ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ), une large gamme de cibles (Ho, Au, Bi,  $^{238}\text{U}$ ) et à des énergies incidentes allant jusqu'à 10,2 MeV/u. Ce groupe a expliqué les transferts incomplets du projectile avec la cible en faisant intervenir la notion de fusion incomplète.

Parallèlement à ces expériences en ions lourds, de nombreuses études ont été réalisées avec des faisceaux de protons, principalement sur des cibles de Au et U, mais aussi Yb, Ta, W, Bi à quelques énergies élevées : 156 MeV (KO 62, ST 67), 1 GeV (KO 73, KO 74, ME 80), 2,1 GeV (ME 80) et 2,9 GeV (RE 69).

De même, jusqu'à une énergie incidente par nucléon de 35 MeV/u, la fission induite par des alphas a été regardée de manière extensive principalement sur des cibles de Au, Bi, Th, U au moyen des corrélations angulaires des deux fragments. Les nombreuses équipes qui ont mené ces études (KA 66, VI 71, VI 74, ME 79, BA 81) ont montré que la proportion des interactions directes suivies de fission augmente avec l'énergie à partir 8-10 MeV/u.

Dans le domaine des énergies relativistes, le système  $\alpha + {}^{238}\text{U}$  a été étudié par Meyer et al. (ME 80) à trois énergies :  $E/A = 0,4, 1,05$  et  $2,1$  GeV/u. A ces énergies le transfert d'impulsion est très partiel et on n'observe plus de transfert total d'impulsion.

En 1980, depuis les travaux de Sikkeland et al. de 1962, seules deux expériences en ions lourds, effectuées à Berkeley, avaient été réalisées à des énergies supérieures à  $10,2$  MeV/u : l'une sur le système  ${}^{20}\text{Ne} + {}^{238}\text{U}$  à  $400$  MeV/u (ME 80), l'autre sur le système  ${}^{16}\text{O} + {}^{238}\text{U}$  à  $20$  MeV/u (DY 79, BA 80). Cette dernière, à l'aide de coïncidences triples (entre les deux fragments issus de la fission et un éjectile émis vers l'avant, résidu du projectile) a permis de préciser la relation entre le taux de transfert d'impulsion et le paramètre d'impact. Ces auteurs ont montré que les collisions les plus périphériques, reliées à la détection d'un éjectile de masse voisine de celle du projectile, sont associées à de petits transferts d'impulsion ; les collisions les plus centrales correspondent à des éjectiles très légers (p, $\alpha$ ) et aux transferts de moment les plus grands.

Depuis, des expériences réalisées au CERN avec un faisceau de  ${}^{12}\text{C}$  sur des cibles de Au,  ${}^{232}\text{Th}$ ,  ${}^{238}\text{U}$  (LY 82, GA 82) à  $30, 60$  et  $84$  MeV/u d'énergie incidente par nucléon sont venues enrichir les données existantes. De nouvelles expériences sont d'ores et déjà proposées auprès de nouveaux accélérateurs (SARA, GANIL) pour étendre ces données à des projectiles plus lourds (ex :  ${}^{40}\text{Ar}, \dots$ ) à des énergies comprises entre  $15$  et  $100$  MeV/u.

Enfin, citons pour mémoire l'utilisation de la méthode de corrélation cinématique dans l'étude de transferts très inélastiques induits par ions lourds à partir des années 70-75.

## 2. Le principe de la méthode

Dans le cas général d'une coïncidence cinématique entre deux fragments détectés à des angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$ , la connaissance de leurs masses  $A_i$  et de leurs vitesses  $V_i$  ( $i = 1, 2$ ) permet de déterminer la direction  $\theta_R$  et le module  $V_R$  de la vitesse de déplacement du système dans lequel les deux fragments sont émis dans des directions opposées (appelé par la suite référentiel R). Voir schéma 1.

Le point P du segment MN est déterminé par la condition de conservation de l'impulsion dans le référentiel R :

$$A_2 \vec{V}_{f_2} = A_1 \vec{V}_{f_1}$$

$V_{F_i}$  ( $i = 1, 2$ ) = vitesses des fragments dans le référentiel R.

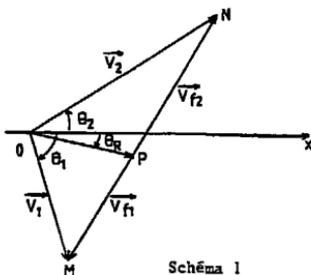


Schéma 1

D'une manière générale, il est indispensable de mesurer les énergies  $E_i$  et les vitesses  $V_i$  ( $i = 1, 2$ ) des deux fragments afin de reconstruire entièrement la cinématique à deux corps du noyau de recul.

Lorsque la scission en deux fragments correspond à une fission, nous allons montrer que la seule mesure de l'angle de corrélation  $\theta_{corr} = |\theta_2 - \theta_1|$  permet de déterminer la vitesse  $V_R$  d'entraînement du référentiel R, mesurée parallèlement à la direction incidente Ox.

Dans ce cas particulier  $\theta_R = 0$  et le diagramme des vitesses est représenté par le schéma 2.

De ce diagramme on tire les deux relations suivantes :

$$(1) \quad \text{tg } \theta_1 = \frac{-\sin \beta}{\cos \beta - x_1}$$

$$(2) \quad \text{tg } \theta_2 = \frac{\sin \beta}{\cos \beta + x_2}$$

avec  $x_i = V_R / V_{F_i}$   $i = 1, 2$

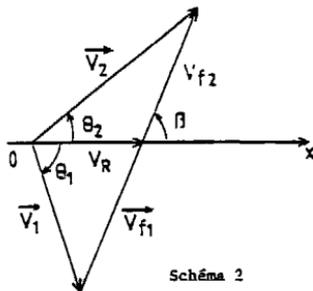


Schéma 2

Ce système d'équations comporte 4 inconnues :  $\beta$ ,  $V_R$ ,  $V_{f_1}$ ,  $V_{f_2}$ . Pour la fission à haute énergie d'excitation les effets de couche sont négligeables et la division symétrique est le mode de scission le plus probable. A cause de la conservation de l'impulsion, les vitesses sont alors égales dans le référentiel R. Le taux de coïncidence maximal sera atteint lorsqu'on aura  $x_1 = x_2 = x$ . La vitesse  $V_f$  des fragments de fission est entièrement déterminée par les conditions de répulsion coulombienne. D'après la systématique des énergies cinétiques totales de fission  $E_k$  de Viola (VI 66), cette vitesse est pratiquement indépendante de la masse  $A_R$  du noyau qui fissionne.

Le système d'équations (1) et (2) ne comporte plus que deux inconnues :  $\beta$  et  $V_R$ .

La connaissance des angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  ainsi que de l'énergie cinétique de fission permet de déterminer la vitesse de recul de référentiel R.

Dans le cas particulier de nos expériences, l'angle  $\theta_1$  est fixé à  $-90^\circ$  de la direction du faisceau.

L'équation (1) donne :

$$\cos \beta = x_1 \equiv x,$$

L'équation (2) devient :

$$\operatorname{tg} \theta_2 = \frac{(1-x^2)^{1/2}}{2x}$$

soit

$$4 \operatorname{tg}^2 \theta_2 + 1 = \frac{1}{x^2}$$

$$V_R^2 = V_f^2 [4 \operatorname{tg}^2 \theta_2 + 1]^{-1} \quad (3)$$

avec  $\theta_1 = -90^\circ$ .

La formule (3) est obtenue dans le cas particulier de la détection d'une fission symétrique avec l'un des angles égal à  $-90^\circ$ . Nous pouvons généraliser ce résultat au cas d'une fission asymétrique et/ou pour  $\theta_1 \neq -90^\circ$ .

Sur la figure I.1, nous montrons la dépendance de l'angle total de corrélation  $\theta_{\text{corr}} = |\theta_2 - \theta_1|$  en fonction de l'asymétrie de masse  $\alpha = M_2/(M_1 + M_2)$  de la fission (fig. I.1a), de la masse  $A_R$  du noyau fissionnant (fig. I.1b) et de l'angle de détection  $\theta_1$  de l'un des fragments (fig. I.1c). Les calculs ont été effectués pour le système  $\alpha + {}^{237}\text{Th}$  à  $E_\alpha = 280$  MeV d'énergie incidente et pour une vitesse de recul  $V_R$  égale à celle du centre de masse  $V_{\text{NC}}$  de la voie d'entrée.

Pour les estimations de l'angle de corrélation  $\theta_{\text{corr}}$ , nous avons utilisé les formules suivantes :

a) Energie cinétique totale de fission :  $E_K^0$

Elle est extraite de la systématique des énergies cinétiques expérimentales (VI 66). Pour une fission symétrique, on a :

$$E_K^0 = 0.1071 \frac{Z_R^2}{A_R^{1/3}} + 22.2 \text{ MeV}$$

avec

$$Z_R = Z_{\text{NC}} \approx \frac{A_R}{A_{\text{NC}}}$$

$$Z_{\text{NC}} = Z_P + Z_C ; A_{\text{NC}} = A_P + A_C$$

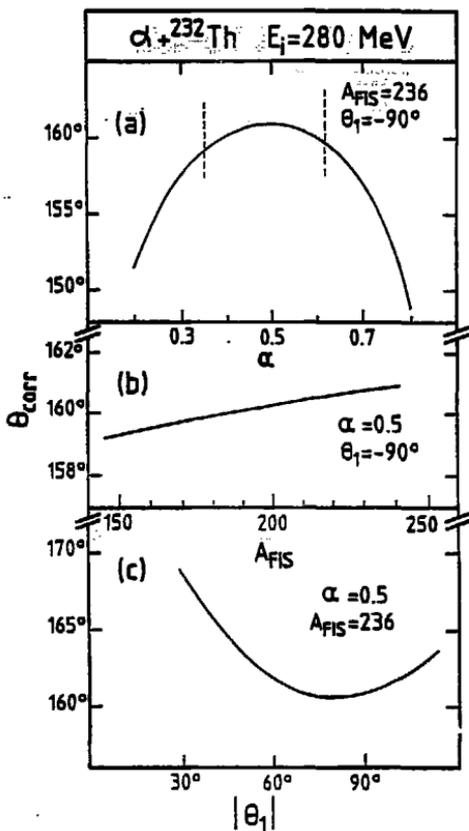


Fig. I.1 : Dépendance de l'angle de corrélation  $\theta_{\text{corr}}$  entre les deux fragments de fission détectés en coïncidence en fonction de :

- l'asymétrie de masse  $\alpha$  de la fission. Les traits pointillés indiquent le domaine de variation expérimentale de cette asymétrie ;
- la masse totale  $A_R$  du noyau qui fissionne ;
- l'angle  $|\theta_1|$  de l'un des détecteurs dans le laboratoire.

$Z_P, A_P, Z_C, A_C$  : numéros atomiques et masses du projectile et de la cible.

b) Pour une fission asymétrique on suppose que l'énergie cinétique totale est donnée par (WI 81) :

$$E_K = E_K^0 \cdot \frac{4 Z_1 Z_2}{Z_R} \quad (\text{correction de la force coulombienne})$$

où  $Z_1$  et  $Z_2$  sont les charges des deux fragments  $A_1$  et  $A_2$  détectés.

En posant  $\alpha = \frac{A_1}{A_R}$ , on suppose  $Z_1 = \alpha Z_R$ .

c) La vitesse d'entraînement  $V_R$  est celle du centre de masse :

$$V_R = \frac{P_R}{A_R} = \frac{P_i}{A_{NC}}$$

$P_i$  = impulsion totale initiale.

d) Les vitesses  $V_{f_1}$  et  $V_{f_2}$  des deux fragments dans le système lié au noyau fissionnant sont données par  $E_K, A_R$  et la conservation de l'impulsion. On a :

$$V_{f_1} = \left[ \frac{A_2}{A_1} + 2 \frac{E_K}{A_R} \right]^{1/2} \quad \text{et} \quad V_{f_2} = \frac{A_1}{A_2} V_{f_1}.$$

L'angle  $\beta$  est déterminé en inversant la formule (1), l'angle  $\theta_1$  et les vitesses  $V_R$  et  $V_{f_1}$  étant connus.

La formule (2) permet alors de déterminer  $\theta_2$ , donc l'angle total de corrélation  $\theta_{\text{corr}}$ .

Ces calculs montrent que l'angle  $\theta_{\text{corr}}$  est :

- indépendant de la masse  $A_P$  du noyau qui fissionne,
- pratiquement indépendant de l'angle  $\theta_1$  pourvu que l'on ait une détection assez symétrique, i.e.  $|\theta_1| \approx |\theta_2|$ .

Par contre,  $\theta_{\text{corr}}$  est plus sensible à l'asymétrie de la fission. Expérimentalement, cette asymétrie varie de 0,3 à 0,7 environ, ce qui conduit à une incertitude d'environ  $\pm 1^\circ$  sur  $\theta_{\text{corr}}$ , le poids le plus important des événements en coïncidence étant pour  $\alpha = 0,5$ .

Les hypothèses faites pour obtenir la formule (3) sont donc valables dans la plupart des cas. Cette formule sera utilisée pour établir une relation uni-

voque entre l'angle  $\theta_2$  et la vitesse  $V_R$ . L'impulsion parallèle de recul  $P_{//}$  sera alors donnée par :

$$P_{//} = A_C \cdot V_R = \left[ \frac{2 E_K^0 A_C}{4 \operatorname{tg}^2 \theta + 1} \right]^{1/2} \quad , \quad \text{avec } \theta \equiv \theta_2 \quad (4)$$

$E_K^0$  est l'énergie cinétique totale de fission (VI 66).

Nous avons supposé ici que le noyau de recul avait la masse de la cible  $A_C$ . Cette hypothèse supplémentaire est raisonnable. En effet, les projectiles utilisés sont très légers (p,d, $\alpha$ ) par rapport à la masse de la cible. L'incertitude sur la masse de recul peut être estimée inférieure à deux fois la masse du projectile, soit  $\pm 2\%$  dans le pire des cas.

## Chapitre II

### TECHNIQUE EXPERIMENTALE

#### 1. La machine. Les faisceaux

Les expériences ont été réalisées auprès de l'Accélérateur SATURNE II. Nous rappelons brièvement que ce Synchrotron permet d'accélérer des protons jusqu'à une énergie de 2,9 GeV. Le faisceau a une structure pulsée basse fréquence. Un paquet de particules (burst d'une durée de 300 à 400 ns) est suivi d'une période de descente du champ magnétique puis d'accélération du paquet suivant (600 à 800 ns suivant l'énergie désirée). Les caractéristiques d'émission de ce faisceau sont relativement bonnes pour des protons de 1 GeV :  $\epsilon_x = 7,5 \pi$  mm.mrad et  $\epsilon_z = 25 \pi$  mm.mrad. La souplesse d'emploi de cette machine a permis de réaliser les expériences à 35 MeV/u de deutons dans les mêmes conditions que celles à 1 GeV de protons. Seule l'émission du faisceau à ces basses énergies était dégradée. Les intensités sur la cible variaient entre  $10^{10}$  et  $5 \times 10^{10}$  particules/burst pour les alphas et jusqu'à  $3 \times 10^{11}$  particules/burst pour les faisceaux de protons.

#### 2. Le détecteur

Nous avons utilisé une chambre d'ionisation à localisation (fig. II.1) constituée de deux étages gazeux pour la mesure de pertes d'énergie et d'une jonction Si de  $10 \times 50 \text{ mm}^2$  pour la mesure de l'énergie résiduelle.

La détermination de l'angle  $\Delta\theta$  de détection se fait par mesure de la différence de temps  $\Delta t$  entre l'impulsion induite sur la cathode au moment de l'ionisation du gaz et celle créée sur l'anode par les électrons après traversée de la grille de Frisch.

La résolution angulaire de cette localisation, mesurée avec des fragments de fission issus d'une source de  $^{252}\text{Cf}$  est de  $0,25^\circ$  (FWHM). Un diaphragme constitué de 4 fentes de  $5 \times 10 \text{ mm}^2$  (soit  $1,25^\circ \times 2,5^\circ$  d'ouverture angulaire par fente) a été placé devant la fenêtre d'entrée du compteur afin de définir

quatre angles moyens de mesure et ainsi de s'affranchir d'éventuelles fluctuations de l'électronique liée à la localisation.

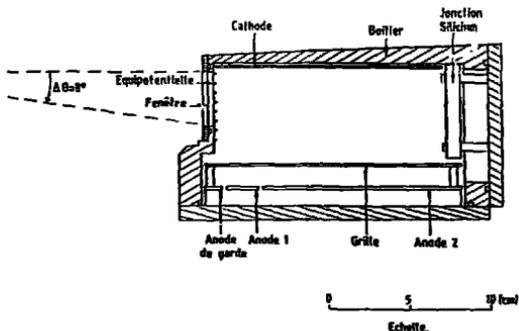


Fig. II.1 : *Vue de dessus du détecteur gazeux utilisé. Il est constitué de deux étages gazeux et d'une jonction Si. La mesure de l'angle  $\Delta\theta$  est assurée par mesure du temps de dérive des électrons du point d'ionisation à la grille.*

La précision angulaire sur la position géométrique des fentes devant la fenêtre est d'environ  $\pm 0,1^\circ$ .

L'angle solide relatif de chaque fente a été mesuré à l'aide d'une source de  $^{252}\text{Cf}$ . Les écarts ont toujours été inférieurs à 3 %, valeur compatible avec les différentes distances source-fente d'un même diaphragme.

L'angle solide absolu de la fente voisine de la cathode a été déterminé géométriquement.

### 3. Le dispositif expérimental

La figure II.2 montre la disposition des deux compteurs utilisés pour la mesure en coïncidence des deux fragments de fission ; l'un est mobile dans un plan horizontal (angle  $\theta_2$ ), l'autre dans un plan vertical (angle  $\phi$ ).

Les diaphragmes à quatre fentes placés devant chaque compteur et la disposition de ceux-ci permettent la mesure simultanée de la fonction de corrélation des deux fragments détectés en 16 points du plan  $(\theta, \phi)$ . Un exemple de matrice de localisation dans le plan  $(\theta_2, \phi_1)$  est montré sur la figure II.3.

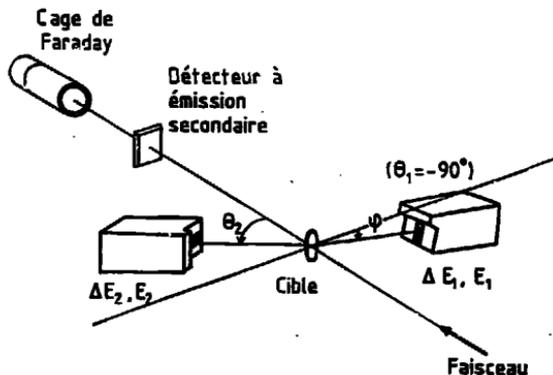


Fig. II.2 : Vue d'ensemble du dispositif expérimental. L'un des détecteurs est mobile en  $\phi$ , l'autre en  $\theta$ . Le détecteur à émission secondaire et la cage de Faraday placés dans le faisceau servent à la mesure du flux incident de particules.

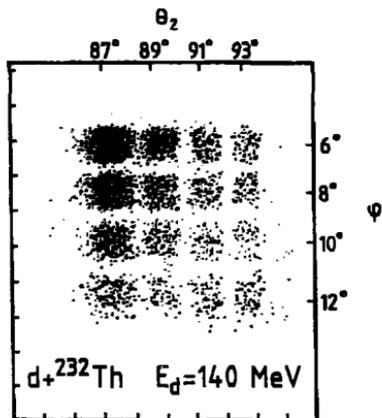


Fig. II.3 : Exemple de matrices de localisation dans le plan  $(\theta_2, \phi)$ . Les taches correspondent aux  $4 \times 4$  couples de fentes des deux compteurs en coïncidence.

La pression de fonctionnement des compteurs a été choisie pour que les fragments de fission soient arrêtés dans le deuxième étage gazeux. L'information AE issue du premier étage a été utilisée pour séparer les particules peu ionisantes (p, α, ...) des fragments de fission plus lourds. La matrice ΔE-E de la figure II.4 montre la bonne séparation obtenue entre ces deux types d'ions.

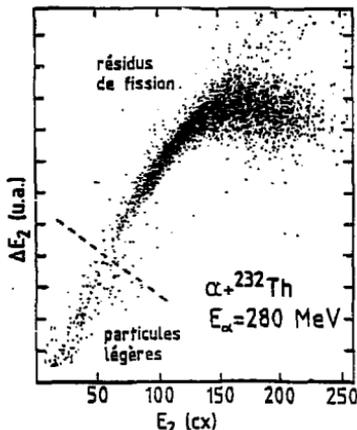


Fig. II.4 : Matrice d'identification ΔE-E. Les événements de fission (fragments lourds) sont très bien séparés des particules légères (p, α, ...).

Compte tenu de la disposition "croisée" des fenêtres des compteurs, la résolution angulaire du dispositif complet est donnée par :

$$\begin{aligned} \Delta\theta_{\text{corr}}^2 &= \Delta\phi_{\text{corr}}^2 = \Delta\theta_2^2 + \Delta\theta_1^2 = \Delta\phi_2^2 + \Delta\phi_1^2 \\ &= (1;25)'^2 + (2;5)'^2 \end{aligned}$$

soit

$$\Delta\theta_{\text{corr}} = \Delta\phi_{\text{corr}} = 2,8^\circ \text{ (FWHM)}.$$

Cette valeur est faible devant les largeurs totales à mi-hauteur mesurées pour les fonctions de corrélations dans le plan de réaction ( $\approx 10^\circ$  comme nous le verrons au Chapitre V). Les fonctions de corrélations présentées dans le chapitre suivant n'ont donc pas été déconvoluées par cette résolution angulaire expérimentale. Par contre les largeurs hors-plan, plus faibles, ont été corrigées de la résolution angulaire, due aux détecteurs (2,8° FWHM), à la taille finie du faisceau sur la cible (0,5° FWHM) et au Straggling angulaire des résidus de fission dans la cible ( $\sim 2,3^\circ$  FWHM).

La figure II.2 montre aussi les deux dispositifs employés pour le monitoring du faisceau. La cage de Faraday, utilisée pour les expériences à basse énergie ( $E/A < 200$  MeV/u) et le détecteur à émission secondaire permettant d'obtenir des intensités relatives et absolues de faisceau pour toutes les énergies (voir § II.8). Ce dernier est constitué de deux feuilles parallèles de Mylar aluminisé portées à une différence de potentiel d'une centaine de volt.

#### 4. L'acquisition des données et les contrôles en ligne

Le principe de l'électronique et de l'acquisition en ligne des événements via des châssis CAMAC utilise grandement la structure pulsée basse fréquence du faisceau délivré par le synchrotron.

Pendant la présence du faisceau (burst) d'une durée moyenne d'environ 400 ms, le calculateur d'acquisition (PDP 11/45) attend les interruptions envoyées par l'électronique sur le bus CAMAC. A chaque interruption, le calculateur lit les codeurs et remplit un buffer. En fin de burst les échelles sont lues et ramises à zéro. Il n'y a pas de traitement des informations reçues pendant cette période.

En dehors du burst (durée environ 700 ms) l'électronique d'acquisition est bloquée et le calculateur traite les informations stockées dans le buffer.

Le traitement consiste en la construction de spectres énergies et temps conditionnés ou non, de matrices de localisation ( $\theta, \phi$ ) et/ou  $\Delta E-E$  et en leur visualisation sur écran Tektronix. Durant cette période, le buffer est aussi écrit sur bande magnétique ainsi que les diverses échelles. A la fin de cette période, les interruptions CAMAC sont à nouveau autorisées, même lorsque les événements stockés dans le buffer n'ont pas été tous traités. L'acquisition des événements est prioritaire sur leur traitement-visualisation.

#### 5. Les cibles

Deux types de cibles autosupportées ont été utilisés :

- celle d'or a été obtenue par évaporation sous vide,
- celle de thorium par laminage.

Leur épaisseur a été mesurée soit par pesée directe, soit par mesure de la perte d'énergie d'alphas de 8,785 MeV et 6,069 MeV issus d'une source de thoron et en utilisant les tables de perte d'énergie de Williamson (WI 66). La précision sur ces mesures d'épaisseur est de  $\pm 1,5$  %, les deux cibles utilisées étant relativement épaisses ( $e_{Th} = 1,24$  mg/cm<sup>2</sup>,  $e_{Au} = 1,71$  mg/cm<sup>2</sup>). Les épaisseurs ont été utilisées pour la détermination des sections efficaces en valeur absolue (§ II.8).

#### 6. La perte d'énergie dans les cibles

Vu l'épaisseur relativement importante ( $e \lambda \sim 1 \text{ mg/cm}^2$ ) des cibles utilisées, les pertes d'énergie des fragments de fission dans celles-ci ne sont pas négligeables ( $\Delta E \sim 10 \text{ MeV}$  par fragment). De plus, elles varient de manière assez importante suivant l'énergie des fragments et surtout leur angle de détection (épaisseur effective vue par les fragments).

Les corrections ont été effectuées événement par événement pour chaque couple de fragments en utilisant des formules analytiques simples qui, à l'aide de six paramètres, reproduisent de manière satisfaisante les courbes de pouvoir d'arrêt de Ziegler (ZI 80) pour le matériau cible considéré. La méthode utilisée est exposée en annexe de ce mémoire (Annexe 1).

#### 7. Les étalonnages en énergie

Les compteurs ont été étalonnés à l'aide d'une source de  $^{252}\text{Cf}$  en utilisant les données expérimentales de Schmitt (SC 65). Ces étalonnages tiennent compte des pertes d'énergie des fragments de fission spontanée dans la fenêtre d'entrée et la zone morte des détecteurs.

L'incertitude sur les énergies détectées peut être estimée à  $\pm 1,5 \text{ MeV}$  compte tenu de l'incertitude sur la détermination des centroïdes des pics de fission de  $^{252}\text{Cf}$  et de la précision des données expérimentales utilisées. Ces dernières ont d'ailleurs été mesurées à nouveau récemment (BE 81) et des valeurs quelque peu différentes obtenues.

De plus, on peut estimer à 10 % la précision obtenue sur les corrections de perte d'énergie dans la cible, soit environ  $\pm 1 \text{ MeV}$ . Enfin, la correction de perte d'énergie dans la fenêtre d'entrée du compteur ( $\Delta E_{\text{fenêtre}} \sim 8 \text{ MeV}$ ) introduit une erreur supplémentaire d'environ  $\pm 0,5 \text{ MeV}$ . L'énergie d'un fragment de fission est donc connue à  $\pm 2 \text{ MeV}$  près. L'énergie cinétique totale sera alors déterminée en valeur absolue avec une incertitude estimée à  $\pm 4 \text{ MeV}$ .

#### 8. Les sections efficaces en valeur absolue

Elles ont été obtenues de manière directe :

$$\sigma_{\text{abs}} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{1}{e} \frac{1}{Q} \int N d\Omega$$

où

$N$  est le comptage d'une mesure à un angle donné  
 $e$  l'épaisseur de cible traversée par le faisceau

Q le nombre de particules incidentes pendant la durée de la mesure  
Ω l'angle solide du détecteur  
l'intégrale prise sur tous les angles solides.

Nous avons vu précédemment comment l'angle solide et l'épaisseur de cible ont été déterminés (chapitre II.2 et II.5).

A basse énergie (E/A < 200 MeV/u), le flux total Q de particules a été déterminé par mesure de la charge intégrée dans la cage de Faraday compte tenu de l'état complètement épluché des ions incidents.

A haute énergie, la cage de Faraday n'avait pas une épaisseur suffisante pour arrêter le faisceau. Nous avons utilisé le moniteur à émission secondaire dont nous avons étalonné la réponse en fonction de la nature et de l'intensité du faisceau.

A basse énergie, la charge recueillie sur les plaques du moniteur est proportionnelle au flux de particules et au pouvoir d'arrêt de ces particules.

On a :

$$M = k \times Q \times \frac{dE}{dx}$$

M charge recueillie sur les plaques du détecteur

Q charge totale traversant le détecteur

$\frac{dE}{dx}$  pouvoir d'arrêt des feuilles du moniteur

k facteur de proportionnalité

Ces mesures sont résumées dans le Tableau II.1.

Nous avons supposé que cette loi est valable à haute énergie incidente (E/A > 200 MeV/u). Un étalonnage, utilisant la désexcitation radioactive du  $^{11}\text{C}$ , formé par la réaction  $^{12}\text{C} (p, pn) ^{11}\text{C}$ , a montré la validité de cette extrapolation (MI 80).

Le facteur de proportionnalité k est déterminé à basse énergie, domaine où la cage de Faraday est efficace. Ce même facteur est ensuite utilisé pour la détermination du flux incident Q à haute énergie. Les pouvoirs d'arrêt dE/dx des différents projectiles, sont extraits des tables de Ziegler (ZI 80).

Tableau II.1

Réponses du moniteur à émission secondaire. Test de la proportionnalité avec le pouvoir d'arrêt  $dE/dx$ .

Faisceau	Energie (MeV)	$N_e - N_{Farad}$ (exp)	$dE/dx$ (MeV/mg/cm <sup>2</sup> )	Rapport k
p	140	0.723	5.12	0.141
d	70	2.126	14.79	0.144
d	140	1.180	8.54	0.138
$\alpha$	280	4.685	33.99	0.138

Compte tenu de la bonne précision sur la mesure des épaisseurs de cible (cibles épaisses) et de la charge intégrée (faisceau pulsé à basse fréquence), les sections efficaces absolues ont été déterminées avec une incertitude de  $\pm 10 \%$ .

### Chapitre III

#### RESULTATS DES MESURES EN LIBRE

Dans ce chapitre, nous allons traiter des résultats obtenus avec la détection d'un seul des deux fragments de fission. L'une des chambres d'ionisation est mobile en  $\theta$ . L'autre, fixée à  $\theta = -90^\circ$ , a été utilisée pour la normalisation en valeur relative des différents points expérimentaux.

Les distributions angulaires mesurées sont présentées dans le premier paragraphe. Le second est consacré aux sections efficaces absolues de fission que l'on comparera aux sections efficaces totales de réaction.

#### 1. Les distributions angulaires des fragments de fission

##### 1.1. Le changement de référentiel

Les distributions angulaires dans le laboratoire des fragments de fission détectés en libre sont présentées sur la figure III.1.

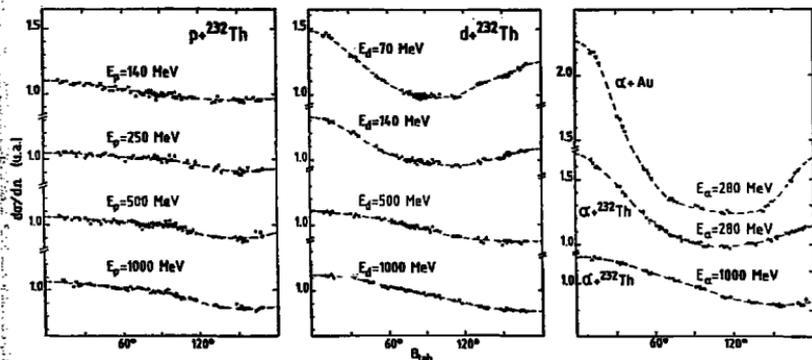


Fig. III.1 : Distributions angulaires dans le laboratoire des fragments de fission détectés en libre. Les sections efficaces  $d\sigma/d\Omega$  sont en unité arbitraire et les courbes en pointillés tracées pour guider l'œil.

L'asymétrie avant-arrière des distributions angulaires est due à l'entraînement du noyau de recul qui fissionne, ce qui provoque un effet de focalisation vers l'avant.

En prenant comme hypothèse que les distributions angulaires sont symétriques par rapport à  $\pi/2$  dans le référentiel lié au noyau fissionnant (appelé par la suite "cmf" (centre de masse de fission)), on peut déterminer cinématiquement la vitesse moyenne d'entraînement  $V_R$  de ce référentiel mesurée parallèlement à la direction incidente prise comme référence pour les angles et le Jacobien de la transformation. Dans ce calcul cinématique, on utilise la vitesse moyenne  $v_f$  des fragments de fission donnée par la formule de Viola (VI 66), vitesse pratiquement indépendante de la masse du noyau fissionnant (dans la région de la vallée de stabilité des masses  $A \gtrsim 200$ ).

L'impulsion moyenne de recul est alors déterminée par :

$$\langle P \rangle_{DA} = A_{\text{cible}} \cdot V_R$$

où l'on a supposé que le noyau de recul formé dans la première étape de la réaction a la masse initiale de la cible et que la vitesse moyenne du recul est conservée lors de l'évaporation des nucléons de préfission.

Les distributions angulaires obtenues par ce traitement sont présentées en valeurs absolues sur la figure III. 2. Les impulsions  $\langle P \rangle_{DA}$  déduites sont reportées dans le tableau III.1.

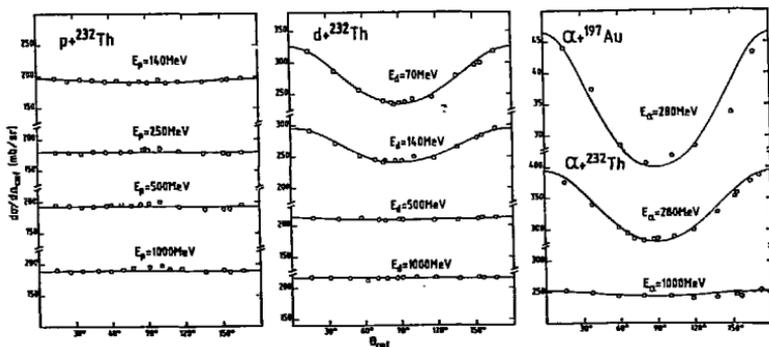


Fig. III.2 : Distributions angulaires des fragments de fission (en libre) transformées dans le référentiel lié au noyau fissionnant. Les courbes sont le résultat de calculs théoriques utilisant les moments angulaires  $J$  du tableau III.1.

Tableau III.1

Résultats expérimentaux déduits des distributions angulaires des fragments de fission : Impulsion parallèle et spin transférés, section efficace totale de fission.

Système	$E_i$ (MeV)	$P_i$ (MeV/c)	$\langle P_{//} \rangle_{DA}$ (MeV/c)	$\frac{L_{gr}}{(\hbar)}$	J ( $\hbar$ )	$\sigma_{Fis}$ (mb)
P + $^{232}_{Th}$	140	530	307±25	25	4	1210±120
	250	727	314±25	34	1	1130±115
	500	1087	310±25	49	1	1210±120
	1000	1692	490±50	70	1	1200±120
d + $^{232}_{Th}$	70	515	377±30	25	13	1640±160
	140	736	456±40	37	11	1600±160
	500	1454	532±40	72	5	1320±130
	1000	2174	620±60	102	4	1350±135
$\alpha$ + $^{232}_{Th}$	280	1471	867±80	75	17	1960±190
	1000	2907	754±80	148	7	1520±150
$\alpha$ + Au	280	1471	1030±75	72	28	192±20

Les incertitudes indiquées dans ce tableau tiennent compte d'une part de la précision de la méthode pour évaluer les poids "avant" et "arrière" des distributions angulaires expérimentales, d'autre part de l'incertitude sur la masse du noyau de recul, qui pour les projectiles légers utilisée est de l'ordre de 3 à 4 u.m.a (soit 1 à 2 %). Dans le tableau III.1 nous avons aussi reporté le moment linéaire relativiste  $P_i$  apporté par le projectile :  $P_i = E_i (1 + 2 A_p/E_i)^{1/2}$ .

i) A basse énergie incidente ( $E_i/A \lesssim 70$  MeV/u) une large part de l'impulsion incidente est transférée à la cible.

ii) Lorsque l'énergie augmente, la proportion de transfert de moment décroît, pour atteindre environ 20 % à 1 GeV d'énergie incidente, pourcentage indépendant du projectile léger utilisé.

Nous commenterons ces points plus en détail au chapitre V consacré aux corrélations angulaires des fragments de fission.

A basse énergie, les distributions angulaires (fig. III.2) présentent une certaine anisotropie ( $W(0^\circ)/W(90^\circ) > 1$ ). Par contre, au-dessus de 100 MeV/u d'énergie incidente par nucléon, ces distributions sont pratiquement isotropes. Dans le paragraphe suivant, nous allons montrer comment cette anisotropie est reliée au moment angulaire du noyau qui fissionne. Des moments angulaires basés sur ces calculs seront ensuite extraits des résultats expérimentaux.

### 1.2. La théorie de l'anisotropie des distributions angulaires (HU 69a)

L'interprétation des distributions angulaires a été proposée initialement par A. Bohr (BO 56). L'idée maîtresse de son modèle est que le noyau fissionnant polarisé, en traversant le point selle, a des états quantiques similaires à ceux d'un noyau déformé de façon permanente. Ces états sont seulement supposés quasi-stationnaires puisque le noyau ne reste que très peu de temps au point selle.

L'orientation du noyau dépend alors des états quantiques disponibles. Ces derniers sont caractérisés par les nombres quantiques I, M et K :

- I moment angulaire total du noyau
- M projection de  $\vec{I}$  sur une direction fixe (celle du faisceau incident pris comme axe de quantification)
- K projection de  $\vec{I}$  sur l'axe de symétrie du noyau.

Dans le cas particulier des réactions nucléaires induites par particules, qui conduisent à des énergies d'excitation relativement grandes, la densité des états est telle qu'ils peuvent être traités à l'aide de la théorie statistique. De plus, le moment angulaire transféré étant largement plus grand que le spin éventuel du projectile ou de la cible, on aura  $M = 0$  (on a strictement  $M = 0$  dans le cas de spin nuls dans la voie d'entrée).

A l'aide de la théorie statistique, Halpern et Strutinski ont montré (HA 58) que la distribution du nombre quantique K peut être donnée par :

$$F(K) \propto \exp\left[-K^2/2K_0^2\right] \quad \text{avec} \quad K_0^2 = J_{\text{eff}} T/\pi^2$$

$J_{\text{eff}}$  : moments d'inertie effectif au point selle

$$J_{\text{eff}} = J_{\perp} J_{\parallel} / (J_{\perp} - J_{\parallel})$$

$J_{\parallel}, J_{\perp}$  : moment d'inertie parallèle et perpendiculaire à l'axe de scission

T : température du noyau au point selle.

Pour un gaz de Fermi on a :

$$T = (E_S^M/a_f)^{1/2}$$

$E^M$  : énergie d'excitation du noyau au point selle

$a_f$  : paramètre de densité de niveau.

En supposant que K est conservé du point selle au point de scission (i.e. K est un "bon" nombre quantique), la distribution angulaire des fragments de fission peut être calculée à partir des distributions obtenues pour chaque état (I,M,K) disponible.

Un tel traitement a été effectué par Huizenga et al. (HU 69a). Ces auteurs ont obtenu, pour un spin I et en supposant M = 0, la relation approximative suivante :

$$W_{M=0}^I(\theta) = \frac{\pi/2 (2I+1) \exp \left[ -(I+1/2)^2 \sin^2 \theta / 4K_0^2 \right] J_0 \left[ i(I+1/2)^2 \sin^2 \theta / 4K_0^2 \right]}{4\pi^2 (\pi^{1/2}/2) (2K_0^2)^{1/2} \operatorname{erf} \left[ (I+1/2) \sqrt{2K_0^2} \right]} \quad (1)$$

$J_0$  est la fonction de Bessel d'ordre 0 avec argument imaginaire et erf la fonction "erreur" :

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt.$$

Dans le cas de réactions conduisant à la formation d'un noyau composé, une sommation sur tous les spins, en pondérant chaque valeur par  $(2I+1) T_I$ , conduit à l'expression finale de la distribution angulaire des fragments de fission :

$$W(\theta) = \sum_{I=0}^{\infty} (2I+1) T_I W_{M=0}^I(\theta) \quad (2)$$

$T_I$  : coefficients de transmission dans la voie d'entrée, pour le spin I, conduisant au noyau composé.

De la formule (1) on obtient que l'anisotropie  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$  de la distribution angulaire, gouvernée par le spin I et la température T, varie grossièrement comme  $(1 + I^2/T)$  ; ainsi plus le spin est élevé plus la distribution approche  $1/\sin \theta$ , la température ayant pour effet d'aplatir la distribution obtenue.

De nombreuses études systématiques pour diverses cibles (KA 66, HU 69a) ont été faites pour vérifier ce modèle et déterminer la dépendance de  $K_c^2/E_S^{M=1/2} = \eta_{\text{eff}}^2/a_f^{1/2}$  en fonction de l'énergie d'excitation  $E_S^M$ . Viola et al. (VI 71) ont montré que pour le système  $\alpha + {}^{238}\text{U}$ ,  $K_c^2/E_S^{M=1/2}$  est indépendant de l'énergie incidente au moins jusqu'à 63,5 MeV.

### 1.3. Les calculs effectués

Ces calculs nous ont permis de déterminer des valeurs maximales du spin moyen  $J$  transféré au noyau de recul. Pour cela, nous avons utilisé la formule (1) en identifiant le spin  $I$  au spin moyen  $J$ .

De plus, nous avons supposé que  $J_{\text{eff}}^2/\pi^2 a_f^{1/2}$  était indépendant de l'énergie incidente, même au-dessus de 60 MeV. Les valeurs utilisées ont été extraites des références (HU 69c) et (RE 66).

Afin de déterminer une limite supérieure du spin moyen  $J$ , nous avons déduit un  $K_0^2$  maximal en prenant comme énergie d'excitation  $E_S^*$  la valeur correspondant à la formation du noyau composé.

Ces diverses hypothèses n'ont que peu d'influence sur les résultats dans la mesure où les anisotropies expérimentales que l'on se propose de reproduire sont relativement petites ; elles ne dépendent principalement dans ce cas que du spin  $I$  du noyau.

Sur la figure III.2, les courbes en trait continu correspondent aux distributions angulaires calculées pour les spins moyens  $J$  reportés dans le tableau III.1.

Ces spins moyens sont à comparer au moment angulaire d'effleurement  $l_{gr}$  dans la voie d'entrée reporté dans le tableau III.1 pour chaque système.

Au-dessus de 100 MeV/u d'énergie incidente, les spins transférés sont inférieurs à  $10\hbar$  ; ces valeurs très petites peuvent être dues en partie aux réactions périphériques faiblement inélastiques qui transfèrent peu de moment angulaire. La majeure partie du moment angulaire reste dans le mouvement relatif des ions et nucléons sortant qui peuvent être en assez grand nombre. Cette explication est renforcée par le fait que, pour le système  $\alpha + \text{Au}$  à 280 MeV, le spin moyen ( $28\hbar$ ) est largement plus grand que celui obtenu pour la réaction  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à la même énergie ( $17\hbar$ ) : avec la cible d'au peu fissile, les réactions quasi-élastiques ne conduisent pas à une fission du noyau de recul, contrairement au cas du  ${}^{232}\text{Th}$ .

D'autre part, l'émission de nucléons avant la fission, en emportant quelques unités de moment angulaire, va contribuer à désorienter le spin du noyau et donc à réduire les anisotropies des distributions angulaires de fission, surtout aux plus grandes énergies incidentes où cette émission est importante.

Cet effet est renforcé par le désalignement de la direction de recul du noyau avant sa fission. En effet, l'angle de recul par rapport à la direction

incidente peut être grand. La distribution angulaire des fragments de fission présente un maximum vers cette direction de recul. La convolution de cette distribution sur toutes les directions de recul possibles va diminuer fortement l'anisotropie de la distribution angulaire. A la limite, des anisotropies "anormales" ( $W(0^\circ)/W(90^\circ) < 1$ ) sont observées (LO 55, ME 58, FO 78).

Nous verrons dans un chapitre suivant (chapitre VI) que des calculs de Cascade Intra-Nucléaire prédisent des spins transférés aussi faibles que ceux extraits des résultats expérimentaux. Ceci indique qu'à haute énergie, les nombreux (3-4) nucléons émis au cours de la collision emportent le moment angulaire disponible dans leur mouvement relatif par rapport au noyau de recul.

## 2. Les sections efficaces totales de fission

Cette donnée permet d'estimer l'importance du processus que l'on sélectionne avec la méthode de corrélation angulaire par rapport à tous les autres modes de réaction.

Avec une cible  $^{232}\text{Th}$  aisément fissile, on peut s'attendre à ce que la plupart des chocs projectile-cible conduise à un noyau de recul suffisamment excité pour surmonter la barrière de fission (5-7 MeV).

La comparaison de la section efficace de fission avec la section efficace de réaction permettra d'avoir une idée quantitative de l'importance des autres phénomènes non détectables par la méthode, surtout pour les plus grandes énergies incidentes étudiées.

Les sections efficaces de fission sont obtenues par intégration des distributions angulaires mesurées en libre

$$\sigma_{\text{Fis}} = \pi \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta \, d\theta.$$

On a procédé ici à l'intégration sur l'angle  $\theta$  et tenu compte d'une multiplicité de 2 du processus de fission. Nous avons vérifié, en procédant à une intégration sur les angles  $\theta$  et  $\phi$  des corrélations angulaires (2 fragments de fission détectés en coïncidence), que plus de 80 % des événements en libre proviennent d'une fission binaire.

Les résultats sont reportés dans le tableau III.1 pour tous les systèmes étudiés. La précision de  $\pm 10\%$  de ces mesures tient compte de l'incertitude sur l'épaisseur de la cible et sur le flux intégré de particules incidentes (cf § II.5 et II.8).

Les fonctions d'excitation de fission correspondantes sont présentées sur la figure III.3 pour la cible de  $^{232}\text{Th}$ . Nous avons reporté sur cette figure d'autres données.

- Un point à 2,1 GeV pour le système  $d + ^{232}\text{Th}$  (RA 73b)
- Une série de mesures pour le système  $\alpha + ^{232}\text{Th}$  à basse énergie (RO 71, RA 73a), ainsi qu'un point à 600 MeV (DE 80a).

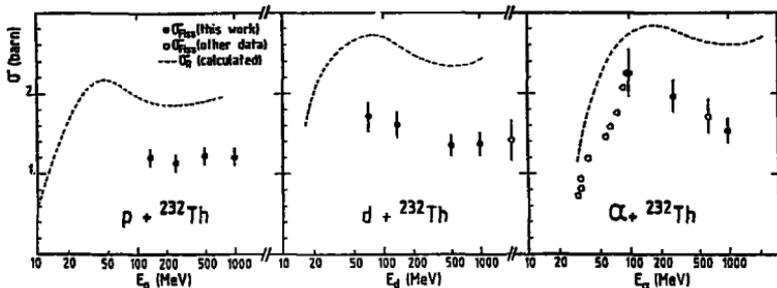


Fig. III.3 : Sections efficaces de fission en fonction de l'énergie incidente. La valeur à 2,1 GeV de deuton provient de la référence (RA 73b). Les autres données  $\alpha + ^{232}\text{Th}$  viennent des références (RO 71, RA 73a, DE 80a). Les courbes en pointillé représentent des calculs de section efficace totale de réaction utilisant les résultats de la référence (RE 72) pour les protons, et de la référence (DE 80b) pour les deutons et alphas.

Les courbes en pointillé de la figure se rapportent à des sections efficaces totales de réaction estimées à partir de divers résultats et calculs théoriques de la littérature.

- Pour les protons, Lemberg et al. (RE 72) ont mené une systématique des sections efficaces totales de réaction sur une large plage d'énergie et de noyaux cible. Pour une énergie incidente donnée, ces auteurs ont trouvé une dépendance en  $A^{2/3}$  de la section efficace totale de réaction en fonction de la masse A du noyau-cible. Ainsi, pour une énergie incidente de 560 MeV, la section efficace  $\sigma_R$  peut être estimée égale à 1880 mb pour le système  $p + ^{232}\text{Th}$ . Ils ont aussi analysé les sections efficaces de réaction pour le système  $p + \text{Pb}$  de 70 à 600 MeV d'énergie incidente. Nous avons utilisé ces résultats pour le système  $p + ^{232}\text{Th}$  en ajustant la différence des rayons des cibles, tenant compte de la loi en  $A^{2/3}$ . La correction est de 7,5 % entre les deux cibles.

- Pour les deutons et les alphas, nous avons utilisé les résultats de calculs

de De Vries et Peng (DE 80b). Ces auteurs ont effectué des calculs microscopiques des sections efficaces totales de réaction en utilisant la théorie de Glauber et les sections efficaces d'interaction nucléon-nucléon. Les courbes en pointillé proviennent des  $\sigma_R$  théoriques calculées pour une cible de Pb et corrigées de la différence des rayons entre  $^{232}\text{Th}$  et Pb en utilisant la loi en  $A^{2/3}$ .

Pour la cible d'au, la section efficace de fission mesurée (tableau III.1), ainsi que des données à 100, 640 et 740 MeV (RA 73a, DE 80a, GR 00) montrent que la section efficace maximale de fission pour le système  $\alpha + \text{Au}$  est 10 fois plus faible que pour le système  $\alpha + ^{232}\text{Th}$ . A la même énergie incidente, la sélectivité sur les impulsions et énergies transférées en sera fortement accrue comme nous le verrons au chapitre V.

*Discussion*

Les fonctions d'excitation obtenues avec des protons et deutons incidents sur la cible de  $^{232}\text{Th}$  sont relativement plates. Par opposition, celle mesurée avec des alphas décroît assez fortement au-dessus de 100-150 MeV d'énergie incidente.

Ces tendances se rencontrent aussi dans le cas d'une cible d'uranium (fig. III.4) pour laquelle les données expérimentales sont plus complètes.

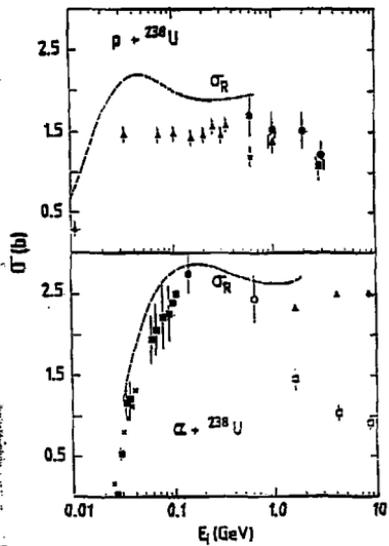


Fig. III.4 : Sections efficaces totales de fission pour les systèmes p+U et  $\alpha+U$ . La courbe en pointillé indique la section efficace de réaction calculée comme pour la figure III.3.

Pour le système p+U, les données sont extraites des références :

- ▲ ST 58, ○ HU 76, × DE 80a, △ HU 69b,
- ☒ KA 72.

Pour le système  $\alpha+U$  :

- RA 73a, × CO 61, ☒ KA 86, □ ME 80,
- DE 80a, ○ VI 74. Les triangles pleins (▲) sont des sections efficaces de réaction extraites de la référence ME 80.

Pour des alphas incidents, la section efficace de fission demeure plus proche de la section efficace totale de réaction à de plus hautes énergies incidentes.

On peut expliquer qualitativement ce résultat en remarquant que :

- un alpha apporte plus de moment angulaire qu'un proton, ce qui favorise la fission.

- L'alpha ne commence à être sensible aux nucléons individuels de la cible que vers 150 MeV, contre 35 MeV environ pour les protons (énergie de Fermi). Les interactions nucléon-nucléon qui peuvent n'apporter que peu d'énergie (par opposition à la formation d'un noyau composé) se feront sentir à de plus petites énergies incidentes dans le cas de protons. Ces interactions directes peuvent alors conduire à d'autres voies de sortie que la fission (spallation par exemple). A haute énergie incidente, les énergies apportées sont telles que le noyau de recul peut n'avoir qu'une faible probabilité de fission (forte émission de nucléons avant fission). *Le moment angulaire apporté dans la voie d'entrées n'est plus le paramètre important dans ce domaine des collisions nucléon-nucléon. Le pourcentage de fission par rapport à la section efficace totale de réaction tend à devenir le même, quel que soit le type de projectile léger utilisé.*

Pour la cible de  $^{232}\text{Th}$ , environ les 2/3 de la section efficace totale se retrouve sous forme de fission. Ceci veut dire que 1/3 de la section efficace correspond à des collisions plus violentes qui ont pour effet :

- soit une explosion complète du noyau. On ne peut alors détecter des fragments lourds de masse  $A \sim 100$ ,

- soit une émission de nucléons avant fission telle que le noyau résiduel ne peut plus fissionner. Ce résidu de la cible, animé d'une très faible vitesse de recul ne peut pas être détecté par le dispositif expérimental utilisé. Cette possibilité expliquerait la différence de section efficace de fission en valeur absolue entre la cible de  $^{232}\text{Th}$  et celle de  $^{238}\text{U}$  à une même énergie incidente (10 - 15 % environ), différence qui ne peut être comprise par un simple effet géométrique (1.7 % seulement d'augmentation de section efficace due à la taille plus importante du noyau d'U).

## Chapitre IV

### RESULTATS DES CORRELATIONS EN ENERGIE

Outre les corrélations angulaires entre les deux fragments de fission que nous présenterons dans le chapitre suivant, nous avons mesuré les énergies cinétiques des deux résidus détectés en coïncidence.

Dans un premier paragraphe, nous allons montrer que, moyennant quelques hypothèses simples et réalistes, ces mesures nous permettent de déterminer :

- . l'énergie cinétique totale des deux fragments, dans le référentiel lié au noyau fissionnant, après leur désexcitation ;
- . l'asymétrie en masse de la scission.

Les résultats sont présentés et commentés dans le deuxième paragraphe. Le troisième est consacré à une estimation des énergies d'excitation atteintes par le noyau de recul. Ces énergies sont extraites des énergies cinétiques totales, après évaporation, en faisant quelques hypothèses que nous justifierons.

#### 1. Les formules de transformation cinématique

A partir des énergies  $E_1$  et  $E_2$  des deux fragments détectés en coïncidence, on peut déterminer l'énergie cinétique totale  $E_K$  et l'asymétrie de masse  $\alpha = \frac{m_2}{m_1 + m_2}$  des deux résidus de fission. Il suffit pour cela de supposer que, pour chaque événement de fission, la direction de l'impulsion  $\vec{P}_R$  résultante des impulsions des deux fragments détectés est celle du faisceau incident. Cette condition, très restrictive pour chaque couple d'ions détectés, n'est en fait satisfaite qu'en moyenne. Une conséquence de cette hypothèse sera que seuls les événements coplanaires seront pris en compte.

Avec cette hypothèse et compte tenu de la disposition expérimentale des détecteurs ( $\theta_1 = -90^\circ$ ,  $\theta_2 \equiv \theta$ ), les équations cinématiques de changement de référentiel s'écrivent :

$$P_2 \cos \theta = P_R \quad (1)$$

$$P_1 = P_2 \sin \theta \quad (2)$$

$$E_1 + E_2 = E_K + E_R \quad (3)$$

où  $E_R$  est l'énergie d'entraînement du référentiel R.

L'équation (2) élevée au carré fournit une relation entre les énergies  $E_i$  et les masses  $M_i$  ( $i = 1, 2$ ) des 2 fragments :

$$M_2 E_2 \sin^2 \theta = M_1 E_1.$$

Posons

$$B = \frac{M_1}{M_2} = \frac{E_2 \sin^2 \theta}{E_1} \quad (4)$$

B ne contient que des grandeurs connues expérimentalement.

Compte tenu de la relation (1), l'énergie d'entraînement  $E_R$  s'écrit :

$$E_R = \frac{P_R^2}{2(M_1 + M_2)} = \frac{P_2^2 \cos^2 \theta}{2(M_1 + M_2)}$$

L'énergie cinétique totale  $E_K$  des 2 fragments dans le référentiel R s'écrit alors :

$$E_K = E_1 + E_2 - \frac{M_2 E_2 \cos^2 \theta}{(M_1 + M_2)}$$

$$E_K = E_1 + E_2 \left(1 - \frac{\cos^2 \theta}{1+B}\right) \quad (5)$$

L'asymétrie de masse  $\alpha$  est donnée par

$$\alpha = \frac{M_2}{M_1 + M_2} = \frac{1}{1+B}. \quad (6)$$

Les énergies  $E_1$  et  $E_2$  sont déterminées à partir des énergies détectées après correction des pertes d'énergie (voir § II.6 et Annexe 1).

Pour chaque angle de corrélation, on détermine les distributions en énergie cinétique  $E_K$  et en asymétrie de masse  $\alpha$  par un traitement événement par événement de tous les couples de fragments.

Il faut remarquer que dans ce traitement aucune hypothèse n'est faite sur

la masse totale de recul ( $M_1 + M_2$ ). D'autre part, l'énergie cinétique  $E_K$  déterminée ici correspond à l'énergie cinétique totale des fragments après émission des particules d'évaporation.

Les distributions obtenues peuvent être caractérisées par leurs deux premiers moments. Les incertitudes sur ces moments dépendent du nombre total d'événements et de la "largeur" d'un canal de la distribution.

Le moment d'ordre  $p$  d'une distribution  $w_i$  de la variable  $i$  s'exprime par :

$$m_p = \sum_i i^p w_i / \sum_i w_i \quad (7)$$

posons  $\sum_i w_i = A$  : nombre total d'événements de la distribution discrète  $[w_i]$ .

En différenciant (7) on obtient :

$$\begin{aligned} dm_p &= \frac{1}{A} \sum_i i^p dw_i - \frac{m_p}{A} \sum_i dw_i \\ &= \frac{1}{A} \sum_i (i^p - m_p) dw_i. \end{aligned}$$

On a négligé ici l'incertitude introduite par la largeur du canal  $i$ .

Pour des distributions  $w_i$  proches de gaussiennes, les incertitudes indépendantes se somment quadratiquement d'où :

$$(\Delta m_p)^2 = \frac{1}{A^2} \sum_i (i^p - m_p)^2 (\Delta w_i)^2$$

en remarquant que  $(\Delta w_i)^2 = w_i$  (erreur statistique).

On obtient :

$$(\Delta m_p)^2 = \frac{1}{A} \left[ m_{2p} - m_p^2 \right]. \quad (8)$$

En particulier pour le moment d'ordre 2, l'incertitude s'exprime en fonction du moment d'ordre 4 de la distribution.

Les incertitudes varient toujours en fonction de l'inverse de la racine carrée du nombre total d'événements  $A$  de la distribution.

A l'aide de la formule (8) on constate que la valeur moyenne ( $m_1$ ) d'une distribution expérimentale est relativement bien déterminée avec quelques centaines d'événements dans la distribution, mais pas les variances ( $\sigma^2 = m_2 - m_1^2$ ). Il faut dans ce cas plusieurs milliers d'événements pour obtenir l'écart type  $\sigma$  de la distribution à mieux que 5 %.

## 2. Les résultats

### 2.1. Les distributions en énergie cinétique totale

La figure IV.1 montre la valeur moyenne  $\bar{E}_K$  et l'écart type  $\sigma_E$  des distributions d'énergie cinétique obtenues pour le système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  en fonction de l'angle de corrélation  $\theta_{\text{corr}} = \frac{\pi}{2} + \theta$  entre les deux fragments détectés. Les résultats obtenus pour les systèmes  $p + {}^{232}\text{Th}$ ,  $d + {}^{232}\text{Th}$  et  $\alpha + {}^{197}\text{Au}$  sont présentés dans l'Annexe 2.

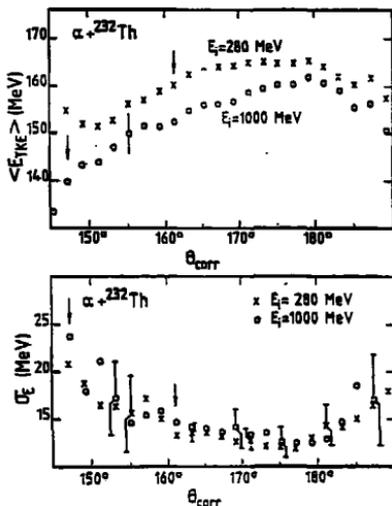


Fig. IV.1 : Valeur moyenne  $\bar{E}_K$  et écart type  $\sigma_E$  de l'énergie totale après évaporation en fonction de l'angle de corrélation  $\theta_{\text{corr}}$  entre les 2 fragments de fission détectés. Les flèches indiquent l'angle  $\theta_{\text{corr}}$  attendu pour un transfert complet de l'impulsion incidents. Quelques barres d'erreur indicatives ont été reportées.

Quelques barres d'erreur indicatives ont été reportées. Pour les valeurs moyennes  $\bar{E}_K$ , l'erreur statistique obtenue avec la formule (8) est négligeable devant l'incertitude due à l'étalonnage en valeur absolue des détecteurs ( $\pm 4$  MeV; cf § II.7). Cette erreur importante ne provient que de la normalisation en valeur absolue des énergies, lorsque l'estimation des pertes d'énergie dans la cible et les zones mortes des détecteurs doivent être prises en compte. Mais, pour un même projectile, les fonctions de corrélation pour les différentes énergies incidentes ont été mesurées dans les mêmes conditions expérimentales ; les courbes

$\bar{E}_K = f(\theta_{\text{corr}})$  sont donc comparables dans leurs formes avec une incertitude nettement inférieure à 4 MeV, les pertes d'énergie des fragments de fission étant sensiblement les mêmes quelle que soit l'énergie incidente du projectile. On peut estimer l'incertitude relative entre les différents points expérimentaux pour un même projectile à  $\pm 0,5$  MeV.

Sur cette figure, on remarque la diminution de l'énergie cinétique totale après évaporation pour des angles de corrélations décroissants à partir de  $180^\circ$ . Cette diminution est accompagnée d'une augmentation de la largeur de la distribution en énergie. Ce comportement est attribué à l'évaporation de plus en plus importante de nucléons lorsque le transfert d'impulsion augmente (i.e.,  $\theta_{\text{corr}}$  décroissants), donc d'une énergie d'excitation plus élevée.

La décroissance de  $\bar{E}_K$  observée au-delà de  $180^\circ$  est attribuée à une sélection particulière des événements de fission dont on impose qu'ils évaporent de nombreux nucléons pour être fortement désalignés (voir commentaire plus détaillé de ce point au paragraphe V.2).

A un même angle de corrélation, l'énergie cinétique  $\bar{E}_K$ , après évaporation, décroît lorsque l'énergie incidente du projectile augmente. A de plus grandes énergies incidentes, l'énergie d'excitation, atteinte pour un même transfert d'impulsion sera plus élevée. Par contre les écarts types de la distribution en énergie augmentent très peu avec l'énergie du projectile. Les présentes valeurs expérimentales des écarts types sont en bon accord avec les données obtenues à plus basse énergie (voir par exemple les références RE 69, VI 71, VI 74).

## 2.2. Les spectres d'asymétrie de masse

Ils sont présentés pour le système  $d + {}^{232}\text{Th}$  en fonction de l'angle de corrélation  $\theta_{\text{corr}}$  et des énergies incidentes sur la figure IV.2. C'est pour ce système que nous avons exploré la plus grande plage en énergie incidente. Les spectres obtenus pour les autres systèmes sont présentés dans l'Annexe 2. Rappelons que ces spectres ne se rapportent qu'aux événements coplanaires.

On remarque sur ces distributions que la probabilité de fission est maximale pour une scission symétrique ( $\alpha \sim 0,5$ ) sauf dans le cas de réactions induites à basse énergie incidente pour des angles de corrélation  $\theta_{\text{corr}}$  proches de  $180^\circ$ . La largeur des distributions est assez insensible à l'angle de corrélation et à l'énergie incidente du projectile.

Des résultats semblables ont été publiés pour les systèmes  $\alpha + \text{U}$  à  $E_\alpha = 140$

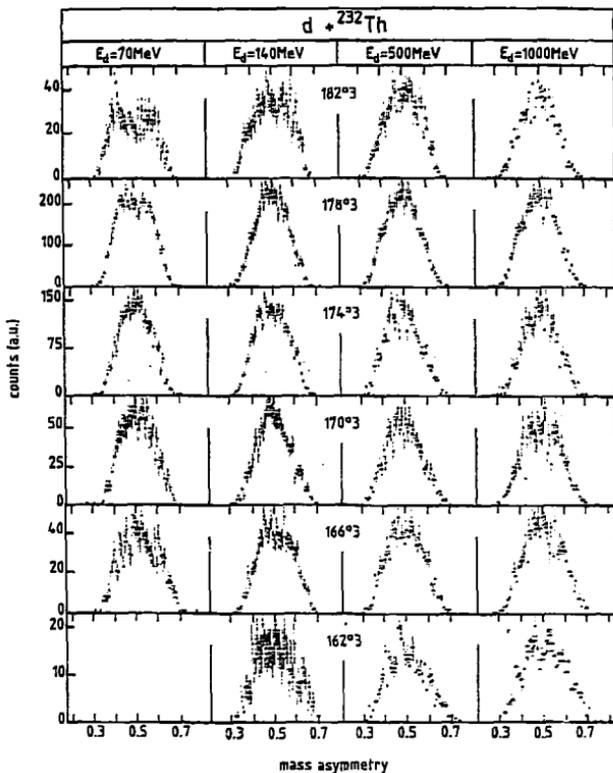


Fig. IV.2 : Distributions en asymétrie de masse  $\alpha = M_1/M_1+M_2$  des deux fragments de fission pour le système  $d + {}^{232}\text{Th}$  en fonction de l'énergie incidente  $E_d$  et de l'angle de corrélation  $\theta_{\text{corr}}$ .

MeV (VI 71) et  $p + U$  à  $E_p = 156$  MeV (ST 67) et  $E_p = 2,9$  GeV (RE 69). Toutefois la tendance à l'asymétrie est moins marquée (rapport pic/vallée plus faible) pour les présentes expériences réalisées avec une cible de  $^{232}\text{Th}$ .

Une scission asymétrique est caractéristique de la fission de noyaux lourds ( $A \gtrsim 225$ ) à basse énergie d'excitation, les effets de couches pour ces noyaux étant importants. Par contre, la scission symétrique est prédominante dans la fission des noyaux plus légers et aussi à haute énergie d'excitation. L'énergie d'excitation au-dessus de laquelle la fission symétrique est prépondérante dépend du numéro atomique et de la masse du noyau, mais pour les noyaux proches de la vallée de stabilité, elle est comprise entre  $E^* \sim 20$  MeV pour  $Z = 89$  et  $E^* \sim 50$  MeV pour  $Z = 93$  (BR 63, KO 68). Pour une cible de Thorium ( $Z = 90$ ), on peut estimer cette limite vers 30 MeV.

La scission asymétrique observée aux plus basses énergies incidentes étudiées et pour les petits transferts d'impulsion permet de fixer grossièrement à 30 MeV l'énergie d'excitation moyenne atteinte par le noyau de recul.

Pour des transferts pratiquement nuls de moment et aux plus grandes énergies incidentes, on remarque que la scission est symétrique, ce qui conduit à penser que le noyau de recul n'est pas froid et possède une énergie d'excitation moyenne supérieure à 30 MeV, même lorsque les 2 fragments sont détectés à  $180^\circ$  l'un de l'autre.

Nous verrons dans le paragraphe suivant que ces conclusions qualitatives sont confirmées par des résultats plus quantitatifs sur les énergies d'excitation moyennes extraites des énergies cinétiques totales des fragments détectés.

### 3. Les énergies d'excitations moyennes

#### 3.1. Les formules

A partir de l'énergie cinétique totale après évaporation de nucléons, on peut extraire une énergie d'excitation moyenne du noyau de recul formé à la fin de la première étape de l'interaction. Pour cela il faut supposer que :

- la masse  $A_R$  du noyau de recul est connue. Cette masse peut être estimée égale à celle de la cible avec une précision de 2 %, les masses incidentes des projectiles étant très petites devant celles des cibles utilisées ;

- l'énergie cinétique totale de fission  $E_K^0$ , avant évaporation, ne dépend pas de l'énergie d'excitation du noyau. Les données de la littérature sont contradictoires quant à la variation de  $E_K^0$  avec l'énergie d'excitation : augmentation pour les données des références (PL 66) et (SE 65) ; décroissance pour

celles de (BR 63, BR 64) et (BA 81). D'autres données (RE 69) montrent une variation très petite de la vitesse des fragments de fission avec l'énergie d'excitation ( $\frac{\Delta v}{v} = +1\%$  pour  $\Delta E^* = 80$  MeV). Une indépendance de  $E_K^0$  avec  $E^*$  semble une hypothèse de travail raisonnable à la vue de ces divers résultats.

Avec l'évaporation, la vitesse des fragments est conservée en moyenne. Ceci est vrai aussi bien pour l'émission de nucléons après fission qu'avant, la vitesse des fragments due à la répulsion coulombienne au point de scission ne dépendant pratiquement pas de la masse totale fissionnante, dans la région des masses 150-250. La valeur moyenne de l'énergie cinétique totale des fragments après évaporation sera approximativement donnée par :

$$\bar{E}_K = (1 - N/A_R) E_K^0 \quad (9)$$

$N$  = nombre moyen de nucléons évaporés. On a (DO 58) :  $N = \bar{E}^*/12,5$   
 $E_K^0$  est donné par la systématique de Viola (VI 66).

L'énergie d'excitation moyenne  $\bar{E}^*$  sera alors donnée par :

$$\bar{E}^* = (1 - \bar{E}_K/E_K^0) \cdot A_R \cdot 12,5 \quad (10)$$

*Ce résultat ne suppose pas que la fission est celle du noyau de recul. Elle peut se produire plus tard le long de la chaîne de désexcitation. L'énergie d'excitation calculée avec la formule (10) sera celle du noyau de recul, en utilisant l'énergie cinétique  $E_K^0$  correspondant à la masse  $A_R$  de celui-ci.*

Les énergies d'excitation déduites de la relation (10) sont entachées d'une grande imprécision. Différenciant (10), on obtient :

$$\frac{d\bar{E}^*}{\bar{E}^*} = \frac{dA_R}{A_R} + \frac{dC}{C} + \left[ \frac{dE_K^0}{E_K^0} + \frac{dE_K}{E_K} \right] \frac{E_K}{E_K^0 - E_K} \quad (11)$$

où l'on a posé  $C = 12,5$ .

On peut estimer :

•  $\frac{dA_R}{A_R} = 2\%$ . Les projectiles utilisés sont légers..

•  $\frac{dC}{C} = 10\%$ . C peut, en effet, dépendre de la masse et de l'énergie d'excitation du noyau qui fissionne.

• Le dernier terme donne la plus grande contribution à l'erreur totale, le facteur  $E_K/(E_K^0 - E_K)$  étant très grand en général.

## 3.2. Les résultats

Dans le tableau IV.1 nous avons reporté les énergies d'excitation moyennes déduites des énergies cinétiques expérimentales à l'aide de la relation (10) pour les deux extrémités de la plage en impulsion disponible, c'est-à-dire, pour les angles de corrélation  $\theta_{\text{corr}} = 180^\circ$  (i.e.  $P_{//} \sim 0$ ) et  $\theta_{\text{corr}} = \theta_{\text{TT}}$ , où  $\theta_{\text{TT}}$  est l'angle de Transfert Total d'impulsion ( $P_{//} = P_{\perp}$ ).

Tableau IV.1

Energie cinétique moyenne  $\bar{E}_K$  et énergie d'excitation  $E_K^*$  déduites des données expérimentales à  $\theta_{\text{corr}} = 180^\circ$  et  $\theta_{\text{corr}} = \theta_{\text{TT}}$

Système	$E_i$ (MeV)	$E_K^*$ (MeV)	$\theta_{\text{corr}} = 180^\circ$		$\theta_{\text{corr}} = \theta_{\text{TT}}$	
			$\bar{E}_K$ (MeV)	$E_K^*$ (MeV)	$\bar{E}_K$ (MeV)	$E_K^*$ (MeV)
$p + {}^{232}\text{Th}$	140	168±2	166.8±4	20±40	164.8±4	53±40
	250	168±2	165.0±4	50±40	162.6±4	95±40
	500	168±2	163.4±4	80±40	159.0±4	153±40
	1000	168±2	162.0±4	105±40	151.6±4	283±40
$d + {}^{232}\text{Th}$	70	170±2	169.0±4	20±40	167.6±4	40±40
	140	170±2	167.0±4	50±40	165.6±4	75±40
	500	170±2	165.2±4	82±50	158.4±4	200±40
	1000	170±2	163.6±4	110±40	148.0±4	375±40
$\alpha + {}^{232}\text{Th}$	280	168±2	165.0±4	50±40	160.0±4	140±40
	1000	168±2	161.6±4	110±40	< 136.0	> 550
$\pi + \text{Au}$	280	142±2	(a)	-	132.4±4	165±40

(a) pas de maximum de  $\bar{E}_K$  à cet angle.

Les énergies  $E_K^*$  utilisées ont été légèrement augmentées par rapport à celles prédites par la systématique de Viola pour ne pas rendre négative l'énergie d'excitation calculée à  $\theta_{\text{corr}} = 180^\circ$  pour la plus basse énergie incidente de chaque système. Il semble, en effet, que l'énergie de chaque fragment détecté ait été surestimée de 1 à 2 MeV de manière systématique. Les énergies  $\bar{E}_K$  présentées sont donc surestimées de 2 à 4 MeV. Cet écart est inclus dans l'incertitude due à l'échallonnage ( $\pm 4$  MeV), mais le centroïde de la barre d'erreur serait à déplacer. Les valeurs  $E_K^*$  ont été ajustées pour tenir compte de la limite supérieure de 30 MeV en énergie d'excitation de la fission asymétrique et en utilisant les spectres d'asymétrie de masse expérimentaux.

Les énergies d'excitation moyennes calculées appellent quelques commentaires.

i) Pour un transfert pratiquement nul d'impulsion ( $\theta_{\text{corr}} = 180^\circ$ ) les énergies d'excitation moyennes croissent avec l'énergie du projectile pour atteindre une certaine de MeV à 1000 MeV d'énergie incidente totale. Cette valeur est indépendante de la masse du projectile. Un transfert d'impulsion nul en moyenne peut correspondre à des énergies d'excitation non négligeables. Ce résultat est en désaccord avec la formule empirique souvent utilisée :

$$E_{\text{max}}^W/E_{\text{max}} = 0,75 P_{//}/P_{\text{inc}}$$

$E_{\text{max}}^W$  : énergie d'excitation maximale possible

$P_{\text{inc}}$  : impulsion incidente du projectile.

Cette formule est extraite de résultats de calculs de cascade intra nucléaire (PO 60) pour le système p + U.

Chen et al. (CH 68) ont montré que les déviations standards de  $E^W/E_{\text{max}}^W$  pour une valeur donnée de  $P_{//}/P_{\text{inc}}$  sont telles que les courbes  $P_{//}/P_{\text{inc}} = f(E^W/E_{\text{max}}^W)$  et  $E^W/E_{\text{max}}^W = f(P_{//}/P_{\text{inc}})$  sont très différentes (fig. IV.3). Sur cette figure, on remarque en particulier que, pour  $P_{//}/P_{\text{inc}} = 0$ , le noyau de recul emporte environ 10 % de l'énergie d'excitation maximale. Ceci est en accord avec les présents résultats expérimentaux.

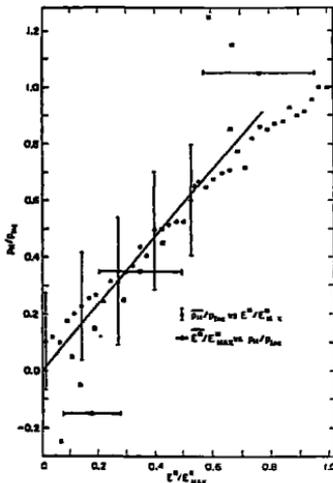


Fig. IV.3 : Résultats de calculs de cascade intra-nucléaire pour le système p +  $^{238}\text{U}$  à 380 MeV (extrait de CH 68). Corrélation entre l'impulsion parallèle transférée  $E^W$  et l'énergie d'excitation  $E_{\text{max}}^W$  du noyau de recul. Les cercles noirs représentent la valeur moyenne de  $P_{//}$  pour une énergie d'excitation donnée, les carrés ouverts la valeur moyenne  $E_{\text{max}}^W$  pour une impulsion  $P_{//}$  donnée. Les quantités sont en unités réduites. Les déviations standards sont indiquées pour quelques points. La ligne droite tracée provient de la référence (PO 60).

ii) Les énergies d'excitation moyennes atteintes pour les plus grands transferts de moment linéaire (pour  $\theta_{corr} = \theta_{TT}$ ) ne représentent en général qu'une petite fraction de l'énergie disponible dans la voie d'entrée.

A basse énergie ( $E_i < 500$  MeV), ceci peut être dû à l'incertitude très importante sur la détermination des  $\bar{E}^*$

A haute énergie ( $E_i \geq 500$  MeV) la précision sur les énergies d'excitation est meilleure. L'incertitude sur la détermination de  $\bar{E}^*$  ne peut pas expliquer les petites valeurs obtenues. Nous verrons au paragraphe V.3 consacré aux distributions en impulsion transférées que la section efficace de transfert complet de moment pour ce domaine d'énergie est inférieure à 1-2 % (en fait compatible avec zéro). Les événements détectés à l'angle  $\theta_{corr} = \theta_{TT}$  proviennent certainement pour la plupart d'entre deux de la fission d'un noyau reculant avec une impulsion plus petite que  $P_{inc}$ , dont les deux fragments ont été repoussés vers les petits angles de corrélation par une émission de nucléons vers l'arrière. L'énergie d'excitation extraite de l'énergie cinétique des fragments est alors plus faible que celle attendue pour un transfert complet d'impulsion.

## Chapitre V

### RESULTATS DES CORRELATIONS ANGULAIRES

Ce chapitre est consacré à la présentation et à la discussion des résultats expérimentaux de corrélation angulaire entre les deux fragments issus de la fission d'un noyau animé d'une impulsion de recul.

Dans le premier paragraphe nous ferons une revue des diverses figures de corrélation déjà observées par ailleurs, puis nous présenterons les corrélations angulaires mesurées.

L'analyse des largeurs hors du plan de réaction de ces corrélations en terme d'impulsion transverse transférée et d'évaporation fera l'objet du deuxième paragraphe.

Enfin, les distributions en impulsion parallèle transférée par le projectile au noyau cible, qui constituent la motivation expérimentale du présent travail seront présentées. Nous étudierons l'évolution avec la masse et l'énergie du projectile :

- de la section efficace correspondant à un transfert complet de l'impulsion incidente à la cible,
- de la valeur moyenne du moment linéaire transférée.

Nous estimerons les énergies d'excitation moyennes atteintes dans ces collisions par le noyau de recul lorsqu'il se désexcite par fission.

#### 1. Les corrélations angulaires dans la représentation $(\theta, \phi)$

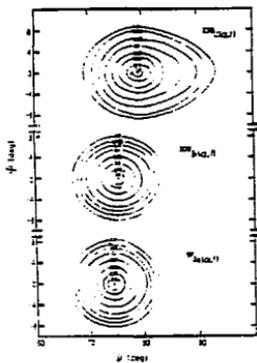
##### 1.1. *Les diverses formes possibles*

Nous avons vu au paragraphe I.2 de ce mémoire que l'angle de corrélation  $\theta_{\text{corr}}$  entre les deux fragments issus d'une fission est une mesure de l'impulsion parallèle transférée par le projectile au noyau de recul. La détection de

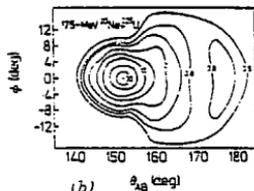
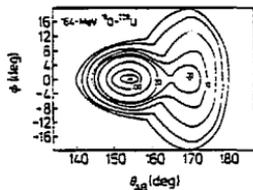
deux fragments non coplanaires ( $\phi \neq 0^\circ$ ) est liée d'une part au transfert perpendiculaire d'impulsion au noyau de recul, d'autre part à l'émission de nucléons avant et après la fission.

Dans le cas d'un transfert complet d'impulsion (fusion du projectile et de la cible), l'impulsion transverse transférée est nulle et le désalignement des fragments n'est dû qu'à l'évaporation de particules. Cette évaporation, pratiquement isotrope, conduit dans la représentation  $(\theta, \phi)$ , à une corrélation angulaire formée de cercles concentriques centrés sur l'angle de corrélation  $\theta_{TT}$  attendu pour le transfert total de moment. Ce type de figure de corrélation est observé pour des projectiles légers :

- à basse énergie incidente ( $E_1/A \lesssim 12$  MeV/u) pour des cibles aisément fissiles (par exemple  $\alpha + {}^{233}\text{U}$  à 49 MeV incident (ME 79))
- à de plus hautes énergies (jusqu'à 35 MeV/u) avec des cibles peu fissiles ( ${}^{209}\text{Bi}$  -  ${}^{197}\text{Au}$ ) (ME 79, VI 74) pour lesquelles les réactions de transfert incomplet d'impulsion ne contribuent pas à la fission (le transfert d'énergie est insuffisant pour surmonter la barrière de fission) (fig. V.1a)



(a)



(b)

Fig. V.1 : Exemples de corrélations angulaires dans la représentation  $(\theta, \phi)$ .

a) avec un projectile léger sur une cible fissile ( $\alpha + {}^{233}\text{U}$ ) et moins fissile ( $\alpha + {}^{197}\text{Au}$ ,  $\alpha + {}^{209}\text{Bi}$ ). Figure extraite de la référence (VI 74).

b) Avec des ions lourds incidents :  ${}^{16}\text{O} + {}^{238}\text{U}$  et  ${}^{20}\text{Ne} + {}^{238}\text{U}$ . Figure extraite de la référence (VI 82).

Un transfert incomplet de moment  $P_{//}$  conduira à une série de courbes de niveau centrées à un angle de corrélation supérieur à  $\theta_{TT}$ . La résultante de ces diverses contributions sera une figure formée de courbes de niveau elliptiques plus ou moins déformées. Ces formes de corrélation angulaire se rencontrent pour des réactions induites par des projectiles légers sur des cibles aisément fissiles à des énergies incidentes par nucléon supérieures à 10-15 MeV/u (par exemple  $\alpha + {}^{238}\text{U}$  présenté sur la figure V.1a).

Le transfert transverse d'impulsion pour une impulsion  $P_{//}$  donnée conduira à un désalignement supplémentaire des deux fragments détectés. Ce désalignement sera surtout sensible hors du plan de réaction dans la configuration expérimentale généralement utilisée (détection des deux résidus à des angles dans le laboratoire proches de  $+\pi/2$  et  $-\pi/2$ ). Les largeurs hors plan seront plus grandes pour des petits transferts  $P_{//}$ , lorsque les transferts d'impulsion transverse seront importants. Cette situation est celle des réactions induites par ions lourds à basse énergie incidente (8 MeV/u  $\lesssim E_1/A \lesssim 20$  MeV/u). Elle est illustrée par la figure V.1b extraite de la référence (VI 82).

Enfin, pour des projectiles de masse  $A_p > 4$ , à des énergies incidentes par nucléon comprises entre 8 et 20 MeV/u, les corrélations angulaires présentent deux maximums. Les fragments de fission détectés ont été interprétés comme provenant de deux mécanismes distincts :

- l'une des collines, centrée à un angle de corrélation proche de  $\theta_{TT}$ , serait reliée à la fusion complète du projectile et de la cible,
- l'autre serait attribuée à des réactions de fusion incomplète (SI 62).

### 1.2. Les résultats

Les corrélations angulaires expérimentales des deux résidus de fission détectés en coïncidence sont présentées sur la figure V.2 dans le cas du système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à 280 MeV et 1000 MeV d'énergie incidente. Pour ne pas alourdir la présentation, les figures obtenues pour les systèmes  $p + {}^{232}\text{Th}$  et  $d + {}^{232}\text{Th}$  sont présentées dans l'Annexe 2. Le cas du système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  a été choisi pour illustrer les résultats obtenus. Les commentaires de ces corrélations angulaires dans la représentation  $(\theta, \phi)$  seront aussi valables dans leurs grandes lignes pour les deux autres réactions étudiées.

Les chiffres portés sur les courbes de niveau représentent les sections efficaces différentielles en unité relative arbitraire. La courbe appelée  $\Gamma_{1/2}$  schématise la demi-largeur à mi-hauteur hors du plan  $\phi = 0^\circ$  des figures de cor-

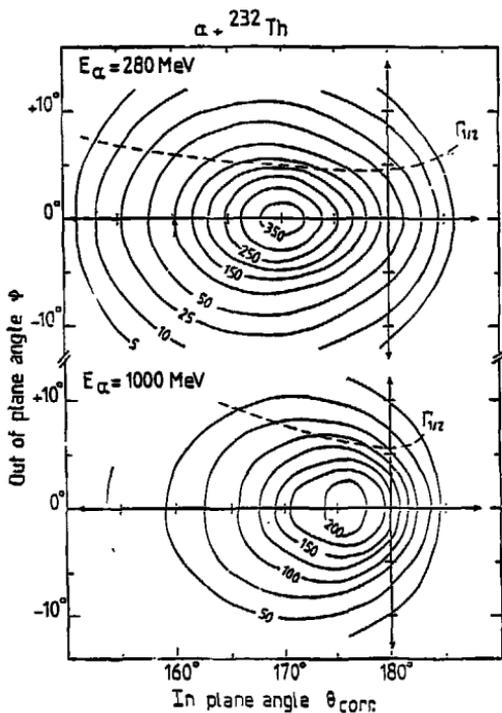


Fig. V.2 : Diagramme dans le plan  $(\theta, \phi)$  des corrélations angulaires entre les deux fragments issus de la fission induite par des alphas sur une cible de  ${}^{232}\text{Th}$  à 280 MeV et 1000 MeV. Les courbes représentent des lignes de niveau d'égal section efficace  $d^2\sigma/d\omega_1 d\omega_2$ . Les chiffres indiqués sont en unité arbitraire. La largeur à mi-hauteur de la corrélation suivant l'angle  $\theta$  est représentée par la courbe en pointillés labellée  $\Gamma_{1/2}$ . La flèche sur la corrélation d'  $E_\alpha = 280$  MeV indique l'angle  $\theta$  attendu pour un transfert complet d'impulsion. À  $E_\alpha = 1000$  MeV, cet angle se situe en dehors des limites de la figure.

rélation. L'angle de corrélation  $\theta_{TT}$  attendu pour un transfert complet d'impulsion pour le système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à  $E_{\alpha} = 280$  MeV est figuré par une flèche à  $\theta_{TT} = 60^{\circ}$ . A 1000 MeV d'énergie incidente, cet angle, d'une valeur de  $143^{\circ}$ , se situe en dehors des limites de la figure. Les traits à  $\theta = 180^{\circ}$  indiquent l'endroit où un transfert nul d'impulsion est attendu.

Sur cette figure on remarque que :

- les courbes de niveau ne présentent qu'un seul maximum, dont l'angle de corrélation s'éloigne de l'angle  $\theta_{TT}$  lorsque l'énergie incidente augmente.
- Ces courbes de niveau sont des ellipses plus ou moins déformées. La largeur de la corrélation est plus grande dans le plan de réaction que hors plan.
- A partir du transfert nul ( $\theta_{\text{corr}} = 180^{\circ}$ ) les largeurs hors plan augmentent avec le taux de transfert d'impulsion  $P_{//}$  (pour des  $\theta_{\text{corr}}$  décroissants).

*A ces hautes énergies, il existe un processus continu (un seul maximum dans les corrélations) de transfert qui peuple une large plage d'impulsion (courbes de niveau en forme d'ellipses). D'autre part, la présence d'un transfert transverse d'impulsion n'apparaît pas dans les largeurs hors plan (pas de grandes largeurs pour des  $\theta_{\text{corr}}$  voisins de  $180^{\circ}$ ). L'évaporation semble être la cause principale du désalignement des fragments hors du plan de réaction.*

Dans le paragraphe suivant nous allons présenter une analyse de ces largeurs hors du plan  $\phi = 0^{\circ}$  en terme d'évaporation de particules. Ensuite, nous présenterons les fonctions de corrélation dans le plan  $\phi = 0^{\circ}$  et les distributions en impulsions transférées déduites de ces données. Une discussion des résultats terminera ce paragraphe .

## 2. Les largeurs hors du plan de réaction

Dans ce paragraphe nous allons montrer par des arguments qualitatifs que le moment transverse transféré est au plus du même ordre que celui emporté par l'évaporation de particules pour ces réactions induites par particules légères.

Une analyse semi-quantitative des largeurs à mi-hauteur mesurées à l'angle de corrélation  $\theta_{TT}$  ( $P_{\perp}$  transféré  $\approx 0$  dans ce cas) nous fournira une estimation de l'énergie d'excitation maximale atteinte par le noyau de recul pour les plus grands transferts d'impulsion.

### 2.1. Les résultats

Les largeurs à mi-hauteur hors plan expérimentales, corrigées de la résolution angulaire des détecteurs et du straggling angulaire dans la cible sont présentées en fonction de l'angle de corrélation entre les deux fragments détectés sur la figure V.3.

Nous avons complété ces résultats par quelques données de la littérature :

- deux valeurs pour le système p + U à  $E_p = 156$  MeV (ST 67) ;
- une série de données pour le système  $\alpha + U$  à  $E_\alpha = 63,5$  MeV (VI 71) ainsi qu'une valeur moyenne pour le même système à 140 MeV d'énergie incidente (VI 74).

Sur chaque courbe, la flèche indique l'angle de corrélation pour un transfert total d'impulsion. L'étoile est placée à l'angle  $\theta_{\text{corr}}$  pour lequel la fonction de corrélation dans le plan de réaction présente un maximum.

Notons enfin que pour les systèmes  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  et  $d + {}^{232}\text{Th}$  à 1000 MeV d'énergie incidente les largeurs hors plan n'ont pas pu être déterminées à  $\theta_{\text{corr}} = \theta_{\text{TT}}$  (angle correspondant à un transfert total d'impulsion), vu la trop faible section efficace à cet angle et la grande largeur hors plan de la fonction de corrélation par rapport à notre système de détection qui était limité à des angles  $|\phi| \leq 12^\circ$ .

i) A basse énergie ( $E_i \lesssim 100$  MeV) les largeurs présentent un minimum à l'angle de transfert total  $\theta_{\text{TT}}$  qui correspond aussi au maximum de section efficace de la figure de corrélation dans le plan. A ces énergies, l'impulsion transverse est nulle ( $P_{\perp} = P_i$ ) et les largeurs hors plan ne sont dues qu'à la désexcitation du noyau de recul par évaporation de particules.

De part et d'autre de l'angle  $\theta_{\text{TT}}$ , les largeurs hors plan augmentent. Ceci peut être expliqué par une sélection particulière des événements d'évaporation -nombreuses particules émises et/ou particules de grandes énergies- qui conduit à un désalignement important des deux fragments de fission aussi bien dans le plan de réaction (on s'éloigne de l'angle  $\theta_{\text{TT}}$ ) que hors du plan.

ii) Lorsque l'énergie incidente augmente, l'angle  $\theta_{\text{corr}}$  pour lequel les largeurs hors plan présentent un minimum s'écarte de l'angle  $\theta_{\text{TT}}$  pour se rapprocher de  $180^\circ$ , c'est-à-dire pour des transferts d'impulsion de moins en moins importants. Cette situation est très différente de celle observée avec des réactions induites

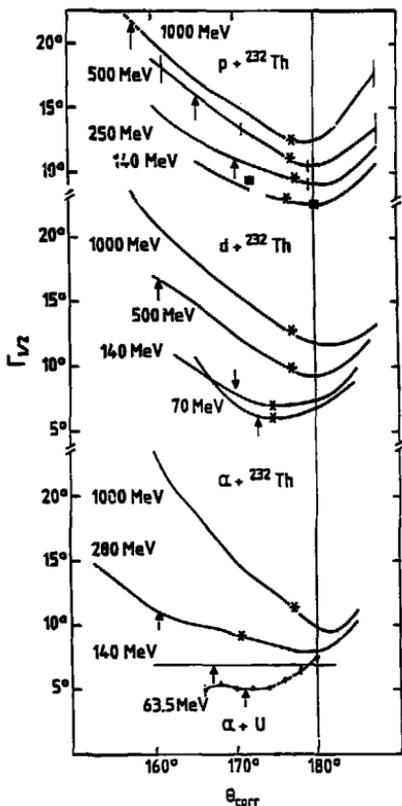


Fig. V.3 : Largeur totale à mi-hauteur hors du plan de réaction des corrélations angulaires expérimentales en fonction de l'angle de corrélation  $\theta_{\text{corr}}$ . La flèche indique l'angle attendu pour un transfert complet de moment linéaire, l'étoile l'angle  $\theta_{\text{corr}}$  du maximum de la corrélation dans le plan de réaction. Les données pour le système  $\alpha + {}^{233}\text{U}$  viennent des références VI 71 et VI 74 ; Les deux carrés noirs, pour le système  $p + U$ , de la référence SF 67.

par des ions lourds à des énergies incidentes inférieures à 10 MeV par nucléon (VI 76). Pour ces systèmes les transferts incomplets de moment conduisent à des largeurs hors plan des figures de corrélation plus grandes que pour un transfert complet (fig. V.1b).

Qualitativement ces divers résultats expérimentaux s'expliquent en considérant le poids respectif de l'impulsion transverse transférée au noyau de recul et du moment emporté par l'évaporation :

. Pour les réactions induites par ions lourds et aux transferts incomplets de moment, le désalignement des deux fragments dû à l'impulsion transverse transférée domine celui dû à l'émission de particules.

. Pour les réactions induites par des projectiles légers, l'émission de particules est favorisée pour une même impulsion  $P_{//}$  transférée (il faut, en effet, apporter une énergie plus grande avec des particules légères). Les résultats expérimentaux (petites largeurs pour  $\theta_{\text{corr}} = 180^\circ$ ) montrent que l'impulsion transverse transférée reste petite devant le moment linéaire emporté par évaporation.

iii) Aux grandes énergies, les largeurs hors plan croissent fortement pour des angles de corrélation  $\theta_{\text{corr}}$  décroissants. Ceci indique une dépendance certaine entre l'énergie d'excitation du noyau de recul reliée à la largeur hors plan, et l'impulsion  $P_{//}$  transférée reliée à l'angle de corrélation  $\theta_{\text{corr}}$ . Notons ici qu'une relation empirique simple déduite de calculs de cascade intra nucléaire (cf Chapitre VI de ce mémoire) est souvent utilisée pour les réactions induites par des protons (PO 60) :

$$E^* = 0,75 \frac{E_{\text{NC}}}{P_{\text{NC}}} P_{//}$$

où  $E_{\text{NC}}$  = énergie maximale disponible dans la réaction

$P_{\text{NC}} = P_i$  : impulsion incidente du projectile.

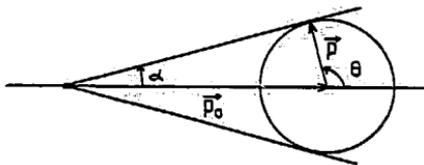
Le coefficient 0,75 est ajusté pour reproduire les calculs.

## 2.2 La contribution de l'évaporation

### i) Les formules

L'évaporation de nucléons à partir d'un noyau de recul animé d'une impulsion  $P_0$  peut être représentée en moyenne par le demi angle  $\theta_{1/2}$  au sommet du cône d'émission (voir schéma).

$\vec{p}$  : impulsion emportée par la particule émise.



La particule étant émise de manière isotrope, on a  $\langle \alpha \rangle = 0$ , la moyenne portant ici à la fois sur toutes les directions d'émission et sur toute la distribution en impulsion  $\vec{p}$ .

Le demi angle au sommet est donné par :

$$\theta_{1/2}^2 = \langle \alpha^2 \rangle$$

et la largeur totale à mi-hauteur associée par :

$$\Gamma_{1/2}^2 = 8 \ln 2 \cdot \langle \alpha^2 \rangle .$$

L'angle  $\alpha$  s'exprime en fonction de  $p$  et  $p_0$  :

$$\alpha = \arctg \left[ \frac{p \sin \theta}{p_0 + p \cos \theta} \right] .$$

Pour les fragments de fission considérés ici, on a toujours  $p_0 \gg p$ , donc  $\alpha$  reste petit et alors

$$\alpha^2 \approx \frac{1-x^2}{(a+x)^2} \quad \text{en posant } x = \cos \theta \quad \text{et } a = p_0/p$$

$x$  est toujours inférieur ou égal à 1.

Au 1er ordre on a  $\frac{1}{(1+\epsilon)^2} \approx (1-2\epsilon)$  d'où :

$$\alpha^2 \approx \frac{1}{a^2} \left[ 1 - \frac{2x}{a} - x^2 + \frac{2x^3}{a} \right] \quad \text{au 1er ordre.}$$

En prenant pour les impulsions  $p$  une distribution de Maxwell :

$$W(p) d^3p = \frac{1}{(2\pi m \tau)^{3/2}} e^{-\frac{p^2}{2m\tau}} p^2 dp d(\cos \theta) d\phi$$

où  $m$  = masse d'un nucléon

$\tau$  = température du noyau émetteur.

On peut calculer  $\langle \alpha^2 \rangle$ .

Le calcul donne

$$\langle \alpha^2 \rangle = \frac{2m\tau}{p_0^2} \text{ pour 1 seul nucléon émis.}$$

Pour  $N$  nucléons évaporés on a :

$$\langle \alpha_N^2 \rangle = \sum_{i=1}^N \langle \alpha^2 \rangle_i \text{ avec } \langle \alpha^2 \rangle_i = \frac{2m\tau}{v_0^2} \frac{1}{A_i^2}$$

où l'on a exprimé l'impulsion de recul  $p_0$  du noyau de masse  $A_i$  après  $i$  évaporations :  $A_i = A_0 - i$ . La vitesse  $v_0$  reste conservée en moyenne.

On trouve en transformant la somme discrète en intégrale :

$$\langle \alpha_N^2 \rangle = \frac{2m\tau}{v_0^2} \frac{N}{(A_0 - N + 1)(A_0 + 1)} \sim \frac{2m\tau}{v_0^2} \frac{N}{A_0^2}$$

$\tau$  est reliée à l'énergie d'excitation  $E^*$  du noyau de masse  $A_0$  par :

$$E^* = \frac{A_0}{8} \tau^2.$$

Le nombre de nucléons émis  $N$  est donné par (DO 58) :

$$N = \frac{E^*}{8.9 + 0.97\tau} \sim \frac{E^*}{12.5}.$$

La vitesse  $v_0$  est reliée à la répulsion coulombienne des deux fragments au point de scission. Elle est donnée par une systématique des énergies cinétiques totales de fission (VI 66) :  $v_0 = 1.19 \text{ cm/ns}$ .

#### ii) Les calculs

Les contributions séparées aux élargissements dues aux deux fragments de fission se somment quadratiquement. Dans les calculs effectués, nous avons supposé une fission symétrique avec une même température pour les deux fragments. Il faut noter que les résultats obtenus sont peu sensibles à l'asymétrie de la fission. D'autre part, seul intervient le nombre total de nucléons émis, sans faire de distinction entre les nucléons émis avant et après la fission.

Pour minimiser au maximum l'influence de l'éventuelle impulsion transverse transférée sur le désalignement des deux fragments détectés, nous avons restreint notre analyse aux largeurs mesurées pour un angle de corrélation  $\theta_{\text{corr}} = \theta_{\text{TT}}$ .

La courbe en trait plein de la figure V.4 représente le désalignement hors plan des fragments de fission calculé pour diverses énergies incidentes dans l'hypothèse d'un transfert complet de l'impulsion et de l'énergie disponibles.

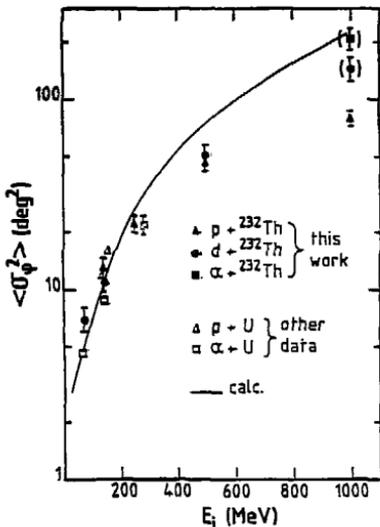


Fig. V.4 : Variance des corrélations angulaires hors plan de réaction mesurées à l'angle de corrélation correspondant à un transfert complet d'impulsion, en fonction de l'énergie incidente pour les différents projectiles. Les données  $p + U$  et  $\alpha + U$  viennent des mêmes références que pour la figure V.3.

La courbe continue provient d'un calcul ne prenant en compte que l'évaporation de nucléons due à l'énergie d'excitation d'un hypothétique noyau composé formé.

Les points reportés sont les largeurs expérimentales à l'angle de corrélation  $\theta_{\text{TT}}$  de transfert total de moment.

- A basse énergie ( $E_i < 250$  MeV), les largeurs expérimentales sont bien reproduites par ce calcul simple lié à l'évaporation de nucléons. Il semble que le projectile puisse encore fusionner avec la cible.

- A haute énergie ( $E_i > 500$  MeV), les largeurs mesurées sont plus petites que celles attendues pour une évaporation à partir d'un noyau composé. L'énergie d'excitation du noyau de recul semble être inférieure à l'énergie maximale disponible, même à un angle correspondant à un transfert complet d'impulsion. Ceci illustre parfaitement l'intervention du mouvement interne des nucléons dans le noyau. A l'aide de collisions nucléon-nucléon, une impulsion supplémentaire peut être apportée au noyau de recul, sans apport d'énergie d'excitation.

La section efficace à cet angle  $\theta_{TT}$  correspond au maximum à 1-2 % de la section efficace de fission au maximum (cf § V.3.3). Ces événements rares peuvent provenir soit d'un transfert complet d'impulsion, soit d'un transfert moins important suivi d'un grand désalignement des fragments dû à l'évaporation de nombreux nucléons.

*A ces énergies, la mesure d'un angle de corrélation égal à  $\theta_{TT}$  n'est plus une condition suffisante de la formation d'un noyau de fusion du projectile et de la cible. Elle n'est qu'une indication d'une réaction plus ou moins violente entre le projectile et la cible.*

Les largeurs hors plan mesurées à l'angle de corrélation  $\theta_{TT}$  peuvent nous fournir une limite supérieure à l'énergie d'excitation atteinte par le noyau de recul pour les grandes énergies incidentes. Les valeurs obtenues à partir des points expérimentaux et de la courbe calculée de la figure V.4 sont reportées dans le tableau V.1. Notons que ces énergies d'excitation sont certainement surestimées à cause d'une éventuelle contribution d'impulsion transverse due au mouvement de Fermi des nucléons de la cible.

Tableau V.1

*Energies d'excitation extraites des largeurs hors plan mesurées à l'angle de transfert complet d'impulsion  $\theta_{TT}$ .*

Système	$E_i$ (MeV)	$\overline{E}^* (\theta_{TT})$ (MeV)	$E_{max}^*$ (MeV)
p + $^{232}\text{Th}$	140	33 ± 40	140
	250	95 ± 40	220
	500	155 ± 40	360
	1000	285 ± 40	530
d + $^{232}\text{Th}$	70	40 ± 40	70
	140	75 ± 40	140
	300	200 ± 40	390
	1000	375 ± 40	780
α + $^{232}\text{Th}$	280	140 ± 40	220
	1000	> 350	970
α + Au	280	165 ± 40	(a)

(a) pas de mesure de la largeur hors plan à l'angle de transfert complet d'impulsion  $\theta_{TT}$ .

On remarque que :

- . Les valeurs  $E_{\max}^{\#}$  sont assez grandes par rapport aux valeurs  $E^{\#}$ . Les distributions en énergie d'excitation pour un angle de corrélation donné sont très larges.
- . Dans tous les cas, un projectile plus lourd permet d'atteindre des énergies d'excitation plus élevées pour une même énergie totale disponible.
- . Le pourcentage d'énergie incidente convertie en énergie interne d'excitation semble relié à l'énergie incident par nucléon. Ainsi, à 250 MeV/u (cas des p, d et  $\alpha$ ) entre 50 et 90 % de l'énergie incidente est convertie au maximum, contre 35 à 70 % à 500 MeV/u d'énergie incidente par nucléon.

Bien sûr, ces résultats très qualitatifs peuvent être biaisés par le fait que l'on n'observe expérimentalement que les réactions conduisant à une fission. Les collisions les plus violentes aux plus grandes énergies peuvent conduire à des noyaux de recul à faible probabilité de fission ou encore à une explosion complète. Dans les deux cas les résidus de la collision ne peuvent pas être observés par le dispositif expérimental.

Toutefois, pour atténuer un peu cette remarque, rappelons que la section efficace de fission contribue pour environ les 2/3 de la section efficace totale de réaction (cf § III.2).

### 3. Les distributions en impulsion parallèle transférée

#### 3.1. Les fonctions de corrélation pour les événements coplanaires

Les fonctions de corrélation entre les deux fragments de fission détectés dans le plan de réaction ( $\phi = 0^\circ$ ) sont présentées pour la cible  $^{232}\text{Th}$  sur la figure V.5 (reprise de la référence SL 82).

Nous avons complété ces résultats les données obtenues sur le système  $\alpha + ^{233}\text{U}$ , voisin du système  $\alpha + ^{232}\text{Th}$ , à 12 MeV et 140 MeV d'énergie incidente (ME 79). Pour chaque série de mesures, l'angle de corrélation attendu pour un transfert total de moment ( $\theta_{TT}$ ) est symbolisé par une flèche.

Lorsque l'énergie incidente augmente, on remarque que :

- l'angle du maximum de la corrélation angulaire ne se déplace pratiquement pas et s'écarte largement de l'angle  $\theta_{TT}$  ;
- les corrélations angulaires s'élargissent fortement.

A des énergies incidentes  $E_i \gg 500$  MeV, les fonctions de corrélations obtenues pour les différents projectiles tendent vers des formes semblables, avec

une décroissance exponentielle vers les petits angles de corrélation. Pour une même énergie incidente totale, la pente de cette exponentielle est la même quel que soit le projectile.

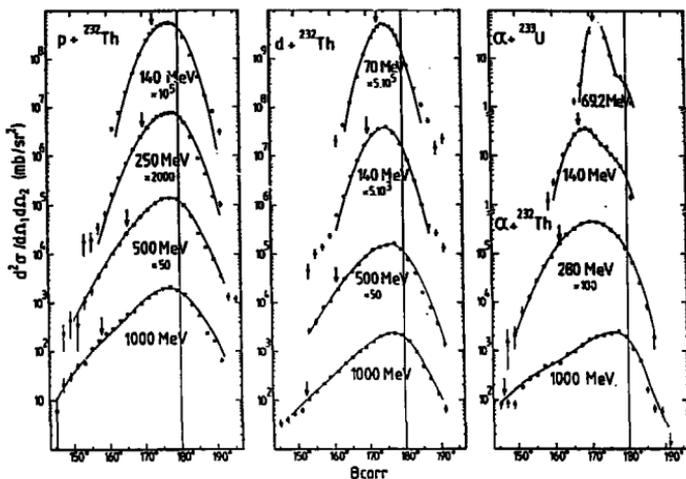


Fig. 5.5 : Fonction de corrélation dans le plan de réaction. Les données  $\alpha + {}^{233}\text{U}$  viennent de la référence (ME 79). Les flèches indiquent l'angle de corrélation  $\theta_{TOT}$  attendu pour un transfert complet d'impulsion. Les lignes continues sont obtenues à l'aide des distributions en impulsion présentées sur la figure V.8, en utilisant la méthode des gaussiennes exposée dans le texte.

Pour le système  $\alpha + {}^{197}\text{Au}$ , la fonction de corrélation angulaire des deux fragments lourds issus d'une fission est comparée en valeur absolue à celle obtenue pour le système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à la même énergie incidente  $E_{\alpha} = 280 \text{ MeV}$  (fig. V.6). La corrélation présente un maximum à des angles de corrélation plus petits. Les grands transferts d'impulsion sont donc peuplés préférentiellement avec une cible moins fissile. La comparaison des sections efficaces montre que ces grands transferts sont moins peuplés par le système  $\alpha + {}^{197}\text{Au}$  que pour  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$ .

Avec une cible peu fissile, on effectue une sélection dans les distributions en impulsion transférées. Seuls les grands moments se retrouvent dans la voie de fission. Ils correspondent aussi aux plus grandes énergies d'excitation du noyau de recul, énergies nécessaires pour surmonter la barrière de fission.

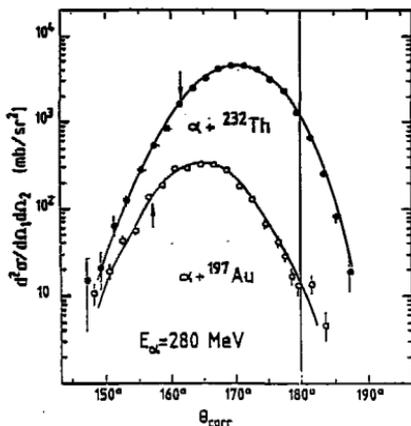


Fig. V.6 : Comparaison en valeur absolue des fonctions de corrélation angulaire dans le plan d'orientées pour les systèmes  $\alpha + Au$  et  $\alpha + {}^{232}Th$  à  $E_{\alpha} = 280$  MeV. Les flèches indiquent le transfert complet d'impulsion.

### 3.2. La décomposition des corrélations angulaires

La distribution initiale d'impulsion du noyau de recul est convoluée par la distribution en moment de l'évaporation de nucléons pour donner la corrélation angulaire mesurée.

Pour essayer d'extraire des données expérimentales une distribution en impulsion parallèle, nous avons effectué une décomposition des fonctions de corrélation en 11 gaussiennes. Ce nombre est fixé arbitrairement. L'angle  $\theta_j$  du maximum de chaque gaussienne est choisi pour correspondre à  $0 - 0,1, \dots, 0,9 - 1,0$  fois l'impulsion incidente. La largeur de chaque gaussienne est prise égale à la largeur expérimentale hors plan de réaction  $\sigma_j$  mesurée à l'angle de corrélation moyen  $\theta_j$  du centroïde de la gaussienne. Le poids relatif  $w_j$  de chaque gaussienne est ajusté par une méthode de moindre carré pour reproduire au mieux la fonction de corrélation expérimentale.

La distribution en impulsion transférée  $W_p(p_j)$  est alors donnée par :

$$W_p(p_j) = a w_j \sigma_j^2$$

avec  $j$  variant de 1 à 11.

$a$  : constante de normalisation donnée par :

$$1/a = \sum_{j=1}^{11} w_j \sigma_j^2$$

L'impulsion  $p_j$  est fixée par la méthode :  $p_j = p_{total} \cdot j/10$ .

Le facteur  $\sigma_j^2$  tient compte de la pondération dans le plan et hors plan de réaction due à l'intégration de la  $j^{\text{ème}}$  gaussienne sur  $\theta$  et  $\phi$ .

Remarques sur la méthode

. Pour une impulsion  $p_j$  donnée, nous avons utilisé la même largeur  $\sigma_j$  de distribution dans le plan et hors plan. Ce fait est justifié par l'analyse qualitative des largeurs hors plan effectuée dans le paragraphe V.2. Nous y avons montré que l'impulsion transverse transférée (qui ne joue principalement que sur les largeurs hors plan) est relativement petite par rapport au moment emporté par les particules évaporées, pour ces réactions induites par particules légères.

. La décomposition obtenue n'est pas unique. En effet, le nombre de paramètres ajustables ( $N=11$ ) est grand, comparé au nombre de points expérimentaux. Des structures sont alors générées dans les distributions en impulsion si l'on ne retient que le résultat donnant le meilleur accord possible (le meilleur  $\chi^2$ ). Pour un  $\chi^2$  légèrement voisin, des distributions plus monotones sont obtenues. Ce sont ces dernières que nous avons retenues, pensant que des structures dans les distributions pourraient ne pas correspondre à une réalité. Ceci ne veut pas dire que des structures n'existent pas ; les résultats expérimentaux présents ne sont seulement pas suffisants pour les mettre en évidence sans ambiguïté.

Un exemple de déconvolution illustrant la méthode est montré sur la figure V.7. Nous avons représenté chaque gaussienne contribuant à la fonction de corrélation (courbes en pointillés), la somme des 11 gaussiennes (trait plein), ainsi que les points expérimentaux.

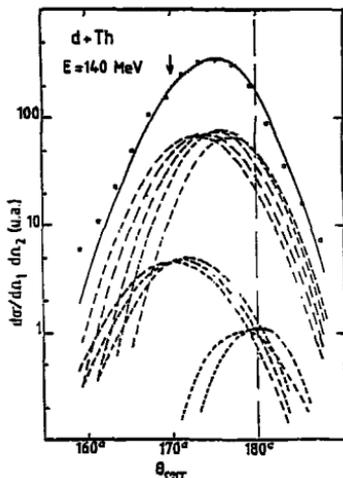


Fig. V.7 : Décomposition en gaussienne de la corrélation angulaire expérimentale pour le système  $d + {}^{232}\text{Th}$  à  $E_d = 140$  MeV. La courbe en trait continu est la somme des diverses gaussiennes représentées en pointillé.

### 3.3. Les distributions en impulsion

Les résultats de la déconvolution des corrélations angulaires sont présentées sur la figure V.8. Les fonctions de corrélation dans le plan de réaction obtenues avec ces distributions en impulsion sont comparées aux résultats expérimentaux sur la figure V.5.

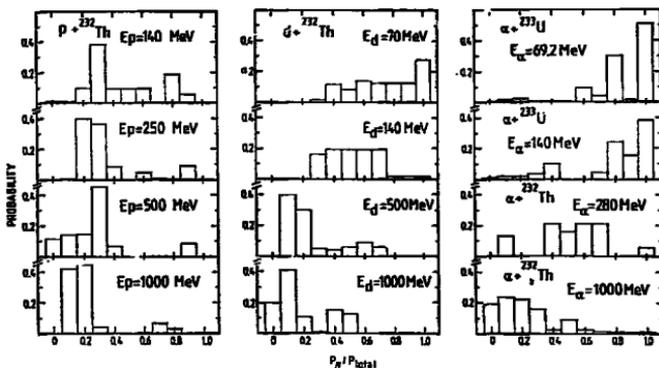


Fig. V.8 : Distributions normalisées à l'unité de l'impulsion parallèle transférée par le projectile au noyau de recul. Elles sont le résultat de la déconvolution par gaussiennes des corrélations angulaires expérimentales.

Les distributions de la figure V.8 représentent le pourcentage de chaque transfert d'impulsion en fonction de l'impulsion réduite  $p_i/p_{total}$ . Ces distributions sont très larges et montrent une contribution importante à la fission d'une plage couvrant environ 40 % de l'impulsion disponible.

Le taux de transfert d'impulsion décroît régulièrement quand l'énergie incidente augmente. A 1000 MeV d'énergie incidente, les formes des distributions pour les différents projectiles tendent à rassembler à une distribution de Poisson dont le maximum correspond à environ 15 % de l'impulsion disponible.

Jusqu'à 35 MeV/u d'énergie incidente par nucléon, le transfert complet d'impulsion représente une composante importante (30-40 %) des divers processus conduisant à la fission. L'évolution en fonction de l'énergie incidente par nucléon de ce pourcentage de transfert complet est représenté sur la figure V.9.

A 70 MeV/u, le transfert complet contribue pour moins de 5 % à la section

efficace totale de fission. Cette décroissance entre 35 MeV/u et 70 MeV/u de la section efficace de transfert complet d'impulsion est la même pour des deutons et des alphas incidents. Récemment, Viola et al. (VI 82) ont montré que cette limitation était la même pour des projectiles plus lourds ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ) jusqu'à 20 MeV/u.

A plus haute énergie ( $E/A > 70$  MeV/u), la section efficace de transfert complet devient négligeable. Vue la sensibilité de la méthode, la limite supérieure de la section efficace de transfert complet peut être estimée à 1-2 % de la section efficace de fission.

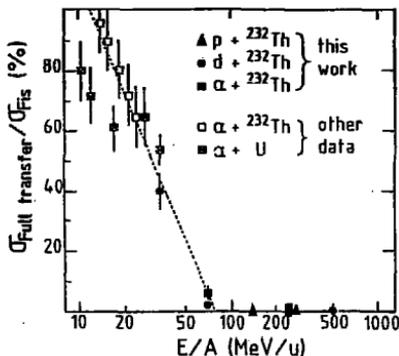


Fig. V.9 : Pourcentage de la section efficace de fission provenant d'un transfert complet de moment linéaire par rapport à la section efficace totale de fission, en fonction de l'énergie incidente par nucléon du projectile. Les données à basse énergie pour le système  $\alpha + ^{232}\text{Th}$  proviennent de la référence (RA 72). Celles pour le système  $\alpha + \text{U}$  des références (NI 58, KA 56, ME 79). Le trait pointillé est tracé pour guider l'œil.

Si le transfert complet d'impulsion est associé à la formation d'un noyau composé, le domaine entre 10 et 70 MeV/u représente la région de transition pour laquelle ce processus disparaît, au moins pour ce type de système très désymétrique.

La figure V.10 montre une comparaison des distributions en impulsions obtenues d'une part avec des cibles fissiles ( $^{232}\text{Th}$  et  $^{233}\text{U}$ ), d'autre part avec une cible de  $^{197}\text{Au}$ . Pour le système  $\alpha + ^{197}\text{Au}$ , la distribution est normalisée à celle obtenue à la même énergie sur la cible  $^{232}\text{Th}$ . La distribution pour le système  $\alpha + ^{197}\text{Au}$  est beaucoup plus étroite en impulsion, mais la limite supérieure est la même que pour  $\alpha + ^{232}\text{Th}$  ( $\approx 0.7 \times P_{total}$ ). Cette limite correspond

à une impulsion de l'ordre de 1 GeV/c. Pour un même projectile, il semble que cette limite supérieure en impulsion transférée soit indépendante de l'énergie incidente comme le montre les flèches reportées sur la figure V.10.

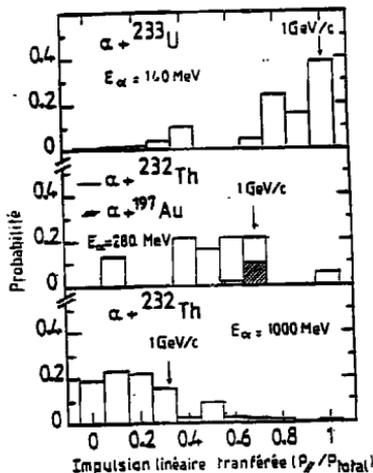


Fig. V.10 - Comparaison des distributions en impulsion parallèle transférée pour les systèmes  $\alpha + {}^{197}\text{Au}$  et  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$ . A 280 MeV la distribution obtenue avec la cible  ${}^{197}\text{Au}$  est normalisée à celle obtenue avec la cible de  ${}^{232}\text{Th}$ . Les flèches indiquent la limite à 1 GeV/c de l'impulsion pouvant être transférée avec une large probabilité par des alphas.

Une telle limitation a déjà été remarquée avec un projectile plus lourd ( ${}^{12}\text{C}$ ). Galin et al. (GA 82) ont montré que, pour une large gamme de cibles ( ${}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{197}\text{Au}$  et U), une limitation à 2 GeV/c de l'impulsion transférée avec une large probabilité au noyau de recul existe entre 20 et 86 MeV/u d'énergie incidente par nucléon.

A haute énergie ( $E_\alpha = 1000$  MeV), la distribution en impulsion (fig. V.10) montra que des impulsions plus grandes que 1 GeV/c peuvent être transférées.

Cette limite de 1 GeV/c, pour des alphas incidents, ne donne seulement qu'une indication de l'impulsion maximale transférée avec une assez grande probabilité au noyau de recul.

### 3.4. Les impulsions moyennes transférées

Nous avons vu que les distributions en impulsion parallèle transférée extraites des corrélations angulaires sont larges et continues (fig. V.8). Cette situation est très différente de celle rencontrée pour les réactions induites par ions lourds à des énergies inférieures à 30 Mev/u dans lesquelles les corrélations angulaires dans le plan montrent clairement deux maximums attribués à deux mécanismes distincts. Pour les présentes expériences avec des projectiles légers, il est justifié de regarder l'évolution de la valeur moyenne des distributions en impulsion transférée en fonction de l'énergie incidente et de la masse du projectile ; de même pour les réactions induites par ions lourds à haute énergie incidente.

La valeur moyenne de l'impulsion transférée n'a pas été extraite des distributions présentées sur la figure V.8, le pas en impulsion de celles-ci étant trop important pour une détermination précise.

Nous avons déterminé l'angle moyen  $\langle \theta_{\text{corr}} \rangle_{\text{FC}}$  de la corrélation angulaire totale en effectuant une moyenne pondérée sur les sections efficaces mesurées dans le plan et hors du plan de réaction de l'angle de corrélation  $\theta_{\text{corr}}$ .

Cet angle moyen est ensuite relié à une impulsion moyenne  $\langle P_{//} \rangle_{\text{FC}}$  à l'aide de la relation (4) du chapitre I. Cette relation suppose une fission symétrique et un noyau de recul de même masse que la cible, émis dans la direction incidente.

Les angles  $\langle \theta_{\text{corr}} \rangle_{\text{FC}}$  et les impulsions  $\langle P_{//} \rangle_{\text{FC}}$  extraites sont reportés dans le tableau V.2. L'incertitude indiquée pour la valeur moyenne de l'impulsion transférée provient de diverses origines :

- erreur sur l'intégration des corrélations hors plan à  $\theta_{\text{corr}}$  fixe (erreur petite en général devant les autres causes d'erreur) ;
- erreur expérimentale sur la détermination des angles  $\theta$  et  $\phi$ , tenant compte de la résolution angulaire des détecteurs (voir § II.3) ;
- incertitude liée à l'étalonnage en impulsion des angles de corrélation. Cette erreur dépend essentiellement de la plus ou moins grande asymétrie de la fission (voir Chapitre I).

Dans le tableau V.2 nous avons aussi reporté les impulsions moyennes  $\langle P_{//} \rangle_{\text{DA}}$  d'entraînement du noyau de recul déduites des distributions angulaires (cf § III.1) à l'aide des mêmes hypothèses sur la masse du noyau de recul et sur la fission symétrique.

Tableau V.2

Impulsions parallèles moyennes extraites des corrélations angulaires totales ( $\langle P_{//} \rangle_{FC}$ ) et dans le plan ( $\langle P_{//} \rangle$ ). Comparaison avec la valeur déduite des distributions angulaires ( $\langle P_{//} \rangle_{DA}$ ).

Système	$E_i$ (MeV)	$\theta_{TT}$ (deg)	$\langle \theta_{corr} \rangle_{FC}$ (deg)	$\langle P_{//} \rangle_{FC}$ (MeV/c)	$\langle P_{//} \rangle_{DA}$ (MeV/c)	(a) $\langle \theta_{corr} \rangle$ (deg)	(a) $\langle P_{//} \rangle$ (MeV/c)
p + $^{232}\text{Th}$	140	172.8	176.2	276±40	307±25	176.4	263±35
	250	170.2	175.9	303±40	314±25	176.2	281±35
	500	165.3	175.2	354±40	310±25	175.8	308±35
	1000	157.7	174.0	440±40	490±50	174.8	385±35
d + $^{232}\text{Th}$	70	173.0	174.8	380±40	377±30	174.9	375±35
	140	170.0	174.2	427±40	456±40	174.3	417±35
	500	160.7	173.2	502±40	532±40	174.1	437±35
	1000	151.8	172.6	545±40	620±60	174.2	430±35
$\alpha$ + $^{232}\text{Th}$	280	160.4	169.2	796±40	867±80	169.8	757±35
	1000	143.6	169.2	796±40	754±80	171.7	611±35
$\alpha$ + Au	280	157.1	(b)	(b)	1030±75	164.8	955±35

(a) pour les événements coplanaires uniquement

(b) pa. de mesure complète hors plan de la corrélation angulaire.

Pour tous les systèmes étudiés, l'accord obtenu entre les deux méthodes cotélement indépendantes est remarquable. L'avantage des corrélations sur les distributions angulaires, qui sont plus simples à mettre en oeuvre, est de fournir la distribution complète en impulsion transférée, et non uniquement la valeur moyenne. La précision sur cette valeur moyenne est sensiblement la même pour les deux méthodes.

La plupart des résultats de la littérature sur les corrélations angulaires de fragments de fission à haute énergie incidente ne portent que sur des expériences réalisées dans le plan de réaction. Les impulsions parallèles déduites de ces fonctions de corrélation ne tiennent pas compte de la forte dépendance de la largeur hors plan des corrélations avec l'angle  $\theta_{corr}$ . A ces grandes énergies, elles seront sensiblement différentes des impulsions moyennes déduites de la corrélation complète.

Nous avons reporté dans le tableau V.2 l'angle de corrélation moyen  $\langle \theta_{corr} \rangle$

et l'impulsion moyenne  $\langle P_{||} \rangle$  obtenus en ne sélectionnant que les événements coplanaires des corrélations angulaires. Lorsque l'on compare ces valeurs à celles obtenues avec l'ensemble de la corrélation, on remarque un bon accord à basse énergie incidente ( $E_i < 500$  MeV) les largeurs hors plan sont relativement indépendantes de  $\theta_{\text{corr}}$  dans ce domaine (Fig. V.3). Par contre, cet accord se détériore pour des énergies croissantes ( $E_i > 500$  MeV), montrant l'influence de la prise en compte ou non des événements non coplanaires de la corrélation angulaire.

Dans la suite de ce paragraphe, nous utiliserons la valeur  $\langle P_{||} \rangle$  déduite des événements coplanaires afin de permettre une comparaison des présents résultats avec ceux de la littérature.

L'impulsion moyenne transférée au noyau de recul divisée par la masse du projectile est reportée sur la figure V.11 en fonction de l'énergie incidente par nucléon. La courbe en trait plein indique le transfert complet de moment linéaire - courbe universelle indépendante du projectile dans cette représentation.

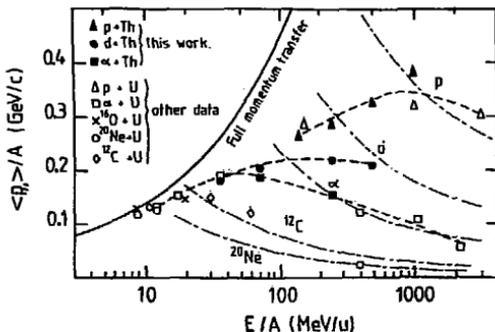


Fig. V.11 : Moment linéaire moyen transféré par nucléon du projectile en fonction de l'énergie incidente par nucléon. La courbe en trait plein indique le résultat attendu pour un transfert complet d'impulsion. Les lignes en pointillé sont pour guider l'oeil. Les symboles ouverts et les croix viennent d'autres données de la littérature : p+U : SE 67, RE 69, KO 73 ;  $\alpha$ +U : ME 79, ME 80 ;  $^{12}$ C+U : GA 82, SI 82 ;  $^{16}$ O+U : BA 80, SI 82 ;  $^{20}$ Ne+U : VI 76, ME 80, SI 82. Les courbes en trait mixte sont une estimation de l'impulsion moyenne transférée effectuée en supposant une énergie d'excitation moyenne constante quelle que soit l'énergie et la masse du projectile.

Cette figure teste un effet d'échelle (SI 82) ; si un alpha transfère quatre fois plus de moment linéaire qu'un proton, les points expérimentaux respectifs de ces deux projectiles doivent se situer sur une même courbe dans cette représentation. Nous constatons sur la figure que cela n'est pas le cas.

Les résultats présentés permettent de classer les mécanismes de réaction dominants pour différentes gammes d'énergie :

i) Au-dessous de 10 MeV/u, les particules incidentes transfèrent pratiquement tout leur moment linéaire à la cible. La fusion complète est le mécanisme dominant, même pour des projectiles  $^{16}\text{O}$  et  $^{20}\text{Ne}$ .

ii) Entre 10 MeV/u et environ 70 MeV/u, les données s'écartent de la ligne de transfert total de moment, mais plus de la moitié de l'impulsion incidente est encore transférée à la cible. D'autre part, les alphas et les deutons (et peut-être les protons ?) montrant encore un effet d'échelle, le moment linéaire transféré restant proportionnel à la masse du projectile. Ce domaine est aussi celui de la diminution progressive de la section efficace de fusion complète (fig. V.9). La limite de 70 MeV/u correspond à la disparition pratiquement totale du transfert complet d'impulsion.

Ce régime ressemble au comportement observé à basse énergie, mais avec une contribution de plus en plus importante du processus de prééquilibre (émission de quelques nucléons préférentiellement vers l'avant) quand l'énergie des particules légères incidentes augmente. La décroissance plus rapide du taux moyen d'impulsion transférée observée pour les ions lourds ( $^{12}\text{C}$ ) peut être expliquée au moyen de la notion de fusion incomplète (SI 62) ou transferts peu massifs (BA 80) en plus (ou à la place) de l'émission de nucléons de prééquilibre. Ce mécanisme est absent pour les protons. Les effets éventuels sur les impulsions transférées ne sont pas discernables du prééquilibre dans le cas de deutons et d'alphas - quelques nucléons ne participent pas au transfert de moment linéaire dans les deux mécanismes -.

iii) La plage en énergie entre 70 MeV/u et 1000 MeV/u constitue une région de transition dont on peut extraire différentes caractéristiques :

- les données expérimentales tombent largement au-dessous de la courbe de transfert complet d'impulsion.

- Bien que le transfert d'impulsion continue à croître pour les protons, ceux pour les deutons et les alphas décroissent avec des pentes différentes. L'effet d'échelle observé en ii) est perdu.

- A partir de 400 MeV/u, un projectile de  $^{20}\text{Ne}$  transfère, en moyenne, autant de moment linéaire total qu'un deuton ou un alpha de même vitesse. Au-dessus de 1000 MeV/u l'impulsion totale transférée par un alpha ou un proton sont les mêmes (fig. V.12). Il faut toutefois se rappeler que les impulsions moyennes présentées ici ne correspondent qu'aux événements coplanaires. A haute énergie ( $E_i > 500$  MeV), les impulsions moyennes  $\langle P_{//} \rangle_{FC}$  déduites de la corrélation angulaire complète (tableau V.2) continuent à croître pour les deutons et saturent pour les alphas.

Malheureusement, le comportement du moment linéaire moyen transféré par des alphas au-dessus de 250 MeV/u n'est pas connu par manque de données sur les corrections hors plan (celles de la référence ME\_80 sont obtenues dans le plan de réaction). Les conclusions extraites des données à haute énergie ne sont donc à prendre que comme des indications qualitatives de l'impulsion moyenne communiquée à la cible par le projectile.

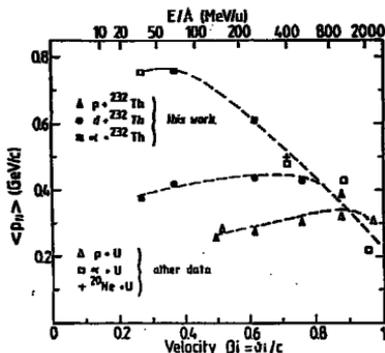


Fig. V.12 : Impulsion parallèle moyenne communiquée au noyau de recul en fonction de la vitesse incidente du projectile. Les autres données de littérature viennent des mêmes références que pour la figure V.11.

Il semble toutefois que les observations exposées en iii) soient en contradiction avec une interprétation en terme de mécanisme faisant intervenir des collisions centrales. En effet, dans ce cas même des interactions nucléon-nucléon doivent conduire à un transfert de moment dépendant directement du nombre de nucléons incidents. Aussi, ces réactions conduisant à une désactivation par fission sont probablement plus périphériques et des particules légères sont émises au début de l'interaction (diffusion inélastique, cassure du projectile, particules de prééquilibre...). Des collisions plus violentes conduisent à d'autres voies de désactivation que la fission et ne sont pas observées avec le présent dispositif expérimental. Rappelons que la section efficace de fission ne représente qu'environ les 2/3 de la section efficace de réaction à ces hautes énergies.

La figure V.13 montre le pourcentage moyen de l'impulsion incidente transférée en fonction de l'énergie disponible dans la voie d'entrée. L'énergie disponible correspond à l'énergie incidente à laquelle on a soustrait la barrière cou-

lombienne. Cette barrière représente environ 6.0 MeV par nucléon incident pour tous les systèmes asymétriques considérés ici.

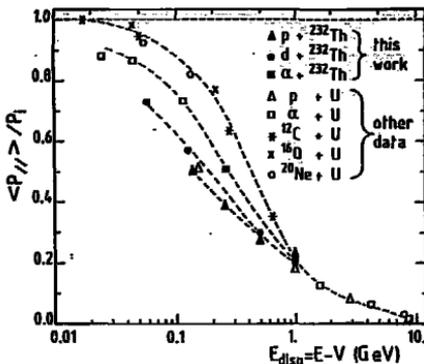


Fig. V.13 : Taux moyen de transfert d'impulsion en fonction de l'énergie totale disponible dans la voie d'entrée. Les autres données de la littérature viennent des mêmes références que pour la figure V.11.

i) A basse énergie, le taux moyen d'impulsion transféré dépend de la nature du projectile. Le taux de transfert pour les projectiles légers (p,d) est moins important que pour les ions lourds. Les alphas ont un comportement intermédiaire. Ceci traduit simplement l'effet d'ensemble des  $A_p$  nucléons du projectile. A la même énergie totale incidente, un ion lourd est plus capable qu'un alpha ou un proton de transférer l'ensemble de son impulsion au noyau-cible. Les effets collectifs jouent un rôle prépondérant dans ce domaine.

ii) A haute énergie ( $E_{disp} > 1000$  MeV), tous les projectiles transfèrent en moyenne la même proportion de leur impulsion incidente (en particulier  $\alpha$  et  $^{20}\text{Ne}$  à  $E_{disp} \sim 8$  GeV). Ceci semble mettre en évidence une limitation à haute énergie de l'énergie d'excitation moyenne du noyau de recul. Nous pensons que cette limitation est reliée à la méthode expérimentale utilisée qui ne sélectionne que les noyaux de recul se désexcitant par fission.

Dans le paragraphe suivant nous allons étudier plus particulièrement ce point en montrant que l'on peut extraire une énergie moyenne des impulsions moyennes transférées.

### 3.5. Les énergies d'excitation moyennes atteintes

Les calculs de cascade intra-nucléaire (PO 60), pour des protons incidents,

ont montré qu'il existe une relation linéaire simple entre l'impulsion moyenne  $\langle P_{//} \rangle$  transférée par le projectile au noyau cible et l'énergie d'excitation moyenne  $\langle E^* \rangle$  de ce noyau :

$$\langle E^* \rangle / E_{NC} = 0,75 \langle P_{//} \rangle / P_1. \quad (1)$$

Les énergies d'excitation  $\langle E_2^* \rangle$ , moyennées sur tous les angles de corrélation, calculées avec cette formule sont reportées dans le tableau V.3. Les erreurs indiquées ne tiennent pas compte d'une éventuelle variation du coefficient 0,75 avec l'énergie incidente ou le type de projectile.

Tableau V.3

*Energies d'excitation moyennes extraites des énergies cinétiques détectées ( $\langle E_1^* \rangle$ ) et des impulsions parallèles transférées ( $\langle E_2^* \rangle$ ).*

Système	$E_1$ (MeV)	$\langle E_K^* \rangle$ (a) (MeV)	$\langle E_1^* \rangle$ (MeV)	$\langle P_{//} \rangle$ (MeV/c)	$\langle E_2^* \rangle$ (MeV)
p + $^{232}\text{Th}$	140	166.0±4.0	35±40	263±25	30±10
	250	165.0±4.0	50±40	281±35	70±10
	500	162.5±4.0	95±40	308±35	105±15
	1000	160.5±4.0	130±40	385±35	170±20
d + $^{232}\text{Th}$	70	168.0±4.0	35±40	375±35	40±5
	140	166.5±4.0	60±40	417±35	60±10
	500	164.0±4.0	100±40	437±35	110±10
	1000	161.5±4.0	143±40	430±35	150±15
α + $^{232}\text{Th}$	280	164.5±4.0	60±40	757±35	105±10
	1000	159.0±4.0	155±40	611±35	155±10
α + Au	280	137.0±4.0	90±40	955±35	135±10

(a) mesurée à l'angle moyen  $\langle \theta_{\text{corr}} \rangle$

Nous avons vu (§ III.3) que l'on peut aussi extraire une énergie d'excitation des énergies cinétiques totales  $\bar{E}_K$  des deux fragments détectés après évaporation.

En prenant comme énergie  $\bar{E}_K$  celle mesurée à l'angle moyen  $\langle \theta_{\text{corr}} \rangle$  de la corrélation angulaire, on détermine les énergies d'excitation moyennes  $\langle E_1^* \rangle$  reportées dans le tableau V.3.

### Discussion

i) L'accord sur les énergies d'excitation moyennes obtenues par deux méthodes totalement indépendantes est excellent. La formule (1) semble utilisable si l'on ne considère que des quantités moyennées sur toute la corrélation angulaire. Par contre, cette formule n'est pas vraie pour chaque angle de corrélation (en particulier nous l'avons vu au paragraphe IV.3 dans le cas d'un transfert nul de moment).

ii) Les énergies d'excitation moyennées sur tous les mécanismes conduisant à une fission du noyau de recul sont relativement petites par rapport à l'énergie totale disponible.

iii) Le taux de conversion de l'énergie incidente en excitation du noyau de recul décroît lorsque l'énergie incidente augmente :

- 50 % environ à 35 MeV/u d'énergie incidente par nucléon
- 15 % environ à 1 GeV d'énergie totale.

Cette dernière valeur est pratiquement insensible à la nature du projectile ( $p$ ,  $d$  ou  $\alpha$ ).

iv) Nous avons vu sur la figure V.13 que le taux moyen de moment linéaire transféré, relié au taux moyen d'énergie incidente convertie en énergie d'excitation est indépendant de la nature du projectile ( $A_p = 1$  à 20) sur une large plage en énergie incidente, au-dessus de 1 GeV.

v) Pour tous les points expérimentaux entre 1 et 10 GeV, l'énergie d'excitation moyenne  $\langle E^* \rangle$  calculée est d'environ  $160 \pm 40$  MeV. Cette valeur est pratiquement indépendante de l'énergie incidente totale du projectile. Les courbes en trait mixte de la figure V.11 sont calculées avec la valeur de 180 MeV de l'énergie d'excitation moyenne des noyaux qui conduisent à une fission, en inversant la formule (1) ci-dessus. Un accord remarquable sur une très large plage de vitesse incidente et de masse du projectile est obtenu avec cette valeur unique. Nous pensons qu'elle correspond à un optimum d'énergie d'excitation pour la désexcitation par fission des noyaux cibles de masse  $A \geq 230$ . Lorsque cette valeur moyenne de la distribution en énergie d'excitation des noyaux de recul est atteinte, d'autres voies de désexcitation s'ouvrent.

Expérimentalement la section efficace de fission ne représente que les 2/3 de la section efficace totale de réaction à 1 GeV, et à peine 40 % à 8 GeV (ME 80). Ce fait vient renforcer l'explication avancée.

Four conclure, nous pensons que, au-dessus de 1 GeV d'énergie totale incidente, seules les collisions les plus périphériques (i.e les moins violentes) conduisent à une désexcitation par fission du noyau de recul. Les collisions les plus vio-

lentes (i.e, les plus centrales) conduisent à d'autres voies de désexcitation. Les résidus ne peuvent pas être observés avec le dispositif expérimental axé sur la fission. Cette interprétation est en accord avec les observations suivantes :

- $\langle P_{//} \rangle$  indépendant de la masse du projectile. Quelques nucléons seulement participent à la collision.
- $\langle E^{\#} \rangle$  pratiquement indépendante de l'énergie du projectile. Elle semble reliée à la nature de la cible utilisée ( $A > 230$ ).
- $\langle E^{\#} \rangle$  relativement faible ( $160 \pm 40$  MeV) par rapport à l'énergie totale disponible. Les collisions associées sont peu violentes.

Seules l'énergie d'excitation et la masse du noyau de recul gouvernent pour conduire ou non à une désexcitation par fission. Les caractéristiques initiales de la collision - masse et énergie du projectile - n'ont que peu d'influence à ces grandes énergies.

## Chapitre VI

### L'ANALYSE AVEC UN MODELE DE CASCADE INTRA-NUCLEAIRE

#### 1. Introduction

Pour des énergies incidentes supérieures à 20-30 MeV/u la longueur d'onde de De Broglie  $\lambda = h/p$  ( $p$  : impulsion incidente par nucléon) devient inférieure à la distance entre nucléons dans le noyau ( $\lambda < 1-2$  fm). La collision projectile-cible, dominée à basse énergie par l'interaction à un corps (collision sur le mur de potentiel) devient alors une interaction à 2 corps (collision entre nucléons individuels de la cible et du projectile). L'influence du potentiel nucléaire disparaît progressivement pour des énergies incidentes croissantes.

A des énergies  $E_1/A \gtrsim 200$  MeV/u, l'interaction entre projectiles légers et cibles lourdes est généralement décrite comme un processus en deux étapes. La première consiste en une succession de collisions nucléon-nucléon qui transfèrent de l'énergie, de l'impulsion, du moment angulaire au noyau cible dans des temps très courts ( $\tau =$  quelques  $10^{-23}$  s) comparables au temps de traversée de la cible par le projectile. Dans une seconde étape, le noyau résiduel évolue vers une thermalisation (répartition de l'énergie disponible entre un grand nombre de degrés de liberté). Il se désexcite par émission de particules et de gammas, et/ou par fission.

A des énergies inférieures à  $E_1/A = 200$  MeV/u, bien que la longueur d'onde de De Broglie soit petite devant la distance intra-nucléaire, il semble que les effets collectifs des nucléons ne puissent pas être entièrement négligés, comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre. Des collisions faisant intervenir plus de deux nucléons à la fois doivent être prises en compte. De même, les effets d'une collision de deux nucléons sur l'ensemble des autres nucléons (effets cohérents) ne semblent pas négligeables (KO 82), la matière nucléaire étant un gaz dense dans lequel de fortes fluctuations de densité interviennent.

Les modèles de cascade intra-nucléaire (INC) sont construits à partir de la description en deux étapes de la collision. Ils utilisent une méthode de simulation Monte-Carlo pour suivre la succession de collisions nucléon-nucléon. Les premiers codes INC ont été élaborés pour rendre compte de l'interaction nucléon-noyau à partir de l'interaction nucléon-nucléon libre (PO 60, CH 68, BA 72). Plus récemment, ces codes ont été étendus aux collisions entre ions-lourds à haute énergie incidente (ST 78, YA 79, CU 80). Une comparaison des différents codes INC appliqués aux collisions entre ions lourds relativistes a été faite il y a peu de temps par Cugnon (CU 82).

Actuellement, des tentatives sont menées pour inclure des effets de corrélations entre nucléons dans les cascades au moyen de collisions entre particules et groupes de nucléons ("clusters") (MA 92, KO 82).

## 2. La description du code INC utilisé

Le code ISABEL que nous avons utilisé a été mis au point par Yariv et Fraenkel (YA 79). C'est une extension au cas de collisions entre ions lourds du code VEGAS (CH 68) utilisé pour les réactions induites par des nucléons sur des noyaux.

Dans un premier paragraphe, nous allons présenter le code VEGAS, puis, dans un second, les extensions réalisées pour le code ISABEL. Le dernier paragraphe sera consacré à un exposé rapide du code de desexcitation statistique utilisé pour la sélection de la voie de fission.

### *1) Le code VEGAS*

Ce code est décrit en détail dans la référence CH 68. Nous rappelons ici brièvement ses principales caractéristiques.

i) Le noyau cible est décrit comme un gaz de Fermi dégénéré ; les impulsions initiales des nucléons sont choisies au hasard dans la sphère de Fermi. La distribution radiale de densité nucléaire est représentée par une fonction en escalier. Le potentiel qui agit sur les neutrons (protons) de la cascade dans chaque domaine de densité est la somme de l'énergie de Fermi du neutron (proton) dans la région considérée et de l'énergie de liaison moyenne des derniers nucléons dans le noyau. Dans chaque région de densité, une réflexion et une réfraction peuvent être prises en compte, dues aux brusques changements de la valeur de l'énergie potentielle.

ii) La déflexion coulombienne du proton incident est introduite à l'aide d'un changement d'échelle (homothétie) du paramètre d'impact. Le facteur d'homothétie dépend de l'énergie incidente et de la hauteur de la barrière coulombienne dans la voie d'entrée.

iii) Les collisions élémentaires p-n, n-n et p-p sont traitées à l'aide d'une paramétrisation reproduisant les données expérimentales. La section efficace totale de diffusion nucléon-nucléon est ainsi déterminée en fonction de l'énergie d'un nucléon incident. Les distributions angulaires expérimentales sont introduites pour chaque angle et énergie (tables). Une interpolation linéaire entre les valeurs tabulées est effectuée pour chaque collision particulière. Une version ultérieure du code inclue aussi la diffusion pion-nucléon, ainsi que la création de pions via la résonance  $\Delta_{33}$  (HA 73).

iv) La mer de Fermi du noyau cible est traitée comme une distribution continue de densité dans chaque région de densité moyenne constante (cf i)). La particule incidente et les particules de cascade (celles localisées dans le noyau cible et dont l'énergie est supérieure à une énergie de coupure) sont considérées comme des particules discrètes ayant une position et une impulsion bien définies (traitement classique du mouvement). La probabilité de collision d'une telle particule avec un nucléon de la mer de Fermi est obtenue en introduisant la notion de libre parcours moyen  $\lambda$ . Le libre parcours moyen dépend de la densité nucléaire et de la section efficace totale de collision nucléon-nucléon à l'énergie cinétique relative des deux nucléons. La collision n'est permise que si les énergies des deux particules après le choc sont supérieures à l'énergie de Fermi dans la zone de densité considérée. Le blocage dû au principe d'exclusion de Pauli est ainsi pris en compte.

v) L'évolution de la cascade est suivie en fonction d'une variable assimilable au temps écoulé depuis le début de l'interaction. Des intervalles de temps petit devant le temps mis par le plus lent des nucléons à parcourir une distance  $\lambda$  sont choisis. A chaque intervalle, l'évolution de la cascade de nucléons est calculée. L'avantage de cette simulation en fonction du temps est de pouvoir inclure des effets de corrélation entre particules du noyau et nucléons de la cascade (CH 71). Les autres codes INC suivent, en général, les collisions d'un nucléon particulier jusqu'à ce qu'il quitte le noyau, ou que son énergie devienne inférieure à une certaine énergie de coupure traitée comme paramètre.

Une étude détaillée des résultats de différents codes INC a été faite par les auteurs de la référence BA 71. De petites différences ont été observées, principalement dans les distributions en énergie d'excitation des noyaux de recul, mais les résultats ont été trouvés remarquablement similaires dans l'ensemble.

Le fait d'inclure une réflexion et une réfraction possible à l'interface de deux zones de densité nucléaire différente ne modifie pas de façon sensible les résultats (HA 73) ; de même lorsque l'on inclut des effets de corrélations entre nucléons (CH 71).

Les calculs que nous avons effectués correspondent au modèle le plus simple, sans effets de corrélations, ni de réflexion et réfraction.

2) Le code ISABEL (IA 79)

C'est une extension du code VEGAS au cas d'interaction entre noyaux.

i) L'évolution de la cascade est suivie comme dans le code VEGAS. Le principe de Pauli est pris en compte de la même manière.

ii) Le projectile et la cible sont considérés initialement comme deux mers de Fermi, dans leur puits de potentiel respectif. Ces deux mers de Fermi sont en interaction entre elles ; la prescription suivante est utilisée pour en rendre compte :

- pour le calcul de l'interaction entre nucléons du projectile et ceux de la cible, le projectile est supposé constitué de particules dont la position et l'impulsion sont choisies au hasard, la cible étant alors une mer de Fermi continue pour faire intervenir la notion de libre parcours moyen ;

- pour le calcul de l'interaction entre nucléons de la cascade (nucléons discrets) et les deux mers de Fermi, le projectile et la cible sont des distributions continues de matière dans une même région de densité constante ;

les interactions entre particules d'une même mer de Fermi sont interdites et celles entre nucléons de la cascade négligées.

iii) Au cours de l'évolution de la cascade, les densités dans les noyaux se trouvent fortement modifiées. Comme la manière dont se réarrange les nucléons est inconnue, deux cas extrêmes peuvent être utilisés :

- un réarrangement rapide devant le temps de développement de la cascade. Après chaque collision avec un nucléon de type  $i$  (neutron ou proton) de la cible ou du projectile, la densité  $\rho_i$  de l'ensemble des nucléons de type  $i$  est instantanément et uniformément réduite pour l'ensemble du noyau considéré. De plus, aucune interaction n'est permise à une distance inférieure à  $\rho_i^{-1/3}$  de la dernière collision ;

- un réarrangement lent ; après chaque collision, un trou est créé dans la configuration de la distribution de densité  $\rho_i$ . Aucune interaction n'est plus permise dans ce volume jusqu'à la fin de la cascade de collisions.

Nous avons comparé les résultats obtenus avec les deux types de réarrangement. Des résultats généralement similaires ont été trouvés dans les deux cas. Les calculs présentés sont principalement obtenus avec la prescription de réarrangement rapide.

### 3) Le code EVA

La désexcitation du noyau de recul formé à la fin de la cascade intra-nucléaire est traitée ensuite avec la théorie statistique de Hauser-Feshbach (HF 52). Le code EVA (DO 59) que nous avons utilisé est l'un des premiers et des plus simples codes de désexcitation statistique séquentielle d'un noyau excité. Il utilise aussi une méthode de calcul Monte-Carlo.

Ce code est suffisant pour traiter la désexcitation, par évaporation de particules, de noyaux lourds ( $A \gtrsim 150$ ) et relativement excités ( $E^* \gtrsim 50-100$  MeV en général). Malheureusement, la voie de désexcitation par fission n'est pas traitée de manière consistante et correcte avec les autres voies de désexcitation. Les largeurs partielles de fission ne sont introduites que pour les noyaux de masse  $A \geq 225$  et de numéro atomique  $Z \geq 90$ . Pour les autres noyaux, elles sont supposées nulles. De plus, ces largeurs ne dépendent ni de l'énergie d'excitation ni du spin du noyau père. Les valeurs utilisées sont celles mesurées pour des noyaux peu excités. Dans la présentation des résultats qui suit, nous verrons l'incidence de ces approximations assez grossières sur la sélectivité, due à la fission, des noyaux résiduels formés à la fin de la cascade intra-nucléaire.

### 3. Les résultats

Pour chaque événement du tirage Monte-Carlo (chaque cascade intra-nucléaire), les caractéristiques du noyau de recul (masse et numéro atomique, énergie d'excitation, spin, direction et vitesse de recul ...) sont calculées et utilisées comme données du code de désexcitation séquentielle EVA.

Dans l'analyse des résultats du calcul INC, de tous les noyaux résiduels formés, nous avons séparé ceux qui se désexcitent par fission.

Pour le système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à 250 MeV/u d'énergie incidente par nucléon, la figure VI.1 présente la distribution en masse des noyaux de recul qui d'une part se désexcitent par fission, d'autre part subissent une évaporation de particules sans fissionner.

On remarque que :

- i) la distribution en masse des noyaux de recul produits à la fin de la cascade intra-nucléaire est assez large (environ 8 u.m.a à mi-hauteur), comparé à la masse du projectile. Elle se sépare en deux composantes distinctes. La désexcitation par fission est prépondérante pour les faibles défauts de masse.
- ii) Le centroïde de la distributions totale correspond à un défaut d'environ 4,5 nucléons du noyau cible. Tous les nucléons incidents quittent le noyau en fin de cascade

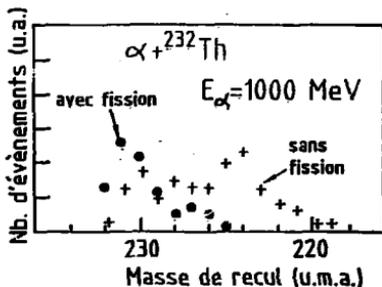


Fig. VI.1 : Prédiction du modèle de cascade intra-nucléaire. Distribution en masse du noyau de recul pour le système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à 850 MeV/u d'énergie incidente par nucléon. Les cercles correspondent aux noyaux se désexcitant par fission, les croix à ceux ne fissionnant pas.

et entraînent avec eux de l'ordre de 1 nucléon supplémentaire par nucléon incident. Pour différents projectiles (p, d ou  $\alpha$ ) à diverses énergies, le défaut de masse moyen de la cible varie linéairement avec l'énergie totale incidente E

$$\Delta A = A_{\text{cible}} - A_{\text{rés.}} = 0,0047 \cdot E_i$$

Cette formule est empirique. Elle provient d'une compilation des résultats du code de cascade intra-nucléaire.

iii) La désexcitation par fission est prépondérante pour les noyaux ayant un faible défaut de masse. En fait, ceci est une conséquence de la manière dont est traitée la voie de fission dans le code EVA. Les noyaux de masse  $A < 225$  ne peuvent pas fissionner dans ce code. Ceci ne semble pas réaliste, les grandes énergies d'excitations atteintes (figure VI.2a) par ces noyaux permettant d'autoriser la désexcitation par fission. Un calcul effectué avec le code de désexcitation séquentielle ALICE (BL 73) a confirmé ce point. Les largeurs partielles de fission sont importantes, même pour des noyaux de masse  $A < 225$ , pourvu qu'ils aient des énergies d'excitation supérieures à 50 MeV.

Sur la figure VI.2 nous avons reporté séparément les distributions en énergie d'excitation et en moment angulaire total des noyaux de recul qui subissent une fission et qui ne se désexcitent que par évaporation. Nous remarquons que :

i) Les noyaux qui fissionnent, qui correspondent aux plus faibles défauts de masse, correspondent aussi aux plus faibles énergies d'excitation et aux plus petits spins. Ces noyaux semblent être associés aux cascades les moins violentes.

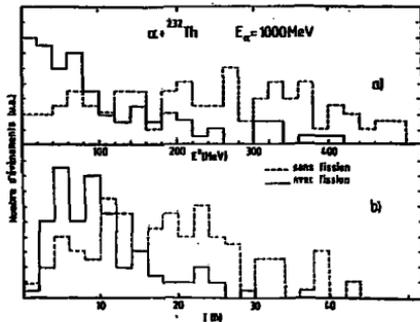


Fig. VI 2 : Distributions en énergie d'excitation (a) et en moment angulaire (b) des noyaux de recul subissant une fission (histogramme en trait plein) ou se désexcitant par évaporation de nucléons (trait pointillé). Prédiction du code ISABEL pour le système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à  $E_{\alpha} = 1000$  MeV.

ii) Les distributions en énergie d'excitation et en moment angulaire sont très larges et correspondent à un transfert relativement petit de l'énergie et du moment angulaire maximum disponible dans la voie d'entrée (respectivement 18 % et 10 % en moyenne pour  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à  $E/A = 250$  MeV/u).

iii) Le moment angulaire transféré en moyenne est toutefois supérieur à la valeur maximale du spin du noyau fissionnant déduit des distributions angulaires expérimentales (tableau III.1).

Une analyse plus détaillée des résultats du calcul INC, montre que la projection  $I_z$  du spin  $I$  sur la direction incidente  $z$  est en moyenne pratiquement nulle (polarisation transverse du noyau de recul), mais que la variance de cette projection est très importante. L'écart type de la distribution de  $I_z/I$  est d'environ 0.5 - 0.6 pour tous les systèmes étudiés. Le désalignement de la polarisation transverse du noyau de recul est donc très important. Ceci conduit à des distributions angulaires des fragments de fission pratiquement isotropes, comme les distributions angulaires mesurées expérimentalement à des énergies  $E_1/A > 140$  MeV/u.

Les impulsions parallèles moyennes transférées par le projectile à la cible obtenues à l'aide du modèle INC sont comparées aux résultats expérimentaux dans le tableau VI.1 pour tous les systèmes étudiés. Les impulsions transverses  $P_{\perp}$  calculées sont supérieures de 5 à 10 % aux impulsions parallèles transférées correspondantes. Ces grandes impulsions transverses sont principalement gouvernées par l'impulsion de Fermi ( $v_F = 260$  MeV/c) des  $AA$  nucléons quittant la cible.

Tableau VI.1

Impulsions parallèles moyennes prédites par le modèle de cascade intranucléaire. Comparaison avec les résultats déduits des fonctions de corrélation expérimentales.

Systeme	$E_1/A$ (MeV/u)	$\langle E_1 \rangle^2_{exp}$ (MeV/c) (a)	$\langle E_1 \rangle^2_{INC}$ (MeV/c) (b)
p + $^{232}\text{Th}$	140	263	170
"	250	281	180
"	500	308	200
"	1000	385	245
d + $^{232}\text{Th}$	35	375	165
"	70	417	225
"	250	437	280
"	500	430	360
$\alpha$ + $^{232}\text{Th}$	70	757	303
"	250	611	435

(a) voir tableau V.3

(b) calculé avec le code INC "ISABEL". La version "sans réflexion ni-réfraction" et avec un "réarrangement rapide" (voir § VI.2) a été utilisée.

La distribution en impulsion parallèle est montrée sur la figure VI.3 (traits pointillés) dans trois cas particuliers :

$$\begin{aligned}
 & - p + ^{232}\text{Th} \text{ à } E_p = 1 \text{ GeV} \\
 & - \alpha + ^{232}\text{Th} \text{ à } E_1/A = 70 \text{ et } 250 \text{ MeV/u.}
 \end{aligned}$$

Les histogrammes en trait plein sont les résultats de la déconvolution des fonctions de corrélation expérimentales entre fragments de fission.

Compte tenu des réserves faites sur le code EVA pour la désexcitation par fission, nous n'avons pas effectué de sélection des noyaux de recul issus de calcul INC. Une telle sélection aurait contribué à diminuer les taux de transfert d'impulsion qui sont déjà systématiquement sous-estimés par le modèle INC.

Les résultats présentés dans le tableau VI.1 appellent quelques remarques et commentaires.

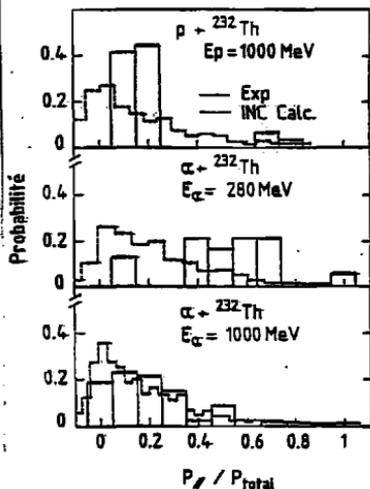


Fig. VI.3 : Distribution en impulsion parallèle transférée, prédite par le modèle INC (trait pointillé) et déduite des données expérimentales (trait plein), pour les systèmes  $p + {}^{232}\text{Th}$  à 1 GeV,  $\text{inc}$  et  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à 280 MeV,  $\text{inc}$  et 1 GeV,  $\text{inc}$ .

i) Pour le système  $p + {}^{232}\text{Th}$ , la dépendance en fonction de l'énergie incidente du transfert moyen d'impulsion est bien reproduite, mais la valeur absolue est systématiquement sous-estimée de 30 %. Nous avons vu au paragraphe précédent que le code ISABEL traitait le projectile comme un gaz de Fermi dégénéré. Cette description ne s'applique bien sûr pas à des protons. Il aurait fallu utiliser la version initiale du code INC (VEGAS). De nombreuses prédictions obtenues avec le modèle INC pour rendre compte de la collision proton-noyau ont montré que ce modèle est capable de reproduire de très nombreuses données expérimentales. En particulier, à 156 MeV d'énergie incidente, Stephan et al. (ST 67), à l'aide du code INC mis au point par Coben (CO 66), ont reproduit correctement la fonction de corrélation des fragments de fission du système  $p+U$ .

De même, avec le code VEGAS, Kotov et al. ont rendu compte de manière parfaite des transferts d'impulsion induits par des protons de 1 GeV sur de l'uranium (KO 73). Le désaccord observé ici pour le système  $p + {}^{232}\text{Th}$ , voisin du système  $p+U$ , semble s'expliquer entièrement par la description du projectile sous forme d'un gaz de Fermi utilisé dans le code ISABEL.

La description de la première étape de la collision proton-noyau par une succession de collisions nucléon-nucléon reproduit les transferts d'impulsion et de spin mesurés expérimentalement entre 140 et 1000 MeV.

ii) Le transfert moyen d'impulsion calculé pour la système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à  $E_{\alpha}/A = 70$

MeV/u est très largement sous-estimé. A 250 MeV/u, les calculs prédisent une valeur plus proche de la donnée expérimentale.

Les formes des distributions en impulsion prédites (figure IV.3) sont identiques aux deux énergies d'alpha.

La distribution calculée reproduit correctement la forme de la distribution en impulsion expérimentale à 250 MeV/u, mais pas celle obtenue à 70 MeV/u d'énergie incidente par nucléon.

*Le code INC, basé sur les collisions nucléon-nucléon, est incapable de rendre compte d'importants taux de transfert d'impulsion (supérieure à 30-40 % de l'impulsion totale incidente). Pour obtenir de tels taux de transferts, les effets collectifs des  $A_p$  nucléons du projectile doivent être pris en compte, en plus de la diffusion incohérente nucléon-nucléon.*

Très récemment, Mathews et al. (MA 82) ont présenté une version du code INC "VEGAS" dans laquelle ils ont introduit les distributions angulaires et les sections efficaces de réaction des collisions  $\alpha$ -nucléon, d-nucléon,  $\alpha$ -d,  $\alpha$ - $\alpha$  et d-d, en plus de celles nucléon-nucléon. Ce code, appelé CLUST, permet de tenir compte d'éventuels groupes ("clusters") de nucléons préformés dans le noyau cible.

Le nombre de clusters à 2 et 4 nucléons préexistants dans le noyau est traité comme un paramètre ajustable. Une prescription est utilisée pour traiter la probabilité de cassure du cluster en ses éléments constitutifs, lors d'une collision, en fonction de l'énergie de la particule incidente.

Une comparaison détaillée entre ce modèle incluant la possibilité de clusters dans les noyaux et le modèle initial de collision nucléon-noyau est faite dans la référence MA 82.

Ce modèle INC permet aussi de manière directe de traiter le cas des collisions induites par deuton et alpha sur les noyaux.

La figure VI.4 extraite de la référence MA 82 montre les résultats du code CLUST obtenus pour le système  $\alpha + {}^{233}\text{U}$  à 35 MeV/u d'énergie incidente par nucléon. Elle représente la fonction de corrélation entre les deux fragments de fission calculée lorsque l'on autorise la cassure du projectile (trait plein) et lorsque cette cassure est interdite (trait pointillé). Ce dernier cas reproduit très bien les points expérimentaux. Les deux calculs ont été effectués en supposant qu'aucun cluster ne préexistait dans la cible. Elle était supposée formée de nucléons indépendants.

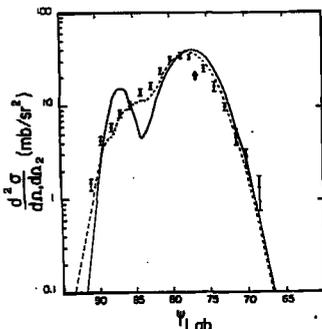


Fig. VI.4 : Comparaison de la corrélation angulaire expérimentale entre fragments de fission pour le système  $\alpha + {}^{233}\text{U}$  à 140 MeV et les prédictions basées sur le modèle de cascade intra-nucléaire incluant des diffusions sur des clusters. La flèche indique un transfert complet d'impulsion. La courbe en trait plein correspond au calcul autorisant la cassure du projectile. Pour celle en trait pointillé, cette cassure est interdite. Figure extraite de la référence MA 82.

L'accord obtenu par Mathews et al. (MA 82) pour le système  $\alpha + {}^{233}\text{U}$  à 35 MeV/u d'énergie incidente, en supposant une cascade de collisions  $\alpha$ -nucléons comme première étape de la réaction, et le désaccord observé pour la réaction  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à 70 MeV/u en utilisant une cascade de chocs nucléon-nucléon, montrant que les effets collectifs des nucléons incidents sont encore sensibles à des énergies de 70 MeV/u, bien au-dessus de l'énergie de Fermi.

La disparition des effets collectifs semble complète à 250 MeV/u, les résultats expérimentaux obtenus étant plus correctement reproduits par le code ISABEL.

iii) Le cas des collisions induites par deuton pose un problème. Ce projectile est trop léger pour être décrit par un gaz de Fermi, et le code VEGAS ne peut être utilisé. Seule l'approche du programme CLOST semble applicable dans ce cas. Toutefois, à 500 MeV/u d'énergie incidente, les impulsions moyennes calculées avec le code ISABEL reproduisent raisonnablement bien les résultats expérimentaux (tableau VI.1). A ces grandes énergies, la géométrie de la voie d'entrée et le nombre de nucléons incidents semblent être les deux quantités principales qui gouvernent le taux de transfert d'impulsion.

Sur la figure VI.5 nous avons reporté les distributions du nombre de collisions nucléon-nucléon générées par un nucléon incident, en fonction du paramètre d'impact de la voie d'entrée pour les systèmes  $p + {}^{232}\text{Th}$  à  $E_p = 1 \text{ GeV}$  et  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à  $E_\alpha/A = 250 \text{ MeV/u}$ .

Nous remarquons que :

i) A tous les paramètres d'impact, les cascades n'ayant qu'une seule collision nucléon-nucléon dominant (courbe labellée I). Le taux de collisions simples augmente

lentement avec le paramètre d'impact, dû à un effet géométrique, l'épaisseur de matière nucléaire de cible traversée étant plus petite. Ces collisions simples conduisent aux plus petits transferts d'impulsion (en moyenne). Leur probabilité est donc certainement surestimée, les transferts d'impulsion calculés par INC n'étant pas suffisamment importants (Tableau VI.1) (SL 81).

ii) La probabilité d'observer des collisions doubles (courbe II) et triples (courbes III) sont sensiblement égales. Ce résultat est assez surprenant, car avec un processus purement statistique, la diminution de probabilité entre les collisions simples et doubles devrait se poursuivre pour les collisions triples.

iii) La forte dominance des collisions simples indique que la mémoire de la voie d'entrée n'est pas perdue. Une seule collision nucléon-nucléon n'est pas suffisante pour thermaliser les deux nucléons sortants. La thermalisation peut être considérée comme atteinte lorsque les énergies des deux nucléons après le choc sont suffisamment voisines. Il faut de 3 à 4 collisions pour que ce soit le cas à des énergies incidentes d'environ 250 MeV/u (CU 82). Les calculs INC sont donc basés sur un phénomène essentiellement non équilibré, en opposition à des modèles comme celui de la boule de feu (WE 76) qui suppose un équilibre thermique réalisé dans la zone de recouvrement des deux ions en collision.

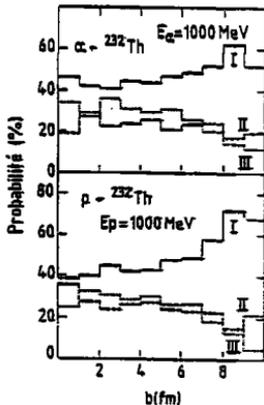


Fig. VI.5 : Distribution de probabilité en fonction du paramètre d'impact, de cascades formées de une collision (courbe I), deux collisions (courbe II), trois collisions (courbe III). Prédiction du modèle INC pour le système  $p + ^{232}\text{Th}$  à 1000 MeV d'énergie incidente et pour  $\alpha + ^{232}\text{Th}$  à 250 MeV/u.

Les distributions en impulsion calculées (fig. VI.3) sont voisines d'une distribution de Poisson. Une telle distribution est attendue lorsque l'on décrit l'interaction nucléon-noyau en terme de probabilité de collision, pour des libres parcours moyens de l'ordre de grandeur de la distance de matière nucléaire traversée. A partir du nombre moyen  $n$  d'interactions par particule, on peut extraire

un libre parcours moyen effectif  $\lambda_{\text{eff}}$  de la collision projectile-cible :

$$\lambda_{\text{eff}} = \bar{d} / \alpha n$$

$\bar{d}$  : épaisseur de cible traversée par un nucléon incident, moyennée sur tous les paramètres d'impact  $b$  :

$$\bar{d} = \int_0^{R_c} 2\sqrt{R_c^2 - b^2} d^2b / \int_0^{R_c} d^2b = \frac{4}{3} R_c$$

$\alpha$  : coefficient tenant compte de l'angle de diffusion à chaque collision nucléon-nucléon.

$$\alpha = \langle |\cos\theta_{NN}| \rangle^{-1}$$

$\alpha = \sqrt{2}$  pour une distribution isotrope.

Le libre parcours moyen effectif devient alors :

$$\lambda_{\text{eff}} = 2 R_c / n .$$

A 250 MeV/u d'énergie incidente, avec un nombre moyen d'interactions de 2.2 pour le système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$ , on obtient  $\lambda_{\text{eff}} = 6.5$  fm. Cette valeur est largement supérieure au libre parcours moyen de collision nucléon-nucléon donné par  $\lambda_c = (\rho\sigma)^{-1}$  ( $\lambda_c = 2$  fm). Ce grand  $\lambda_{\text{eff}}$  est dû aux dimensions finies du noyau cible et aux effets de bord des noyaux (densité nucléaire plus faible). Cugnon (CU 82) a déjà souligné ce point. Ses calculs ont conduit à des libres parcours moyens effectifs d'environ 3 fm, pour un système plus léger (Ar+KCl à 800 MeV/u).

Le libre parcours moyen effectif calculé ci-dessus est en fait une moyenne des libres parcours moyens des nucléons dans la matière nucléaire finie. Cette moyenne est effectuée sur toutes les directions possibles et sur toutes les énergies des nucléons. Or, pour les plus faibles énergies, le principe d'exclusion de Pauli augmente très fortement ces parcours (voir Fig. VII.9).

#### 4. Conclusion

i) Les calculs INC basés sur la collision nucléon-nucléon libre reproduisent qualitativement les formes des distributions en impulsion expérimentales mesurées à des énergies incidentes supérieures à 250 MeV/u. Les valeurs moyennes sont toutefois sous-estimées à ces énergies. Le modèle INC "classique" est incapable de rendre compte des forts taux de transferts d'impulsion ( $P_{//}/P_i \gtrsim 30-40\%$ ) mesurés à des énergies incidentes inférieures à 100-150 MeV/u.

ii) Le code ISABEL utilisé n'était pas conçu pour rendre compte des collisions induites par proton et deuton, le projectile étant décrit comme un gaz de Fermi. La dépendance du transfert d'impulsion induit par proton en fonction de l'énergie in-

cidente a toutefois été bien reproduite entre 140 et 1000 MeV, de même que les formes des distributions en impulsion (forme voisine d'une distribution de Poisson).

Le modèle INC construit pour les collisions proton-noyau rend parfaitement compte des transferts moyens d'impulsion obtenus pour la système p+U (ST 67,KO 73) à 156 et 1000 MeV d'énergie incidente. Dans cette gamme d'énergie, le modèle en deux étapes (cascade intra-nucléaire suivie d'une désexcitation statistique) s'applique parfaitement.

iii) *Les effets collectifs des  $A_D$  nucléons incidents ne sont pas négligeables à une énergie incidente de 70 MeV/u, bien supérieure à l'énergie de Fermi. Cette conclusion repose sur l'approche très récente de Mathews et al. (MA 82). Ces auteurs ont inclus dans le modèle INC "classique" des collisions entre nucléons et groupes de 2 et 4 nucléons ("deuteron" et "alpha") qui traduisent des effets collectifs. Les résultats de ce nouveau modèle permettent de rendre compte des transferts d'impulsion à des énergies aussi basses que 35 MeV/u pour des alphas incidents, alors que le modèle INC "classique" en est incapable.*

iv) *Au-dessus de 200 MeV/u, le projectile peut être considéré comme formé de nucléons indépendants. Les résultats du code ISABEL sont alors globalement en accord avec les données expérimentales.*

v) *La dominance des collisions simples (une seule collision nucléon-nucléon) montre que la première étape de l'interaction projectile-cible est décrite par un processus hors d'équilibre ou la mémoire de la voie d'entrée est conservée. Le libre parcours moyen effectif dans la matière nucléaire est environ 3 fois celui d'une collision nucléon-nucléon libre.*

Dans le chapitre suivant, nous allons décrire un modèle, appelé modèle d'absorption, qui reprend les idées du modèle de la boule de feu. Il suppose la thermalisation d'une partie du projectile et de la cible et est en cela en opposition totale avec le modèle de cascade intra-nucléaire dans sa description de la dynamique de la collision.

## Chapitre VII

### LE MODELE D'ABSORPTION

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les résultats de calculs de cascade intra-nucléaire (INC) ne reproduisent que de façon qualitative les transferts d'impulsion et d'énergie déduits des résultats expérimentaux, même à des énergies incidentes supérieures à 200 MeV/u. Au-dessous de cette énergie, les transferts sont largement sous-estimés.

Les calculs basés sur des méthodes Monte-Carlo ont l'avantage d'avoir une mise en oeuvre relativement aisée : on "simule" l'expérience. Ces modèles ont de hautes valeurs prédictives : de nombreux résultats très variés peuvent être comparés à l'expérience (spectres de nucléons, distributions angulaires, corrélations entre particules émises ...) sans modifications des bases physiques initiales. Par contre, pour ces méthodes, une interprétation importante des résultats doit être nécessairement menée pour appréhender la physique sous-jacente. Le modèle INC est difficile à relier à une théorie.

D'autre part, nous avons vu que le code de désexcitation statistique utilisé (EVA) ne traitait pas correctement la voie de désexcitation par fission.

Nous avons donc construit un modèle simple, appelé modèle d'absorption, pour chercher à rendre compte des collisions aux énergies intermédiaires pour des voies d'entrée très asymétriques se désexcitant par fission.

#### 1. Introduction

À des énergies inférieures à 20 MeV/u, nous savons que les petits paramètres d'impact conduisent à une fusion des deux noyaux avec formation d'un noyau composé fortement excité. Les plus grands paramètres d'impact contribuent à des réactions moins inélastiques où le caractère binaire de la voie d'entrée est conservé (réactions quasi-élastiques et profondément inélastiques). Avec des noyaux de

masse  $A \geq 150$ , la fission entre en compétition avec les processus mentionnés ci-dessus.

A ces énergies, des indications expérimentales d'une émission de nucléons de prééquilibre ont été proposées dans la littérature (voir par exemple SA 78, HI 79). De tels phénomènes sont décrits en termes :

- d'émission de particules promptes (PEPS) ou de jets de Fermi (BO 80)
- d'émission à partir d'une zone chaude localisée dans le noyau.

Pour introduire le concept de zone chaude fortement excitée, un libre parcours moyen  $\lambda$  du nucléon dans la matière nucléaire petit par rapport à la distance entre nucléons est nécessaire. La diffusion nucléon-nucléon libre conduit à un libre parcours moyen de 0.5 à 1.5 fm. Le blocage dû au principe de Pauli a pour effet d'augmenter fortement ce libre parcours moyen dans les réactions entre noyaux. L'augmentation de la température nucléaire réduit l'influence de ce blocage, comme le montre les résultats de calcul du libre parcours moyen d'un nucléon dans la matière nucléaire en fonction de la température  $T$  (fig. VII.1) effectués par Collins et Griffin (CO 80).

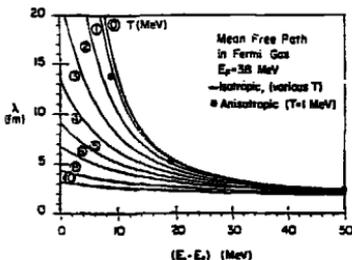


Fig. VII.1 : Libre parcours moyen  $\lambda$  d'un nucléon dans un gaz de Fermi à la température  $T$  calculé par Collins et Griffin (CO 80), en fonction de l'énergie du nucléon au-dessus de l'énergie de Fermi  $E_F$ . Les diverses courbes sont obtenues pour différentes températures.

Le concept de zone chaude semble justifié à des énergies incidentes supérieures à 20 MeV/u pour lesquelles les collisions nucléon-nucléon à deux corps commencent à intervenir.

A des énergies  $E_1/A \geq 250$  MeV/u, dans la plus simple description des réactions entre ions lourds, un zone chaude est formée instantanément à partir de la coupure franche de la matière en recouvrement ; c'est le modèle de la boule de feu (WE 76).

Le libre parcours moyen des nucléons incident doit être petit devant les dimensions des noyaux.

Un modèle de zone chaude a été proposé récemment par Karvinen et al. (KA 81) pour rendre compte des collisions entre ions lourds entre 20 MeV/u et 100 MeV/u. Ce modèle calcule, en fonction du temps, l'évolution de la zone chaude : sa localisation, son volume, sa température... Pour ce faire, les équations du mouvement entre les ions sont résolues à chaque instant. Un critère permet de définir la zone chaude. A tout moment la désexcitation de celle-ci est prise en compte en faisant intervenir une équation de transport des nucléons. Après la dissipation totale de l'énergie incidente disponible, le système évolue vers un équilibre des températures des zones chaude et froide.

*Dans le modèle d'absorption proposé ici, l'interaction projectile-cible est décrite comme un processus en trois étapes successives :*

- i) *Formation d'une zone chaude en équilibre thermique par recouvrement des noyaux.*
- ii) *Emission de nucléons de prééquilibre par la zone chaude formée. Cette émission peut se faire soit directement dans le vide, soit à travers la matière nucléaire plus froide environnante.*
- iii) *Désexcitation statistique du noyau résiduel par évaporation de nucléons et fission. Une sélection de la voie de fission est faite pour permettre une comparaison avec les résultats expérimentaux.*

Les conditions nécessaires pour avoir trois étapes indépendantes sont :

- 1) un temps de collision, c'est-à-dire de formation de la zone chaude avec dissipation complète de l'énergie disponible, petit devant le temps caractéristique de désexcitation de la zone chaude :  $\tau_{coll} < \tau_d$ .
- 2) Un temps caractéristique d'émission d'un nucléon par la matière froide très long devant celui d'émission par la zone chaude :  $\tau_{zf} \gg \tau_{zc}$ .

La première condition est d'autant mieux satisfaite que l'énergie incidente est élevée. La seconde condition est vérifiée lorsque les températures  $T_{zf}$  et  $T_{zc}$  des zones froide et chaude sont très différentes :  $T_{zf} \ll T_{zc}$ . A des énergies incidentes  $E_i/A$  supérieures à 100 MeV/u, ces deux conditions sont satisfaites pour des systèmes très asymétriques faisant intervenir des noyaux cibles de masse  $A \gtrsim 200$ .

Le temps de désexcitation  $\tau_d$  de la zone chaude à la température  $T_{zc}$  est donné par (KA 81) :

$$\tau_d = n/\rho S < v \cos \theta >$$

$n$  = nombre de nucléons dans la zone chaude

$\rho$  = densité nucléaire

S = surface de la zone

$\langle v \cos \theta \rangle$  : composante radiale moyenne de la vitesse des nucléons chauds. La moyenne est effectuée pour des énergies supérieures à la profondeur  $U_0$  du puits de potentiel de la matière nucléaire ( $U_0 \sim 45$  MeV).

Pour le système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à 70 MeV/u d'énergie incidente par nucléon, la zone chaude a une température moyenne de  $T_{zc} = 13$  MeV, comparé aux quelques MeV de la température  $T_{zf}$ .

Le temps de désexcitation de la zone chaude est alors :

$$\tau_d = 12 \cdot 10^{-23} \text{ s.}$$

Le temps de collision moyen pour le même système à la même énergie est donné par :

$$\tau_{\text{coll}} = \frac{4}{3} \frac{R_c}{v_i} = 8 \cdot 10^{-23} \text{ s.}$$

La formule utilisée pour calculer le temps  $\tau_d$  fournit une valeur minimale. Le petit libre parcours moyen des nucléons ayant tendance à les confiner dans la zone chaude.

Le modèle d'absorption reprend les idées générales utilisées dans le modèle de la boule de feu (WE 76). La zone chaude est formée à partir des nucléons du projectile et de la cible situés dans la zone de recouvrement des noyaux (nucléons appelés "participants"). Ces nucléons forment quasi-instantanément un gaz de Fermi en équilibre thermodynamique. Les autres nucléons, appelés nucléons "spectateurs" ne sont pas affectés par cette collision initiale. Dans le modèle de la boule de feu, la désexcitation de la zone chaude se fait exclusivement dans le vide. Ceci est une bonne approximation pour ce modèle qui se propose de reproduire les spectres en énergie et les distributions angulaires des nucléons émis. L'énergie d'excitation acquise par les nucléons spectateurs ne provient que de l'énergie de déformation de la surface du noyau résiduel. Le modèle d'absorption a pour but de rendre compte du devenir des nucléons spectateurs de la cible. L'apport d'énergie à la matière froide par les nucléons émis de la zone chaude doit être traité le plus correctement possible.

Pour les systèmes très asymétriques étudiés, la zone chaude reste en contact avec les nucléons spectateurs de la cible pendant un temps  $\tau_c$  long devant le temps caractéristique de désexcitation totale de la zone chaude  $\tau_d$ .

On a :

$$\tau_c = \frac{l}{v_{zc}}$$

avec

$$L = \int_0^{R_c} d^2b \, 2 \sqrt{R_c^2 - b^2} / \int_0^{R_c} d^2b = \frac{4}{3} R_c$$

$v_{zc}$  = vitesse d'entraînement de la zone chaude

$\tau_c \approx 150 \text{ fm/c}$  pour le système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à 70 MeV/u.

Le déplacement relatif entre la zone chaude et la zone froide sera gelé pendant l'émission des nucléons de prééquilibre. En d'autres termes, cette émission est considérée comme instantanée en comparaison de l'évolution de la surface de l'ensemble des zones chaude et froide. Cette surface est supposée être celle du noyau cible non déformé.

Un nucléon quittant la zone chaude peut :

- soit être émis directement dans le vide,
- soit être absorbé par la matière froide. Cette absorption dépend de l'énergie du nucléon, de son libre parcours moyen et de l'épaisseur de la matière froide traversée. Après la désexcitation complète de la zone chaude, le noyau résiduel en équilibre thermique se désexcite par émission de nucléons et par fission.

## 2. La formation de la zone chaude

### 2.1. La géométrie

Dans la suite du chapitre, l'exposé des formules sera fait en considérant que le projectile est plus léger que la cible.

La zone chaude est considérée comme étant la région du noyau cible contenant les nucléons participants de la réaction. Ces nucléons sont définis à partir du modèle "participants-spectateurs" de la boule de feu (WE 76). Les coupures franches de la zone de recouvrement sont justifiées vu les grandes énergies incidentes et les petits libres parcours moyens considérés. Pour une voie d'entrée donnée, les formules de la référence GO 77 sont utilisées pour calculer les nombres  $n_p$  et  $n_c$  de nucléons participants du projectile et de la cible à chaque paramètre d'impact  $b$ .

Quatre situations de recouvrement peuvent se rencontrer (fig. VII.2) :

- 1) un trou cylindrique est découpé dans la cible
- 2) un canal cylindrique de rayon  $R_p$  est découpé dans la cible
- 3) un canal cylindrique de rayon  $R_c$  est découpé dans le projectile
- 4) le volume total du projectile entre en collision avec la cible.

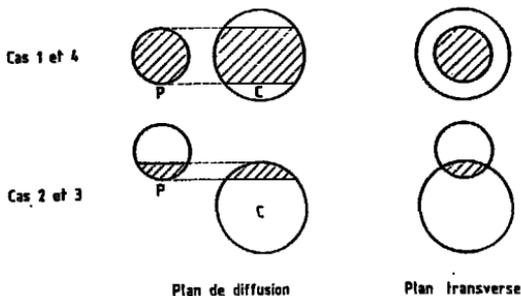


Fig. VII.2

. Les cas 1 et 4 se rencontrent pour de petits paramètres d'impact :

$$b \leq R_c - R_p$$

. Les cas 2 et 3 pour des réactions plus périphériques :

$$R_c - R_p < b \leq R_c + R_p$$

Le nombre de participants d'un noyau ne dépend que de la taille respective des noyaux en présence et du paramètre d'impact.

En introduisant les notations réduites :

$$v_i = R / (R_c + R_p) \quad \text{et} \quad \beta = b / (R_c + R_p), \quad i = p, c$$

le nombre de participants est donné par :

$$n_i = A_i F(v_i, \beta) \quad i = p, c.$$

Pour les 4 régions définies précédemment, la fonction  $F(v, \beta)$  a approximativement les formes analytiques suivantes (GO 77) :

$$F_I = \left[ 1 - (1-v)^2 \right]^{3/2} \left[ 1 - (\beta/v)^2 \right]^{1/2}$$

$$F_{II} = \frac{3}{4} (1-v)^{1/2} \left( \frac{1-\beta}{v} \right)^2 - \frac{1}{8} \left[ \frac{3(1-v)^{1/2}}{\mu} - \frac{[1-(1-\mu^2)^{3/2}][1-(1-\mu)^3]^{1/2}}{\mu^2} \right] \left( \frac{1-\beta}{v} \right)^3$$

$$F_{III} = \frac{3}{4} (1-v)^{1/2} \left( \frac{1-\beta}{v} \right)^2 - \frac{1}{8} \left[ 3(1-v)^{1/2} - 1 \right] \left( \frac{1-\beta}{v} \right)^3$$

$$F_{IV} = 1$$

avec l'abréviation  $\mu_i = \frac{1}{v_i} - 1$ .  $\mu_p = R_c / R_p$  ;  $\mu_c = R_p / R_c$

Les fonctions  $F_I$  et  $F_{II}$  sont utilisées pour les valeurs  $v \geq 0.5$  (cas de la cible) ;  $F_{III}$  et  $F_{IV}$  pour le projectile. L'indice  $i$  de  $v$  et  $\mu$  a été enlevé pour des raisons de clarté dans les formules  $F_I$  à  $F_{IV}$ .

Ces expressions assurent la continuité de  $F$  lorsque  $v$  et  $\beta$  varient de 0 à 1, mais non celle de la dérivée de  $F$  entre les différents secteurs. Les auteurs de la référence GO 77 ont comparé ces formules approchées à un calcul exact. Le désaccord, dans le pire des cas, n'excédait pas 6 %.

La figure VII.3 montre la dépendance du pourcentage de nucléons participants de la cible et du projectile en fonction du paramètre d'impact réduit  $\beta = b/b_{\max}$  pour la voie d'entrée  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  ( $b_{\max} = R_c + R_p$ ).

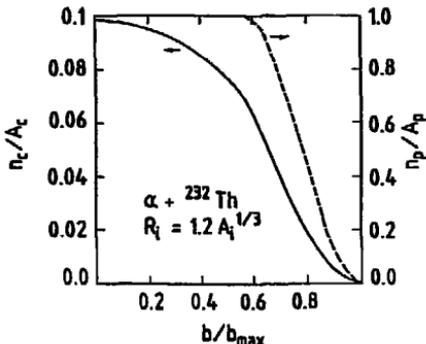


Fig. VII.3 : Nombre de nucléons participants pour le projectile ( $n_p$ ) et la cible ( $n_c$ ) en fonction du paramètre d'impact ( $b$ ) calculés avec la géométrie du modèle de la boule de feu, dans le cas du système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$ . Toutes les quantités sont en unités réduites (variation de 0 à 1).

Les rayons des noyaux sont calculés avec la formule :

$$R_i = r_0 A_i^{1/3} \quad \text{avec la valeur } r_0 = 1.2 \text{ fm.}$$

## 2.2. La cinématique

Compte tenu des énergies mises en jeu, toutes les formules cinématiques seront traitées de manière relativiste. Les notations utilisées sont les suivantes :

- $\epsilon$  : énergie cinétique par nucléon
- $E$  : énergie cinétique totale
- $w$  : énergie totale par nucléon
- $W$  : énergie totale :  $W = E + M$
- $M$  : masse totale
- $m$  : masse au repos d'un nucléon lié
- $p$  : impulsion par nucléon
- $P$  : impulsion totale
- $\beta$  : vitesse relative à celle de la lumière :  $\beta = \frac{v}{c}$

Outre l'énergie de masse, seuls les  $n_p$  nucléons du projectile apportent une énergie à la zone chaude.

a) entraînement de la zone chaude

- impulsion d'entraînement :

$$P_L = n_p v_i \quad (1)$$

$P_i$  : impulsion incidente par nucléon

$P_i = \epsilon_i (1 + 2m/\epsilon_i)^{1/2}$        $\epsilon_i$  : énergie incidente par nucléon

- énergie totale de la zone chaude dans le référentiel du laboratoire (celui lié à la cible) :

$$W_L = (n_p + n_c) m + n_p \epsilon_i \quad (2)$$

- vitesse d'entraînement de la zone chaude :

$$\beta_L = \frac{P_L}{W_L} = \frac{n_p (\epsilon_i^2 + 2m \epsilon_i)^{1/2}}{(n_p + n_c) m + n_p \epsilon_i} \quad (3)$$

b) énergie disponible dans la zone chaude

- énergie totale dans le référentiel lié à la zone chaude :

$$W_{zc} = (W_L^2 - P_L^2)^{1/2} \quad (4)$$

- coefficient de Lorentz :

$$\Gamma_L = (1 - \beta_L^2)^{-1/2} = \frac{W_L}{W_{zc}} \quad (5)$$

- énergie disponible dans la zone chau. :

$$E_{zc} = W_{zc} - (n_p + n_c) m \quad (6)$$

Cette énergie disponible est supposée ne contribuer qu'à une excitation thermique de la zone chaude. L'énergie de compression de la matière nucléaire est négligée. En effet, la densité  $\rho_{zc}$  atteinte dans la zone chaude est :

$$\rho_{zc} = \rho_0 \left( \frac{n_p + n_c}{n_c} \right) \quad (7)$$

avec  $\rho_0$  = densité nucléaire normale.

Pour les voies d'entrée très asymétriques considérées ici, on a :

$$n_p \ll n_c \quad \text{d'où} \quad \rho_{zc} \approx \rho_0$$

Dans ce traitement cinématique, nous avons négligé la différence d'énergie due à l'énergie coulombienne dans la voie d'entrée, à l'énergie de rotation et au Q de réaction. L'énergie d'excitation par nucléon de la zone chaude est alors :

$$\epsilon^{\#} = \frac{E_{zc}}{n_p + n_c} = \frac{W_{zc}}{n_p + n_c} - m. \quad (8)$$

### 2.3. La zone chaude : un gaz de Fermi relativiste

Après la formation instantanée de la zone chaude, les nucléons participants sont supposés en équilibre thermodynamique. Cet équilibre est régi par la statistique de Fermi-Dirac (gaz de fermions) que l'on traite de manière relativiste, vue les importantes températures mises en jeu. La température  $T_{zc} \equiv T$  de la zone chaude est reliée à l'énergie d'excitation par nucléon  $\epsilon^{\#}$  :

$$\epsilon^{\#} = \langle \epsilon(T) \rangle - \langle \epsilon(T=0) \rangle \quad (9)$$

où  $\langle \epsilon(T) \rangle$  est l'énergie cinétique moyenne des particules du gaz de Fermi à la température  $T$  et  $\langle \epsilon(T=0) \rangle$  celle du gaz de Fermi complètement dégénéré (niveau fondamental d'énergie) :

$$\langle \epsilon(T) \rangle = \frac{V}{N} \frac{g}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^{\infty} \epsilon(p) f(p, T) p^2 dp \quad (10)$$

avec

$$p : \text{impulsion du nucléon d'énergie } \epsilon(p) = (p^2 + m^2)^{1/2} - m \quad (10b)$$

$f(p, T)$  : fonction de distribution de Fermi-Dirac.

$$f(p, T) = \left[ 1 + \exp \left[ (\epsilon(p) - \mu(T)) / T \right] \right]^{-1} \quad (11)$$

$\mu(T)$  : potentiel chimique du gaz de nucléon ;  $\mu$  est donné par la condition de normalisation :

$$\frac{N}{V} = \frac{g}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^{\infty} f(p, T) p^2 dp \quad (12)$$

$\frac{N}{V} = \rho$  : densité normale de la matière nucléaire

$g$  : facteur de dégénérescence de spin et d'isospin.

Pour  $T=0$ , cas du gaz complètement dégénéré, on a

$$f(p, T=0) = 1 \quad \text{si } \epsilon < \mu(T=0) \\ = 0 \quad \text{si } \epsilon > \mu(T=0).$$

La condition de normalisation (12) permet alors d'exprimer la constante  $\frac{V}{N} \frac{g}{2\pi^2 \hbar^3}$  à l'aide de l'impulsion de Fermi  $p_F$  :

$$\frac{V}{N} \frac{g}{2\pi^2 \hbar^3} = \frac{3}{p_F^3} = C. \quad (13)$$

L'énergie de Fermi  $\epsilon_F = (p_F^2 + m^2)^{1/2} - m$  est alors déterminée. Par la suite, c'est cette constante  $\epsilon_F$  que nous fixerons. Nous avons utilisé la valeur  $\epsilon_F = 37$  MeV, ce qui correspond à une impulsion  $p_F = 265$  MeV/c et une densité moyenne  $\rho = 0.153 \text{ fm}^{-3}$ .

L'énergie moyenne  $\langle \epsilon(T=0) \rangle$  du gaz relativiste de Fermions complètement dégénéré est donnée par (LA 67a) :

$$\langle \epsilon(T=0) \rangle = \frac{3}{p_F^3} \int_0^{p_F} \left[ \sqrt{m^2 + p^2} - m \right] p^2 dp$$

$$\langle \epsilon(T=0) \rangle = \frac{3}{8p_F^3} \left[ p_F (2p_F^2 + m^2) \sqrt{p_F^2 + m^2} - m^4 \operatorname{Arsh} \left( \frac{p_F}{m} \right) \right] - m \quad (14)$$

ici avec  $\epsilon_F = 37 \text{ MeV}$ ,  $\frac{p_F}{m}$  est petit. L'énergie du fondamental est plus simplement donnée par :

$$\langle \epsilon(T=0) \rangle = \frac{3}{5} \epsilon_F . \quad (15)$$

Le système d'équations intégrales (10) et (12) permet, à partir de l'énergie d'excitation  $\epsilon^{\#}$  donnée par (9) de déterminer la température  $T$  et le potentiel chimique  $\mu$  du gaz de Fermi. Pour les petites températures, les intégrales de la forme

$$I = \int_0^{\infty} \frac{g(\epsilon)}{\exp\left(\frac{\epsilon - \mu}{T}\right) + 1} d\epsilon$$

peuvent être développées en série asymptotique lorsque  $\mu/T \gg 1$ . On a (LA 67b) :

$$I = \int_0^{\mu} g(\epsilon) d\epsilon + \frac{\pi^2}{6} T^2 g'(\mu) + \frac{7\pi^4}{360} T^4 g'''(\mu) + \dots \quad (16)$$

i) En faisant  $g(\epsilon) = \epsilon^{1/2}$  (cas non relativiste), on obtient une expression approchée du potentiel chimique :

$$\mu = \epsilon_F \left[ 1 - \frac{\pi^2}{12} \left( \frac{T}{\epsilon_F} \right)^2 \right] \quad (17)$$

en se limitant au 2ème ordre en  $T/\epsilon_F$ .

ii) En faisant  $g(\epsilon) = \epsilon^{3/2}$  on obtient l'expression de l'énergie d'excitation, en s'aidant de la formule (9) :

$$\epsilon^{\#} = a T^2 \quad (18)$$

$a = \frac{\pi^2}{4\epsilon_F}$  : paramètre de densité de niveau d'un gaz de Fermi uniforme (3M 69a).

A haute énergie d'excitation, c'est-à-dire aux grandes températures, ces expressions ne sont plus valables. Le potentiel chimique  $\mu$  devient de plus en plus petit et le gaz de Fermi se comporte alors comme un gaz classique suivant la statistique de Maxwell-Boltzman. La relation entre l'énergie d'excitation et la température est alors :

$$\epsilon^{\#} = \frac{3}{2} T . \quad (19)$$

Dans le cas présent, les énergies d'excitation par nucléon  $\epsilon^*$  sont telles que l'approximation classique ne peut pas être appliquée ( $\epsilon^* \sim 30$  MeV/u). D'autre part, les températures sont trop élevées pour que les expressions (17) et (18) soient valables. Il faut donc résoudre numériquement le système d'équations (10) et (12) afin de déterminer  $\mu$  et  $T$  pour une énergie d'excitation  $\epsilon^*$  donnée. Le point de départ de cette recherche est donné par les expressions (17) et (19) valables à basse température.

Les figures VII.4 et VII.5 montrent la dépendance de  $\epsilon^*$  et de  $\mu$  avec la température  $T$ , dans le cas des expressions approchées (17) et (19), et pour le calcul exact utilisant les équations (9), (10) et (12).

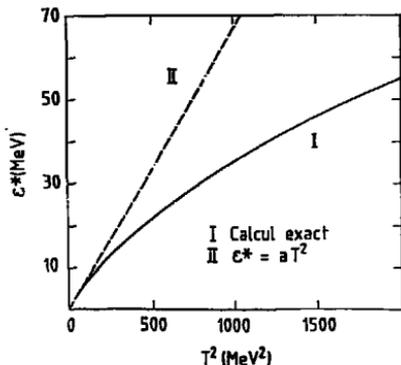
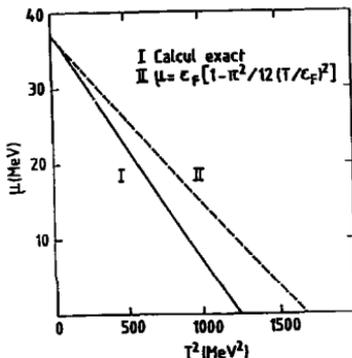


Fig. VII.4 : Relation entre l'énergie d'excitation thermique  $\epsilon^*$  et la température  $T$  pour un gaz de Fermi parfait. La courbe en pointillé montre l'approximation standard à basse énergie  $\epsilon^* = aT^2$ . La courbe en trait plein correspond au calcul exact utilisant les formules (9) et (10).

Fig. VII.5 : Variation du potentiel chimique  $\mu$  avec la température  $T$  pour un gaz de Fermi parfait. La courbe en pointillé montre l'approximation à basse température. Celle en trait plein le calcul exact utilisant la condition de normalisation donnée par la formule (12).



### 3. La désexcitation de la zone chaude

La zone chaude fortement excitée émet des nucléons. La distribution en énergie cinétique  $\epsilon$  de ces nucléons est régie par la distribution de Fermi-Dirac à la température  $T$  :

$$P(\epsilon) d\epsilon = C g(\epsilon) f(p, T) d\epsilon \quad (20a)$$

$f(p, T)$  est donné par la formule (11), la constante de normalisation  $C$  par (13).  $g(\epsilon)$ , dans le cas non relativiste est donné par

$$g(\epsilon) = \epsilon^{3/2} m^{3/2} \sqrt{T} \quad m = \text{masse du nucléon} \quad (20b)$$

Dans le cas relativiste :

$$g(\epsilon) = \epsilon(\epsilon+m) (\epsilon^2 + 2m\epsilon)^{1/2} \quad (20c)$$

Un nucléon émis peut :

i) être piégé dans le puits de potentiel  $U_0$  du noyau si  $\epsilon < U_0$ . On néglige par la suite le potentiel coulombien pour les particules chargées, ainsi que la différence de profondeur de puits entre les neutrons et les protons. La profondeur moyenne  $U_0$  du puits de potentiel sera prise égale à 45 MeV.

ii) Être émis directement dans le vide sans traverser de matière nucléaire froide environnante. L'endroit et la direction de l'émission interviennent alors pour déterminer le nombre de nucléons (ou la probabilité) de ce processus, en plus de la condition  $\epsilon > U_0$  (on néglige l'émission par effet tunnel à travers la barrière coulombienne).

iii) Être émis à travers une certaine épaisseur de matière nucléaire froide. Il subit alors une absorption reliée au libre parcours moyen fini dans la matière nucléaire. Cette absorption contribue à chauffer la matière froide, au même titre que les nucléons chauds piégés par le puits de potentiel.

Pour un paramètre d'impact  $b$  donné, la géométrie et la température de la zone chaude sont déterminés. Le nombre moyen de nucléons émis par la zone chaude et absorbés dans la matière froide sera alors :

$$\overline{n}_{abs}(b) = (n_p + n_n) A \quad (21a)$$

avec

$$A = \frac{3}{4\pi p_F^3} \int_0^\infty p^2 dp f(p, T) \int_{-1}^1 d(\cos\theta) \int_0^{2\pi} d\phi \overline{G}_{abs}(\epsilon, \theta, \phi) \quad (21b)$$

$\overline{G}_{abs}$  est l'absorption moyennée sur l'ensemble du volume  $V_{zc}$  de la zone chaude :

$$\overline{G}_{abs} = \frac{1}{V_{zc}} \int_{V_{zc}} g_{abs} d^3V \quad (22)$$

avec  $g_{abs}$ , fonction d'absorption du nucléon dans la matière nucléaire froide :

$$g_{abs} = 1 - \exp\left(-\frac{d-r}{\lambda}\right) \mathcal{H}(\epsilon_2 - U_0) \quad (23)$$

-  $\mathcal{H}$  : fonction de Heaviside  $\mathcal{H}(x) = 0$  si  $x < 0$   
 $\mathcal{H}(x) = 1$  si  $x > 0$

- $d$  : distance parcourue par le nucléon de son point d'émission à la surface non déformée du noyau cible ;
- $r$  : distance parcourue par le nucléon dans la matière chaude ;
- $\lambda$  : libre parcours moyen du nucléon d'énergie  $\epsilon_2$  dans la matière froide ;
- $\epsilon_2$  : énergie cinétique du nucléon mesurée dans le référentiel de la zone froide.

Les distances  $d$  et  $r$  dépendent du point d'émission du nucléon à l'intérieur du volume  $V_{zc}$  de la zone chaude. Elles dépendent aussi des angles  $\theta_2$  et  $\phi_2$  d'émission mesurés dans le référentiel de la cible.

La fonction  $g_{abs}$  suppose une absorption du nucléon dans une matière nucléaire continue (et non formée de nucléons individuels). De plus, les trajectoires des nucléons émis sont supposées être des lignes droites. Cette approximation est justifiée à basse énergie ( $\epsilon \sim \epsilon_F$ ), vu les grands libres parcours moyens mis en jeu à cause du blocage dû au principe de Pauli. A haute énergie ( $\epsilon \gg \epsilon_F$ ), l'impulsion transférée par choc est petite et les trajectoires sont proches de lignes droites (AB 70, KA 81). En fait, les lignes droites correspondent aux trajectoires moyennes des nucléons.

### 3.1. Changement de référentiel

Les quantités cinématiques  $w_2$ ,  $\epsilon_2$ ,  $p_2$ ,  $\theta_2$ ,  $\phi_2$  d'un nucléon émis par la zone chaude, mesurées dans le référentiel du laboratoire (référentiel de la zone froide), sont reliées aux quantités  $w$ ,  $\epsilon$ ,  $p$ ,  $\theta$ ,  $\phi$  dans le référentiel de la zone chaude animée d'une vitesse de déplacement  $\beta_L$  par les formules relativistes de changement de référentiel.

On a :

$$w_2 = \epsilon_2 + m = \Gamma_L (w + p \beta_L \cos \theta) \quad (24)$$

$$p_2 \cos \theta_2 = \Gamma_L (p \cos \theta + w \beta_L) \quad (25)$$

$$p_2 \sin \theta_2 = p \sin \theta \quad (26)$$

$$\phi_2 = \phi \quad (27)$$

$\Gamma_L$  : facteur de Lorentz donné par la formule (5).

### 3.2 Calcul de l'absorption moyenne $\overline{G_{abs}}$

Nous avons vu dans le paragraphe d'introduction que la surface de l'ensemble zone chaude plus zone froide est supposée ne pas se déformer pendant l'émission des nucléons de prééquilibre. Cette surface est prise égale à celle du noyau cible initial. L'émission des nucléons peut alors être considérée comme instantanée par rapport à la vitesse de translation de la zone chaude.

Pour réduire le nombre d'intégrales dans la relation (21) donnant le nombre moyen de nucléons absorbés, nous avons introduit une simplification dans le calcul de l'absorption moyenne  $\overline{G_{abs}}$  donnée par la formule (22). La zone chaude dans la cible à la géométrie particulière d'un pseudo-cylindre (Fig. VII.2). Le rayon de ce cylindre est petit devant sa longueur pour des voies d'entrée très asymétriques.

L'intégrale triple de (22) sur le volume peut se réduire à une intégrale simple sur la distance  $z$  mesurée le long de l'axe du pseudo-cylindre. La relation (22) devient :

$$\overline{G_{abs}} = \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} g_{abs} dz \quad (28)$$

avec  $g_{abs}$  donné par (23) et  $a = (R_c^2 - b_o^2)^{1/2}$

$b_o$  est la distance de l'axe du pseudo-cylindre au centre du noyau cible, mesurée perpendiculaire à la direction incidente (Fig. VII.7).

On a :

- i)  $b_o = b$  pour  $b < R_c - R_p$ .
- ii) A la limite  $b + R_c + R_p$ , on a  $b_o \rightarrow R_c$ .

Nous avons supposé une dépendance linéaire de  $b_o$  avec  $b$  entre les cas i) et ii) soit :

$$b_o = \frac{b}{2} + \frac{R_c - R_p}{2} \quad \text{pour} \quad R_c - R_p < b \leq R_c + R_p \quad (29a)$$

$$\text{et} \quad b_o = b \quad \text{pour} \quad b \leq R_c - R_p. \quad (29b)$$

Un calcul plus précis, faisant intervenir la forme particulière des zones de nucléons participants, a montré que les relations (29) sont une bonne approximation, exacte à mieux que 10 %. Une comparaison entre le calcul exact (courbe en trait plein) et les formules approchées (29) (courbe en trait pointillé) est montrée sur la figure VII.6 dans le cas de la voie  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$ .

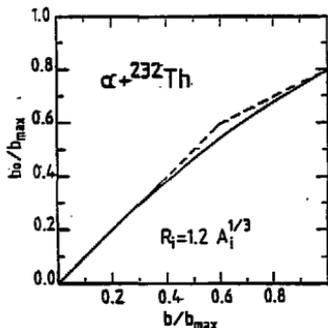


Fig. VII.6 : Evolution en fonction du paramètre d'impact  $b$ , du centre de gravité de la zone chaude pour la voie d'entrée  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$ . La courbe en pointillé correspond à la formule approchée (29), celle en trait plein à un calcul plus exact. Les quantités sont présentées en unités réduites.

Nous allons maintenant chercher à estimer les distances  $d$  et  $r$  intervenant dans l'expression (23) de la fonction  $G_{\text{abs}}$ .

- i) Détermination de la distance  $d = MA$  du point d'émission  $M$  du nucléon à la surface du noyau cible (Fig. VII.7)

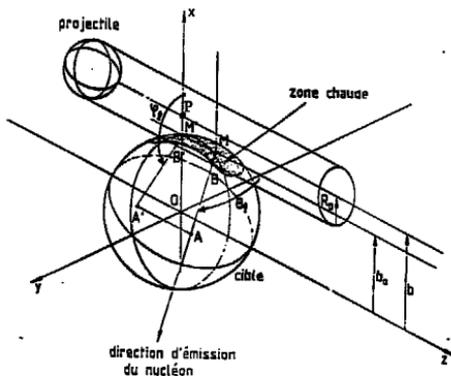


Fig. VII.7

Ce problème consiste à déterminer le point  $A$  commun à la droite orientée définie par la direction d'émission et à la sphère centrée en  $O$ , origine du repère d'axes choisi. L'équation de la sphère est :

$$x^2 + y^2 + z^2 - R_c^2 = 0 \quad (30)$$

Celle de la droite, paramétrisée par la distance  $t$  mesurée le long de celle-ci,

s'écrit :

$$\begin{aligned} x &= x_0 + x_1 t \\ y &= y_0 + y_1 t \\ z &= z_0 + z_1 t \end{aligned} \tag{31}$$

-  $x_1, y_1, z_1$  sont les cosinus directeurs de la droite. Ils s'expriment en fonction des angles  $\theta_\ell$  et  $\phi_\ell$  :

$$\begin{aligned} x_1 &= \sin \theta_\ell \cos \phi_\ell \\ y_1 &= \sin \theta_\ell \sin \phi_\ell \\ z_1 &= \cos \theta_\ell \end{aligned} \tag{32}$$

-  $x_0, y_0, z_0$  sont les coordonnées du point d'émission M. Dans le repère choisi, on a :

$$\begin{aligned} x_0 &= b_0 : \text{donné par les formules (29)} \\ y_0 &= 0 \\ z_0 &= z : \text{variable d'intégration intervenant dans l'équation (28).} \end{aligned}$$

En remplaçant dans (30), x, y et z par leur valeur donnée par (31) on obtient le polynôme en t :

$$A t^2 + 2 B t + C = 0 \tag{34}$$

avec

$$\begin{aligned} A &= x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 = 1 \text{ (somme des carrés des} \\ &\text{cosinus directeurs)} \\ B &= x_0 x_1 + y_0 y_1 + z_0 z_1 \\ C &= x_0^2 + y_0^2 + z_0^2 - R_c^2 . \end{aligned}$$

Suivant la valeur du discriminant  $\delta = B^2 - AC$  du polynôme (34) on aura :

$\delta < 0$  : la droite ne coupe pas la sphère.

$\delta = 0$  : la droite est tangente à la sphère.

$\delta > 0$  : la droite coupe la sphère en deux points.

Le point d'émission M étant intérieur à la sphère, on aura toujours  $\delta > 0$ . La distance  $d = MA$  cherchée est la racine positive de l'équation (34).

ii) Détermination de la distance  $r = MB$  du point d'émission M à la surface de la zone chaude (fig. VII.7)

La zone chaude est le volume de recouvrement d'un cylindre de rayon  $R_p$  et d'une sphère de rayon  $R_c$ . L'axe du cylindre est parallèle à la direction incidente Oz.

Pour déterminer la distance  $r$  parcourue par le nucléon émis dans la zone chaude on utilise l'artifice suivant : le volume de la zone chaude est étendu à l'ensemble du cylindre de rayon  $R_p$ . On détermine alors la distance  $r'$  du point d'émission

sion M à la surface du cylindre. La distance r cherchée sera :

$$r = \inf(r', d) \quad (35)$$

d : distance du point M à la surface de la sphère de rayon  $R_c$  (cf § précédent).

On a (Fig. VII.7)

$$r' = \frac{r_o}{\sin \theta_L} \quad (36)$$

où  $r_o$  est la longueur de la projection de MB sur le plan transverse xOy.  $r_o = M'B'$ . Le problème se réduit alors à déterminer le point B' commun au cercle de rayon  $R_p$  centré en P et à la droite orientée définie par l'angle  $\phi_L$ .

L'équation du cercle est

$$(x-b)^2 + y^2 - R_p^2 = 0 \quad (37)$$

en remarquant que OP = b.

Celle de la droite, vu le système particulier d'axes choisi, s'écrit :

$$\begin{aligned} x &= b_o + t \cos \phi_L \\ y &= t \sin \phi_L \end{aligned} \quad (38)$$

avec  $b_o = OM'$  donné par (29)

Soit l'équation en t à résoudre :

$$t^2 + 2(b_o - b) \cos \phi_L t + (b_o - b)^2 - R_p^2 = 0. \quad (39)$$

La distance  $r_o$  recherchée est la racine positive de ce polynôme :

$$r_o = (b - b_o) \cos \phi_L + [R_p^2 - (b - b_o)^2 (\cos^2 \phi_L - 1)]^{1/2}. \quad (40)$$

### iii) Calcul du libre parcours moyen $\lambda$ dans la matière nucléaire froide

Deux expressions différentes du libre parcours moyen ont été utilisées dans ce modèle d'absorption :

- l'une basée sur la section efficace de diffusion nucléon-nucléon libre,
- l'autre déterminée à partir de la partie imaginaire du potentiel optique de diffusion nucléon-noyau.

a) Le libre parcours moyen  $\lambda$  peut être exprimé à partir de la section efficace totale de réaction nucléon-nucléon libre  $\sigma_{NN}$ .

En effet :

$$\lambda = (\rho \bar{\sigma})^{-1} \quad (41)$$

$\rho$  est la densité nucléaire moyenne de la matière

$\bar{\sigma}$  est la section efficace totale de diffusion nucléon-nucléon tenant compte du

principe d'exclusion de Pauli. On a (BM 69b)

$$\bar{\sigma} = \sigma_{NN} \left[ 1 - \frac{7}{5} \frac{\epsilon_F}{\epsilon} + \frac{2}{5} \frac{\epsilon_F}{\epsilon} \left( 2 - \frac{\epsilon}{\epsilon_F} \right)^{5/2} \right] \text{ pour } \epsilon_F \leq \epsilon \leq 2\epsilon_F \quad (42)$$

$$\bar{\sigma} = \sigma_{NN} \left[ 1 - \frac{7}{5} \frac{\epsilon_F}{\epsilon} \right] \text{ pour } \epsilon > 2\epsilon_F$$

$\epsilon$  : énergie cinétique du nucléon dans la matière nucléaire

$\epsilon_F$  : énergie de Fermi.

Les formules (42) sont obtenues en supposant une section efficace  $\sigma_{NN}$  indépendante de l'énergie et de l'angle de diffusion (CL 55).

Le libre parcours moyen  $\lambda$  calculé avec les formules (41) et (42) est reporté sur la figure VII.9 en fonction de l'énergie  $\epsilon$  (trait plein). Pour ces calculs nous avons utilisé les valeurs

$$\rho = 0.17 \text{ fm}^{-3} \quad \sigma_{NN} = 34 \text{ mb} \quad \epsilon_F = 37 \text{ MeV.}$$

b) Une autre manière de déduire le libre parcours moyen est de considérer la partie imaginaire du potentiel optique rendant compte de la diffusion nucléon-noyau.

La figure VII.8 montre l'évolution en fonction de l'énergie incidente des parties réelle et imaginaire d'un potentiel optique reproduisant de nombreuses données expérimentales. Elle est extraite de la référence (BM 69c). Les courbes ont été reproduites avec la paramétrisation suivante des potentiels :

$$V(\epsilon) = 71.0 - 0.46 \epsilon + 0.0008 \epsilon^2 \quad (43)$$

$$W(\epsilon) = 3.0 + 0.07 (\epsilon - V(\epsilon))$$

où

$\epsilon = \epsilon_{\infty} + V(\epsilon)$  énergie cinétique dans la matière nucléaire

$\epsilon_{\infty}$  : énergie incidente du nucléon libre.

Le libre parcours moyen de collision est alors donné par (BM 69d) :

$$\lambda = \frac{h v}{2W(\epsilon)} \quad (44)$$

$v$  : vitesse du nucléon dans la matière nucléaire.

Il faut remarquer que, dans l'expression de  $\lambda$ , seule la partie imaginaire de volume doit intervenir ; la partie de surface correspond au gradient de la densité nucléaire (effet de réflexion et de réfraction du nucléon incident).

Une importante contribution à l'absorption provient d'une partie imaginaire de surface pour la diffusion nucléon-noyau (BE 69). Or le potentiel optique para-

métrisé par (43) n'utilise qu'une partie imaginaire de volume. Le libre parcours moyen  $\lambda$  obtenu avec la formule (44) correspond à un libre parcours moyen effectif tenant compte aussi du gradient de densité de la surface des noyaux.

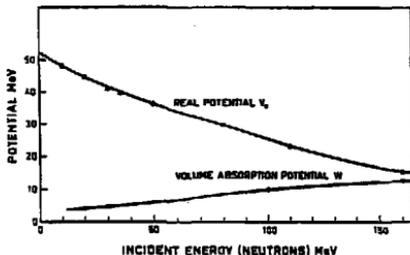


Fig. VII.8 : Dépendance en fonction de l'énergie incidente des parties réelle et imaginaire du potentiel optique de diffusion neutron-noyau. La partie imaginaire ne comporte qu'un terme de volume. Figure extraite de la référence (SM 69c).

La courbe en pointillés de la figure VII.9 montre la dépendance de  $\lambda$ , obtenu à l'aide de la formule (44), en fonction de l'énergie cinétique  $\epsilon$  du nucléon dans le noyau.

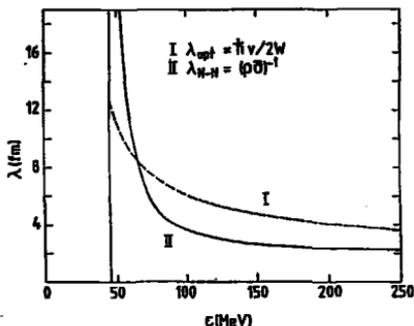


Fig. VII.9 : Libre parcours moyen  $\lambda$  d'un nucléon dans un gaz de Fermi en fonction de l'énergie cinétique  $\epsilon$ . La courbe en trait plein est calculée à partir de la section efficace nucléon-nucléon libre, en introduisant un effet de blocage dû au principe de Pauli. Celle en trait pointillé est obtenue à partir de la partie imaginaire du potentiel optique de diffusion nucléon-noyau (voir fig. VII.8).

La dépendance de  $\lambda$  avec l'énergie du nucléon est qualitativement la même pour les deux calculs envisagés. A haute énergie, la valeur absolue est toutefois assez différente dans les deux cas. Mais les calculs effectués n'ont pas montré de différences importantes dans les résultats obtenus. L'énergie d'excitation et l'impulsion parallèle transférés en moyen au noyau de recul sont les mêmes à 10 Z près. Ceci s'explique par la grande dimension du noyau cible par rapport au libre parcours moyen à haute énergie, domaine qui contribue le plus aux plus grands transferts.

Les résultats présentés dans le cinquième paragraphe de ce chapitre sont tous obtenus avec le libre parcours moyen déduit de la partie imaginaire du potentiel optique de diffusion nucléon-noyau.

#### 4. La désexcitation du noyau résiduel

##### 4.1. Les idées physiques

Le noyau résiduel formé est supposé entièrement thermalisé. Il se désexcite en évaporant des particules et gammas et/ou en fissionnant. Son évolution est décrite par la théorie statistique de Hauser-Feshbach.

Les résultats expérimentaux que l'on désire analyser correspondent à la détection de fragments de fission (cf les 5 premiers chapitres de ce mémoire). La masse totale des deux résidus détectés peut être estimée comprise entre 70 et 200 u.m.a environ, vu les importants pouvoirs d'ionisation mesurés (cf fig. II.4). Ces pouvoirs d'ionisation sont aussi importants que pour les fragments issus de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  (fragments de masse voisine de 109 et 141 en moyenne). Les fragments détectés se sont entièrement désexcités. L'énergie d'excitation totale de leur noyau père sera largement inférieure à 8 MeV/u, énergie correspondant sensiblement à l'énergie totale de liaison du noyau résiduel.

L'énergie d'excitation maximale par nucléon du noyau de recul, pour la voie de désexcitation par fission, se situe plutôt vers 3-4 MeV/u, compte tenu d'une masse totale détectée de  $\sim 100$  u.m.a., et d'une masse initiale de  $\sim 200$  u.m.a.

La détection de deux fragments de fission imposerait une limite supérieure à l'énergie d'excitation totale du noyau résiduel. L'idée d'une limite en énergie d'excitation nous a été suggérée par Schaeffer (SC 82) pour comprendre la décroissance des taux de transfert d'impulsion aux plus grandes énergies incidentes (voir chapitre V.3.4 et figure V.11). Nous pensons que cette limitation est reliée à la sélection particulière de la désexcitation par fission du noyau résiduel produit dans ces expériences.

L'énergie d'excitation maximale admissible par nucléon sera traitée comme le seul paramètre libre du modèle d'absorption. Cette limitation aura deux effets :

- i) réduction de la section efficace de fission surtout pour les petits paramètres d'impact ;
- ii) réduction de l'énergie d'excitation moyenne du noyau résiduel pour la voie de fission. L'impulsion parallèle moyenne transférée sera réduite dans le même rapport.

#### 4.2. Les formules

Le nombre de nucléons du noyau résiduel est pris égal au nombre de nucléons spectateurs  $n_B$  de la cible, augmenté du nombre moyen  $n$  de nucléons absorbés, pour un paramètre d'impact  $b$  donné (formule (21)).

L'énergie d'excitation totale maximale  $E_M^W$  est alors :

$$E_M^W = \epsilon_M^W (n_B + n) \quad (45)$$

$\epsilon_M^W$  : paramètre libre du modèle correspondant à l'énergie d'excitation maximale par nucléon d'un noyau se désexcitant par fission.

La distribution en énergie d'excitation apportée par un nucléon absorbé est supposée exponentielle :

$$F(\epsilon^W) = \frac{1}{\epsilon_0} \exp\left(-\frac{\epsilon^W}{\epsilon_0}\right) \quad (46)$$

$\epsilon_0$  : énergie d'excitation moyenne apportée par un nucléon absorbé :

$$\epsilon_0 = \left[ \frac{C}{4\pi} \int p^2 dp F(p,T) \int d\Omega \epsilon_f \overline{G_{abs}} \right] / A \quad (47)$$

où  $C$ , constante de normalisation, est donnée par la formule (13),  $\overline{G_{abs}}$  par (22) et  $A$ , atténuation moyenne, par (21b).

Cette forme de la distribution  $F(\epsilon^W)$  est utilisée par Campi et Hufner (CA 81). Elle provient des formes des distributions angulaires élastiques de collision nucléon-nucléon à haute énergie (AB 78).  $F(\epsilon^W)$  est voisine de la distribution en énergie cinétique d'un nucléon suivant la statistique de Maxwell-Boltzmann.

Pour  $n$  nucléons absorbés à un paramètre d'impact  $b$  donné, la distribution d'énergie résultante est obtenue en convoluant  $n$  fois la distribution  $F(\epsilon^W)$ . On a (CA 81) :

$$F_n(\epsilon^W) = \frac{1}{(n-1)!} \frac{\epsilon^{Wn-1}}{\epsilon_0^n} \exp\left(-\frac{\epsilon^W}{\epsilon_0}\right) \quad (48)$$

$n$  : nombre de nucléons absorbés en moyenne, arrondi à l'entier le plus voisin. Pour les collisions les plus rasantes,  $n$  est petit (0 ou 1), dû au faible recouvrement des matières nucléaires.

$F_n$  est une distribution de Poisson, normalisée à l'unité. Lorsque  $n$  est assez grand ( $n \gtrsim 10$ ),  $F_n(\epsilon^W)$  est proche d'une gaussienne centrée à l'énergie  $n\epsilon_0$  et de variance  $\sigma^2 = n\epsilon_0$ .

Le pourcentage de section efficace contribuant à la fission, pour le para-

mètre d'impact  $b$ , est alors :

$$S(b) = \sigma_{FIB}(b) / \sigma(b) = \int_0^{E_M^*} F_n(\epsilon^*) d\epsilon^* \quad (49)$$

En posant  $x = \frac{\epsilon^*}{\epsilon_0}$  et  $X = E_M^* / \epsilon_0$ , on a (AB 65b) :

$$S(b) = 1 - e^{-X} \left[ \sum_{i=0}^{n-1} (X^i / i!) \right] \quad (50)$$

De plus, pour  $n=0$ , on a  $S=0$ . L'énergie d'excitation moyenne des événements conduisant à la fission sera alors :

$$\overline{E_F^*} = \frac{\epsilon_0}{S} \int_0^X x F_n(x) dx = \frac{n\epsilon_0}{S} \left[ 1 - e^{-X} \left( \sum_{i=0}^n (X^i / i!) \right) \right] \quad (51)$$

Pour le transfert moyen d'impulsion des événements de fission, on suppose une proportionnalité entre les taux de transfert d'énergie et d'impulsion parallèle :

$$\overline{P_{//F}} = \overline{P_{//}} \cdot \overline{E_F^*} / \overline{E^*} \quad (52)$$

$\overline{P_{//}}$  et  $\overline{E^*}$  sont l'impulsion et l'énergie transférée au noyau résiduel quelle que soit la voie de désexcitation,  $\overline{P_{//F}}$  et  $\overline{E_F^*}$  les valeurs pour la voie de fission.

Après avoir présenté les idées physiques et les formules qui sont à la base du modèle d'absorption, nous allons montrer quelques résultats obtenus pour les systèmes que nous avons étudiés ( $p, d, \alpha + {}^{232}\text{Th}$ ) ainsi que pour les systèmes  $\alpha + {}^{238}\text{U}$  et  ${}^{20}\text{Ne} + {}^{238}\text{U}$  pour lesquels des données expérimentales existent à plus de 100 MeV/u d'énergie incidente (ME 80).

### 5. Les résultats

Dans ce paragraphe, nous présentons quelques résultats des prédictions du modèle d'absorption.

Une première partie est consacrée à l'influence de diverses quantités sur le nombre moyen de nucléons absorbés par le noyau de recul :

- effet de la géométrie des zones chaude et froide
- effet de la température de la zone excitée.

La dépendance de l'énergie d'excitation du noyau résiduel avec le paramètre d'impact de la collision est ensuite comparée aux prédictions du modèle de cascade intra-nucléaire. Enfin, l'effet de la coupure en énergie d'excitation du noyau qui fissionne est étudiée :

- sur les sections efficaces de fission

- sur les impulsions parallèles transférées.

Dans une seconde partie, les sections efficaces de fission et les taux de transfert d'impulsion prédits par le modèle d'absorption sont comparés aux données expérimentales. Les améliorations à apporter au modèle sont discutées.

### 5.1. L'influence de la géométrie

La figure VII. représente la variation, en fonction du paramètre d'impact, du taux de nucléons directs émis au nombre total de nucléons de prééquilibre. Le nom de nucléon "direct" est donné aux nucléons émis dans le vide par la zone chaude, sans traversée de la matière nucléaire froide. Les nucléons de "prééquilibre" correspondent aux nucléons quittant le puits de potentiel du noyau cible.

Ce rapport de nombre de nucléons est associé aux angles solides sous-tendus par la surface de la zone chaude au contact direct avec le vide, moyennés le long de l'axe Oz du volume considéré. Plus précisément, ces angles solides sont pondérés par la distribution angulaire des nucléons, une légère anisotropie due à l'en-tînement de la zone chaude intervenant dans le calcul.

Les résultats sont présentés pour les voies d'entrée  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  et  ${}^{20}\text{Ne} + {}^{238}\text{U}$ . L'énergie incidente n'a pas été reportée sur la figure, les courbes étant pratiquement indépendantes de la vitesse du projectile pour  $E_1/A \gtrsim 100$  MeV/u. Elles ne dépendent que du rapport des rayons des deux noyaux et du paramètre d'impact.

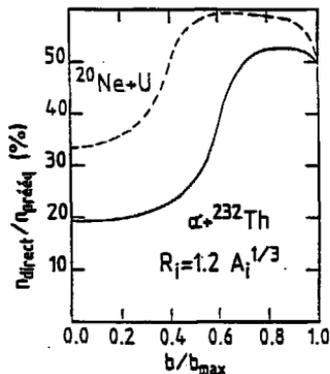


Fig. VII.10 : Variation avec le paramètre d'impact du pourcentage de nucléons directement émis dans le vide. Prédications du modèle d'absorption pour deux voies d'entrées :  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  et  ${}^{20}\text{Ne} + \text{U}$ .

Compte tenu du poids plus important des collisions périphériques, nous constatons qu'environ 50-55 % des nucléons de prééquilibre sont émis directement dans le vide.

Les spectres en énergie de ces nucléons sont identiques à ceux calculés avec le modèle de la boule de feu (GO 77).

Les autres nucléons de prééquilibre subissent une absorption dépendant de leur énergie cinétique. Compte tenu de la variation du libre parcours moyen avec l'énergie (fig. VII.9) la température apparente des spectres de ces nucléons sera plus faible que celle des nucléons directs. Vue la géométrie (fig. VII.7), les nucléons les plus fortement absorbés sont principalement émis vers 90°. Les modèles (AW 82) de source chaude en déplacement construits pour rendre compte des spectres et des distributions angulaires des particules légères émises sont inclus dans le modèle d'absorption. La dépendance en fonction de l'angle de détection de la température apparente du spectre sera légèrement modifiée par l'absorption dans la matière froide. Dans le cadre de ce travail, nous n'avons pas effectué de calculs plus quantitatifs des spectres et des distributions angulaires des nucléons émis. Nous nous sommes attachés aux prédictions associées au noyau de recul formé après la désexcitation de la zone chaude.

### 5.2 L'influence de la température

Sur la figure VII.11 nous avons reporté le taux de nucléons absorbés, calculé avec la formule (21b), en fonction du paramètre d'impact.

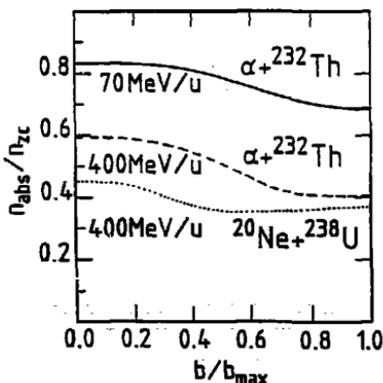


Fig. VII.11 : Taux moyen de nucléons absorbés prédit par le modèle d'absorption en fonction du paramètre d'impact. Les différentes courbes montrent l'évolution en fonction de l'énergie incidente et de la masse du projectile.

i) Pour un même système, donc une même géométrie, le taux d'absorption décroît lorsque l'énergie incidente augmente. Cet effet est lié à l'étalement de la distribution de Fermi pour des températures croissantes. Le pourcentage de nucléons ayant une énergie cinétique supérieure à l'énergie potentielle du noyau augmente. Les nucléons correspondants sont alors émis, en subissant éventuellement une absorption partielle.

ii) Pour une même énergie incidente par nucléon, le taux d'absorption décroît quand la masse du projectile augmente. Deux effets interviennent ici :

- L'augmentation de la taille du projectile favorise l'émission de nucléons directs (fig. VII.10) ;

- la température atteinte dans la zone chaude augmente avec la masse du projectile (le rapport-nucléons participants du projectile/nucléons dans la zone chaude plus grand).

Ces deux effets agissent dans le même sens pour réduire le taux d'absorption par la matière nucléaire froide.

Dans le cadre de ce modèle d'absorption, nous pouvons conclure que :

- i) un projectile lourd est, proportionnellement à sa masse, moins efficace pour transférer de l'énergie et de l'impulsion au noyau cible.
- ii) Pour une voie d'entrée donnée, une augmentation de l'énergie incidente défavorise l'absorption des nucléons par la matière froide, donc le taux de transfert d'impulsion.

La dépendance de l'énergie d'excitation moyenne du noyau de recul avec le paramètre d'impact est montrée sur la figure VII.12 pour le système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à 250 MeV/u.

Nous avons aussi reporté l'énergie d'excitation totale disponible dans la zone chaude. Environ la moitié de cette énergie est transférée aux nucléons spectateurs de la cible.

L'énergie d'excitation du noyau de recul est largement supérieure à la différence d'énergie de surface calculée dans le modèle de la boule de feu.

Sur la figure VII.12, la prédiction du modèle d'absorption est comparée aux résultats donnés par le modèle de cascade intra-nucléaire (INC). Les énergies d'excitation transférées au noyau de recul prédites par les deux modèles sont en remarquable accord.

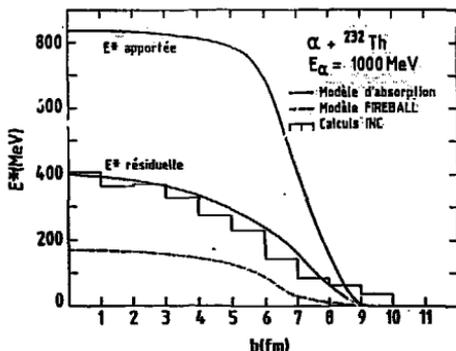


Fig. VII.12 : Variation de l'énergie d'excitation moyenne du noyau de recul en fonction du paramètre d'impact, pour le système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à 1000 MeV. Trois prédictions sont comparées :

- modèle de la boule de feu (Fireball) (trait pointillé)
- modèle de cascade intra-nucléaire (INC) (histogramme)
- modèle d'absorption (trait continu).

L'énergie apportée dans la zone chaude (modèles d'absorption et de la boule de feu) est aussi reportée.

. La dépendance de l'énergie d'excitation avec le paramètre d'impact de la collision est la même pour les deux modèles.

. Les valeurs absolues prédites sont égales à mieux que 10 %.

Pour d'autres énergies incidentes, une même dépendance de l'énergie d'excitation avec le paramètre d'impact est prédite par les deux modèles. La valeur absolue calculée avec le modèle d'absorption, qui dépend d'un paramètre ajustable, peut ne pas être égale à celle donnée par le modèle INC.

Ces résultats sont remarquables. En effet, le traitement de la collision est totalement opposé.

- Dans le modèle INC, l'interaction est essentiellement hors d'équilibre, la majorité des cascades ne comportant qu'une seule collision nucléon-nucléon (Fig. VI.5).
- Dans le modèle d'absorption, on suppose la formation locale d'une zone chaude en équilibre thermique dans laquelle la notion de température a un sens.

Il semble que l'on soit en présence de résultats dépendant uniquement de la géométrie de la voie d'entrée, la dynamique de la collision ne jouant pas un rôle très important.

Sur la figure VII.13 nous avons reporté le taux moyen de transfert d'impul-

sion en fonction du taux moyen d'énergie transférée prédit par le modèle d'absorption. Les résultats ont été séparés en deux groupes, en fonction de l'énergie incidente du projectile. Cette figure permet de montrer qu'il existe une relation entre les taux moyen de transfert :

$$\langle E^* \rangle / E_i = C \langle P_{//} \rangle / E_i.$$

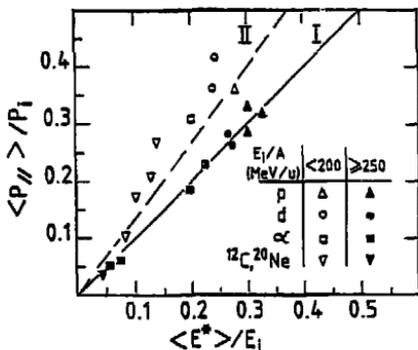


Fig. VII.13 : Pourcentage d'impulsion parallèle transférée en fonction de l'énergie d'excitation du noyau de recul. Prédiction du modèle d'absorption pour divers systèmes. Les symboles ouverts correspondent à une énergie incidente inférieure à 200 MeV/u ; Les symboles pleins à une énergie supérieure à 250 MeV/u. Les courbes I et II sont associées aux valeurs 1.0 et 0.75 de la constante de proportionnalité C (voir le texte).

La constante de proportionnalité varie de 0,6 à basse énergie incidente à 1,0 au-dessus de 250 MeV/u. Une étude des impulsions transférées dans le cadre du modèle d'absorption, peut donc être reliée à une étude des énergies d'excitation atteintes par les noyaux de recul. Ce résultat n'était pas immédiat. Les taux de transfert d'impulsion parallèle et d'énergie d'excitation dépendent tous deux de la proportion de nucléons absorbés. Mais l'impulsion parallèle moyenne ne provient que de l'entraînement de la zone chaude ( $\langle P_{//} \rangle = 0$  si la vitesse d'entraînement est nulle) alors que l'énergie d'excitation ne dépend que de la température à l'intérieure de la zone. Rappelons qu'une valeur  $C = 0,75$  a été trouvée avec les prédictions de modèle INC pour l'interaction p-noyau (PO 60).

### 5.3. L'influence de la coupure en énergie d'excitation

#### a) Sur les sections efficaces de fission

La limite d'ébullition de la matière nucléaire correspond à une énergie d'excitation de 8 MeV par nucléon du noyau considéré. Nous pensons qu'une limite plus petite (3 à 4 MeV/u) doit être utilisée lorsque l'on s'intéresse à la désexcitation par fission ; en effet, expérimentalement, deux noyaux lourds ( $A_1 + A_2 \geq 120$  u.m.a) et froids sont détectés. La voie de fission serait alors associée à des énergies d'excitation plus faibles que pour la désexcitation par évaporation de particules.

La figure VII.14 montre la variation de la probabilité de fission prédite par le modèle d'absorption avec le paramètre d'impact.

- lorsqu'une limite de 4 et 3 MeV/u est introduite.

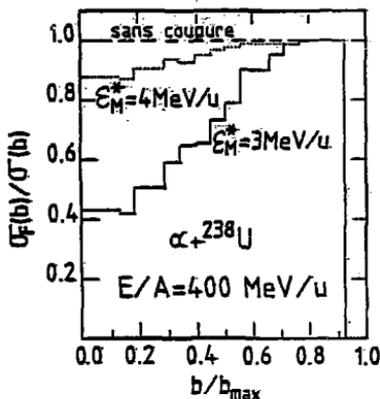


Fig. VII.14 : Variation de la section efficace partielle de fission avec le paramètre d'impact pour diverses valeurs du paramètre de coupure  $E_M^*$ . Les sections efficaces sont normalisées aux sections efficaces géométriques.

Afin de tester l'influence de la coupure en énergie d'excitation du noyau qui fissionne, trois cas sont considérés :

- lorsqu'il n'y a pas de limite supérieure à l'énergie d'excitation que peut accepter un noyau qui fissionne ;

La limite en énergie d'excitation totale, dans le modèle, dépend très lentement du paramètre d'impact, le nombre de nucléons spectateurs de la cible augmentant avec  $b$ . Pour une limite supérieure de 4 MeV/u (respectivement 3 MeV/u), l'énergie d'excitation totale maximale du noyau fissionnant est environ 900 MeV (respectivement 675 MeV) dans le cas du système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$ .

### Discussion

i) L'introduction d'une valeur maximale de l'énergie d'excitation du noyau qui fissionne a pour effet de sélectionner principalement les collisions les plus périphériques. Cette sélection est très douce en fonction du paramètre d'impact (fig. VII.14). Dans ce modèle d'absorption, les collisions les plus centrales, les plus violentes, ne se dés excitent pas par fission. Ceci est en accord avec les commentaires des résultats expérimentaux faits au chapitre V.

ii) La dépendance de la section efficace de fission avec le paramètre de coupure  $E_M^*$  est très rapide lorsque l'énergie dissipée est du même ordre de grandeur que l'énergie d'excitation totale maximale. Dans le cas particulier du système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$  à  $E_i/A = 400$  MeV/u (fig. VII.14), l'énergie dissipée pour les collisions

Les plus centrales est d'environ 650 MeV, d'où la rapide dépendance de  $\sigma_F(b)$  pour  $\epsilon_M^* = 3$  à 4 MeV/u.

iii) La brusque annulation de la section efficace partielle de fission pour les collisions les plus rasantes (pour  $b/b_{\max} = 0,92$  dans le cas de la figure VII.14) provient de deux effets :

- le nombre moyen de nucléons absorbés est inférieur à 0,5. Dans ce cas, il est supposé dans le modèle que l'énergie d'excitation du noyau de recul est nulle ;
- le temps de contact entre la zone chaude et la matière nucléaire froide devient inférieur au temps caractéristique d'émission d'un nucléon par la zone excitée. Les nucléons sont émis après la séparation des deux zones.

Ces deux effets interviennent simultanément pour un paramètre d'impact réduit d'environ 0,9. La section efficace totale de fission est donc toujours inférieure à la section efficace géométrique, considérée dans le modèle comme étant la section efficace totale de réaction. Cette limitation supplémentaire intervient même lorsque l'effet du paramètre  $\epsilon_M^*$  n'est pas sensible (cas des petites énergies incidentes).

b) Sur les impulsions moyennes transférées

La figure VII.15 représente le pourcentage moyen d'impulsion transférée en fonction de l'énergie totale incidente, dans le cas particulier d'un projectile alpha. Les prédictions du modèle d'absorption (courbes sont comparées aux données expérimentales (points). Trois résultats de calcul sont considérés, suivant la valeur du paramètre de coupure  $\epsilon_M^*$ .

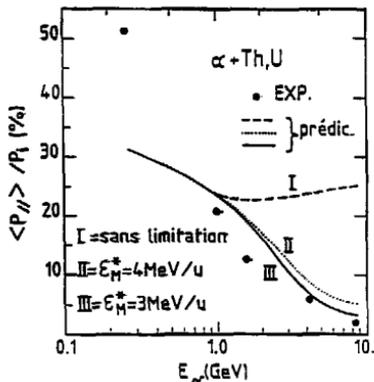


Fig. VII.15 : Dépendance avec l'énergie incidente de l'impulsion parallèle communiquée au noyau de recul par un alpha. Les prédictions du modèle d'absorption pour diverses valeurs du paramètre de coupure  $\epsilon_M^*$  (courbes I, II, III) sont comparées aux données expérimentales (points noirs).

Sur cette figure on remarque que :

i) La limitation en énergie d'excitation n'intervient sur les taux de transfert qu'au-dessus de 1000 MeV d'énergie incidente. Cette énergie correspond sensiblement à une énergie dissipée dans le noyau de recul de 500 MeV, du même ordre de grandeur que l'énergie d'excitation totale de coupure.

ii) Sans coupure (courbe I), au-dessus de 1500 MeV, la diminution du nombre moyen de nucléons absorbés (fig. VII.11) ne contrebalance plus l'augmentation d'impulsion apportée par chaque nucléon absorbé (qui dépend de la température). Le taux de transfert croît alors avec l'énergie. L'intervention de la limitation en énergie d'excitation réduit fortement ce taux (courbes II et III).

iii) La valeur de cette limitation (3 ou 4 MeV/u sur la figure) influence relativement peu les taux de transfert calculés (courbes II et III). Nous avons vu au paragraphe précédent que cette limitation modifiait beaucoup la probabilité de fission de chaque paramètre d'impact. La petite dépendance du taux de transfert d'impulsion montre l'importance très grande des collisions périphériques non affectées par la valeur du paramètre de coupure  $\epsilon_M^*$  (fig. VII.14).

iv) A 280 MeV d'énergie incidente, le modèle d'absorption sous estime largement le transfert d'impulsion par rapport à l'expérience. Au-dessus de 1000 MeV, les données sont raisonnablement bien reproduites par le modèle. On retrouve ici les mêmes problèmes qu'avec le modèle de cascade intra-nucléaire (cf Chapitre VI) pour rendre compte des importants taux de transfert à basse énergie incidente. Ce point sera discuté plus en détail après la présentation complète des taux de transfert d'impulsion et des sections efficaces de fission prédits par le modèle d'impulsion.

#### 5.4. Comparaison avec les données expérimentales

##### a) Les sections efficaces totales de fission

Nous avons reporté dans le tableau VII.1 la section efficace de fission prédite par le modèle d'absorption pour différents systèmes. La valeur est normalisée à la section efficace géométrique  $\sigma_G$  calculée avec des noyaux à bords francs et un rayon réduit de 1,2 fm. En effet, nous n'avons pas introduit dans le modèle le calcul de la section efficace de réaction tenant compte de la transparence des noyaux : (calculs de la référence DE 80b par exemple) et de l'effet du champ coulombien de la voie d'entrée. Ces effets devraient aussi intervenir dans le calcul de la section efficace de fission. Par contre, le rapport  $\sigma_F/\sigma_G$  doit être relativement indépendant de ces diverses distorsions.

Les sections efficaces totales de fission expérimentales sont normalisées à la section efficace de réaction  $\sigma_R$ . Cette dernière provient :

- soit de mesures expérimentales dans le cas des protons (RE 72),
- soit des prédictions du modèle de DeVries ; cas des deutons et alphas (DE 80b),
- soit d'un modèle décrivant les noyaux au moyen de sphères à bords diffus (KA 75), dans le cas des données de la référence (ME 80).

Tableau VII.1

Comparaison des sections efficaces de fission prédites par le modèle d'absorption avec les données expérimentales.

Système	E/A (MeV/u)	E <sub>1</sub> (MeV)	$\sigma_{f,1}^{\text{exp}}$ (mb)	$\sigma_f$ (mb)	$\sigma_f/\sigma_R$ exp	$\sigma_f/\sigma$ calc. (b)	
p + <sup>232</sup> Th	140	140	1210	1900 <sup>a</sup>	0.64	0.85	
	250	250	1130	1660 <sup>a</sup>	0.61	0.85	
	500	500	1210	1910 <sup>a</sup>	0.63	0.85	
	1000	1000	1200	2000 <sup>a</sup>	0.60	0.76	
d + <sup>232</sup> Th	35	70	1640	2730 <sup>a</sup>	0.60	0.85	
	70	140	1600	2600 <sup>a</sup>	0.62	0.85	
	250	500	1320	2330 <sup>a</sup>	0.57	0.85	
	500	1000	1350	2430 <sup>a</sup>	0.56	0.82	
$\alpha$ + <sup>232</sup> Th	70	280	1960	2780 <sup>a</sup>	0.71	0.85	
	250	1000	1520	2400 <sup>a</sup>	0.58	0.85	
	$\alpha + U$	400	1600	1460 <sup>c</sup>	2330 <sup>c</sup>	0.63	0.72
	"	1050	4200	1050 <sup>c</sup>	2500 <sup>c</sup>	0.42	0.27
	"	2100	8400	920 <sup>c</sup>	2500 <sup>c</sup>	0.37	0.19
<sup>20</sup> Ne + U	400	8000	1620 <sup>c</sup>	4100 <sup>c</sup>	0.40	0.42	

- (a) Données expérimentales de la référence RE 72 et calculs de la référence DE 80b. Voir paragraphe III.2 de ce mémoire.  
 (b) Prédiction du modèle d'absorption avec  $\varepsilon^* = 3$  MeV/u.  $\sigma_G$  et la section efficace géométrique.  
 (c) Référence (ME 80).

### Discussion

i) La section efficace de fission prédite ne représente au maximum que 85 % de la section efficace de réaction. Cette valeur est obtenue à basse énergie incidente, lorsque la limitation en énergie d'excitation n'intervient pas. Elle est due à la non contribution des ondes partielles les plus rasantes (voir § VII.5.3a). A ces énergies ( $E_1 < 1000$  MeV) le modèle d'absorption surestime systématiquement la voie de désexcitation par fission. Rappelons que l'on suppose dans le modèle que tous les noyaux de recul subissent une fission le long de leur chaîne de désexcitation.

ii) A partir de 1000 MeV, le rapport  $\sigma_F/\sigma_G$  décroît. Les résultats expérimentaux suivent la même tendance.

L'effet de la limitation en énergie d'excitation intervient, mais de manière trop importante.

Avec ce modèle de coupure franche de l'énergie d'excitation des noyaux qui fissionnent, nous reproduisons de manière qualitative les données expérimentales. Toutefois, ce modèle est trop brutal dans ses estimations. Il serait à améliorer sous deux aspects :

\* En introduisant une coupure plus douce avec l'énergie d'excitation. Par exemple, sous la forme d'un Wood-Saxon :

$$P_F(E^W) = \left[ 1 + \exp \left( \frac{E^W - E_M^W}{\Delta E} \right) \right]^{-1}$$

$P_F(E^W)$  : probabilité de fission pour une énergie d'excitation  $E^W$ .  
 $E_M^W$  et  $\Delta E$  seraient traités comme des paramètres ajustables.

\* En prenant en compte l'effet du moment angulaire apporté par le projectile. Le spin favorise la fission. Il aura tendance à limiter l'effet de la coupure en énergie d'excitation lorsque l'énergie incidente augmente.

Ces améliorations du modèle tendraient à rapprocher la description de la troisième étape d'un modèle plus complexe de désexcitation statistique. Une compétition entre voies de désexcitation par fission et par émission de particules et gammas serait alors prise en compte. Elle dépendrait du moment angulaire et de l'énergie d'excitation du noyau considéré.

En fait, dans le modèle d'absorption, l'introduction d'une coupure en énergie d'excitation a été faite pour rendre compte le plus simplement possible de la sélection de la fission. Ce traitement repose sur une constatation expérimentale - détection de deux noyaux lourds et froids - et sur la valeur moyenne de l'énergie de liaison des noyaux - 8 MeV par nucléon. Le modèle d'absorption, avec ces considérations très simples, reproduit de manière relativement correcte les sections efficaces de fission expérimentales, pour des noyaux aisément fissionables.

#### b) Les transferts d'impulsion

Le tableau VII.2 rassemble les valeurs des transferts moyens d'impulsion prédites par le modèle d'absorption, pour une valeur de 3 MeV/u du paramètre de coupure  $E_M^W$ .

Tableau VII.2

Taux de transfert d'impulsion. Comparaison des prédictions et des données expérimentales

Système	$E/A$ (MeV/u)	$E_i$ (MeV)	$\langle P_{  } \rangle / P_i$ exp (X)	$\langle P_{  } \rangle / P_i$ calc. (X) absorb (c)	$\langle P_{  } \rangle / P_i$ INC (X) (d)
$p + {}^{232}\text{Th}$	140	140	49.6	36.	-
"	250	250	38.7	33.	-
"	500	500	28.3	32.	-
"	1000	1000	23.8	28.	-
$d + {}^{232}\text{Th}$	35	70	72.8	42.	-
"	70	140	56.7	36.	-
"	250	500	30.1	29.	-
"	500	1000	19.8	26.	-
$\alpha + {}^{232}\text{Th}$	70	280	51.5	31.	21.
"	250	1000	21.0	24.	15.
$\alpha + U$	400	1600	12.6 <sup>a</sup>	19.	
"	1050	4200	6.1 <sup>a</sup>	6.7	
"	2100	8400	1.9 <sup>a</sup>	4.1	
${}^{12}\text{C} + U$	30	360	62.9 <sup>b</sup>	27.	
"	60	720	35.3 <sup>b</sup>	22.	
${}^{20}\text{Ne} + U$	400	9000	2.6 <sup>a</sup>	3.8	6.4

(a) Référence ME 80

(b) Extrait des données de la référence GA 82

(c) Prédiction du modèle d'absorption avec  $e_M = 3 \text{ MeV/u}$

(d) Prédiction du modèle INC (Isabel).

En comparant ces prédictions aux données expérimentales, on remarque que les tendances exposées au § VII.5.3b dans le cas particulier du projectile alpha sont générales.

i) Le modèle d'absorption rend compte raisonnablement des données expérimentales au-dessus de 1000 MeV d'énergie totale incidente, compte tenu de sa très grande simplicité. Il semble toutefois que, comme le modèle INC, il surestime les taux de transferts au-dessus de 400 MeV/u. L'introduction d'une limitation de l'énergie d'excitation des noyaux qui fissionnent est ici indispensable pour reproduire les données. Cette description, quoiqu'étant certainement une manière très schématique de représenter le processus complexe de la désexcitation statistique, semble

être correcte pour traiter les quantités physiques que l'on s'est proposé d'étudier (section efficace de fission et transfert d'impulsion parallèle au noyau de recul).

ii) Il ne peut rendre compte des taux de transfert d'impulsion supérieurs à 50 % mesurés à basse énergie. Dans le cadre de ce modèle, au maximum 40 % de l'impulsion incidente est transférée au noyau de recul. Ceci provient essentiellement de la géométrie utilisée pour la formation de la zone chaude. Elle est directement issue du modèle de la boule de feu construit pour rendre compte des collisions entre ions lourds à des énergies incidentes supérieures à 200 MeV/u. Elle suppose une coupure franche entre les nucléons participants et spectateurs du projectile. Ainsi, le nombre effectif  $n_{\text{eff}}$  de nucléons participants du projectile, moyenné sur tous les paramètres d'impact, est de 2,5 pour le système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$ . Si tous les nucléons émis sont absorbés, 60 % de l'impulsion est transférée au noyau de recul. Cette valeur est la limite maximale de transfert d'impulsion, dans le cadre du modèle d'absorption, pour la voie  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$ . Or, à basse énergie, le transfert d'impulsion est pratiquement total.

*Pour les collisions périphériques, il manque dans le modèle une prescription pour définir le nombre de nucléons participants du projectile. Celle-ci doit accepter deux limites :*

i) Aux hautes énergies incidentes, elle doit redonner la géométrie de coupure franche du modèle de la boule de feu.

ii) Aux très petites énergies ( $E_{\text{c}}/A \leq 6$  MeV/u), l'ensemble des nucléons incidents doivent participer à la réaction. Il n'y a pas de cassure du projectile, mais fission complète.

Une tentative a été menée récemment (SI 79) pour expliquer la fusion incomplète de projectiles plus lourds que l'alpha, entre 7 et 17 MeV/u d'énergie incidente. Pour ces auteurs, le nombre de nucléons participants est déterminé par le moment angulaire critique de la voie d'entrée associée à la fusion. Pour des projectiles plus légers, nous avons vu au Chapitre VI qu'en prenant en compte les cascades  $\alpha$ -nucléon,  $d$ -nucléon et nucléon-nucléon, Mathews et al. (MA 82) reproduisent les distributions en impulsions jusqu'à 35 MeV/u. La composante à haute énergie des spectres de particules émises (composante souvent appelée de prééquilibre ou directe) est aussi correctement rendue. D'autres modèles de prééquilibre (voir par exemple la référence GA 81) introduisent aussi une succession de collisions  $\alpha$ -nucléons pour expliquer les spectres de particule  $\alpha$  détectés lors de réactions  $\alpha+X$  entre 55 et 130 MeV d'énergie totale incidente.

Il n'existe pas de prescription décrivant la cassure du projectile lourd de

façon quantitative au-dessus de 35 MeV/u. pour les alphas, il semble que l'on puisse expliquer le transfert incomplet de moment uniquement par une importante contribution d'émission de particules de prééquilibre, qui augmenterait avec l'énergie incidente (GA 81), sans faire intervenir de cassure du projectile. L'ensemble des nucléons incidents participerait à la réaction, même pour les collisions périphériques.

## VI. Conclusion

Nous avons modifié le modèle de la boule de feu (WE 76) afin de tenir compte de l'absorption, par les nucléons spectateurs de la cible, des particules émises par la zone chaude.

Ce modèle permet de rendre compte des transferts d'impulsion induits par des projectiles légers ( $p...^{20}\text{Ne}$ ) sur des noyaux aisément fissiles, à des énergies totales incidentes supérieures à 1000 MeV.

Le taux de transfert de moment linéaire sont sous estimés à basse énergie ( $E_1 < 1000$  MeV), sauf pour les protons. Les résultats obtenus avec le modèle INC (Chapitre VI) ont montré le même désaccord. Dans le cadre du modèle d'absorption, il semble que le nombre de participants du projectile est sous estimé pour les collisions périphériques. La géométrie de la collision (celle de la boule de feu) n'est plus applicable à des énergies incidentes inférieures à :

- 200 MeV/u pour les protons et les deutons
- 150 MeV/u pour les alphas
- 80 MeV/u pour les projectiles plus lourds ( $^{12}\text{C}, ^{20}\text{Ne}$ ).

Pour les projectiles légers ( $p, d, \alpha$ ), il semble que le transfert incomplet d'impulsion, au moins jusqu'à 70 MeV/u, s'explique uniquement par une émission importante de particules de prééquilibre vers l'avant.

Pour des ions plus lourds, la fragmentation du projectile pour les collisions périphériques doit aussi intervenir. Ceci explique que la géométrie du modèle de la boule de feu est applicable à des énergies incidentes plus faibles que pour des alphas par exemple.

Les énergies d'excitation moyennes du noyau résiduel prédites par ce modèle d'absorption sont voisines de celles obtenues avec le modèle INC. La dépendance en fonction du paramètre d'impact est la même. Or ces deux modèles traitent la collision de manière opposée :

- processus hors d'équilibre avec des collisions nucléon-nucléon pour le modèle INC
- équilibre thermique localisé pour le modèle d'absorption.

Les grandeurs ( $E^*$ ,  $F_{//}$  transférés) que l'on a étudiés ne dépendent principalement que de la géométrie de la collision et d'une manière moindre de la dynamique de dissipation.

## CONCLUSION

Nous avons tenté, dans ce travail, de préciser la transition entre le mécanisme d'interaction noyau-noyau caractérisant les collisions à basse énergie, et celui d'interaction nucléon-nucléon rencontré aux énergies relativistes.

La mesure de l'impulsion transférée en moyenne par des projectiles légers (p,d, $\alpha$ ) au noyau cible a permis un classement, en fonction de l'énergie incidente des mécanismes dominants conduisant à la fission du noyau de recul. Trois régimes différents sont proposés :

- i) Au-dessous de 8-10 MeV/u, le transfert de moment linéaire est pratiquement complet. La fusion complète, avec généralement formation d'un noyau composé, est le processus principal, même pour des projectiles lourds ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ).
- ii) Entre 10 et 70 MeV/u, le mécanisme prépondérant est encore une interaction noyau-noyau ; l'impulsion transférée reste proportionnelle à la masse du projectile, aussi bien pour les alphas fortement liés que pour les deutons. Toutefois, une contribution de plus en plus importante d'émission de nucléons de prééquilibre apparaît. Pour les ions lourds ( $^{12}\text{C}$ ), la fragmentation du projectile pour les collisions périphériques intervient en plus ou à la place du prééquilibre.

Cette plage en énergie voit aussi la diminution rapide de la section efficace de transfert complet de moment linéaire. Cette décroissance est la même pour les alphas et les deutons incidents. La section efficace de transfert totale d'impulsion, associée à la fusion complète, devient compatible avec zéro au-dessus de 70 MeV/u.

Jusqu'à au moins 70 MeV/u, les importantes proportions d'impulsion transférées en moyenne (supérieures à 50 % de l'impulsion incidente) ne peuvent être reproduites :

- ni par un modèle de cascade intra nucléaire basé sur une succession de collision nucléon-nucléon (YA 79),
- ni par un modèle d'absorption issu du modèle de la boule de feu (WE 76).

L'extension très récente du modèle de cascade au cas de collisions d-nucléon et  $\alpha$ -nucléon dans le noyau (MA 82) permet de rendre compte des données expérimentales obtenues avec des alphas de 35 MeV/u. Pour cela, la cassure du projectile lors de la collision doit être interdite. Cette interdiction montre l'importance des effets collectifs (ou cohérents) de tous les nucléons de l'alpha incident à une énergie voisine du niveau de Fermi.

Ce modèle semble très prometteur pour rendre compte des collisions induites par  $d$  et  $\alpha$  à des énergies supérieures à 35 MeV/u.

iii) Au-dessus de 70 MeV/u, les taux de transfert moyen d'impulsion deviennent très faibles. Vu que la section efficace de fission représente plus des 2/3 de la section efficace de réaction, nous pensons que ces événements de fission proviennent de collisions périphériques.

La proportionnalité entre la masse du projectile et l'impulsion moyenne transférée, observée jusqu'à 70 MeV/u pour les deutons et les alphas (et peut-être aussi les protons ?) est perdue.

A partir de 400 MeV/u, un projectile de  $^{20}\text{Ne}$  communique en moyenne autant d'impulsion à la cible qu'un alpha de même vitesse. Au-dessus de 1 GeV/u, tous les projectiles transfèrent la même impulsion totale.

Au-dessus de 1 GeV d'énergie totale disponible, la même proportion d'impulsion incidente est transférée quel que soit le projectile ( $p, d, \alpha, ^{12}\text{C}, ^{20}\text{Ne}$ ). L'énergie d'excitation moyenne ( $160 \pm 40$  MeV) extraite des données entre 1 et 8 GeV est pratiquement indépendante de la vitesse et de la nature du projectile. Il semble qu'une limitation de l'énergie d'excitation que peut supporter le noyau qui fissionne ait été mise en évidence. Les collisions les plus violentes (les plus centrales) conduiraient à d'autres voies de désexcitation que la fission. Ces voies (évaporation importante sans fission, multi fragmentation, explosion complète du noyau) s'ouvrent au-dessus de 1 GeV.

Les prédictions de deux modèles ont été comparées aux données expérimentales. Ces deux modèles décrivent le mécanisme de l'interaction de manière complètement opposée :

- dans le modèle INC de cascade intra nucléaire la prédominance de cascades formées d'une seule collision nucléon-nucléon indique que la mémoire de la voie d'entrée est conservée. Le mécanisme est essentiellement hors d'équilibre.
- Dans le modèle d'absorption, une zone chaude en équilibre thermique est supposée être formée dans la zone de recouvrement des deux noyaux.

Pourtant, le transfert d'impulsion calculé par les deux modèles est très voisin, quelles que soient la masse et l'énergie du projectile. Cette quantité ne paraît être reliée qu'à la géométrie globale de la voie d'entrée.

Les résultats des mesures de transfert d'impulsion nous ont cependant permis de mettre en évidence une différence de comportement entre, d'une part, les pro-

jectiles légers (p,d, $\alpha$ ) et d'autre part, des projectiles plus lourds ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ). Les effets collectifs de tous les nucléons incidents doivent être pris en compte pour les projectiles légers jusqu'à, et au-dessus de, 70 MeV/u. Pour les projectiles plus lourds, la fragmentation joue un grand rôle pour les collisions périphériques à partir de 20-25 MeV/u. Au-dessus de 80 MeV/u les données pour les projectiles lourds sont en accord avec un modèle de diffusion incohérente nucléon-nucléon.

La comparaison entre les distributions en impulsion communiquée au noyau de recul par des alphas de 70 MeV/u sur des cibles de Au et Th a montré que :

- La largeur de la distribution est beaucoup plus faible pour la cible d'Au. Les plus grandes impulsions sont préférentiellement peuplées. Ceci traduit la plus grande sélectivité de la cible la moins fissile. Les collisions périphériques les moins violentes ne conduisent pas à une scission du noyau de recul, à cause de la barrière de fission trop élevée.

- Une limite supérieure de 1 GeV/c de l'impulsion transférée a été mesurée pour les deux cibles. Une valeur maximale de 2 GeV/c a été avancée par Galin et al. (GA 82) dans le cas de réactions induites par un projectile de  $^{12}\text{C}$ . Cette limite maximale semble croître plus lentement que la masse du projectile utilisée. Des expériences avec des projectiles plus lourds ( $^{40}\text{Ar}$ ) sont en cours pour déterminer la dépendance avec la masse incidente de cette valeur maximale.

La majeure partie de ce travail a porté sur l'étude de quantités (impulsion, énergie ...) transférées en moyenne par le projectile à la cible. Nous avons vu, par une comparaison entre des projectiles de masses différentes que ces quantités moyennes sont principalement gouvernées par le nombre effectif de nucléons participants à la collision. Ce nombre effectif tient compte de la géométrie de la voie d'entrée pour la plus grande part, et de l'émission de prééquilibre (émission lors d'interactions nucléon-nucléon (modèle INC), ou à partir d'une zone chaude (modèle d'absorption)).

Une extension de ce travail sera d'étudier plus finement les conditions extrêmes de stabilité du noyau de recul. Toutes les données expérimentales recueillies montrent que la fission, aux énergies d'excitation atteintes ( $E^* \lesssim 200$  MeV), est gouvernée par la répulsion coulombienne entre les deux fragments. Une scission symétrique est généralement observée. Aux plus petits transferts de moment linéaire, correspondant à des énergies d'excitation inférieures à 30 MeV, les effets de couche importants pour des noyaux de masse  $A \gtrsim 230$  conduisent à une fission asymétrique.

Pour de très grands transferts d'impulsion, associés à des énergies d'exci-

tation de plusieurs centaines de MeV, la fission présente-t-elle encore la même caractéristique ?

Les effets de compression de la matière nucléaire peuvent conduire à une accélération supplémentaire des fragments au moment de la scission, signée expérimentalement par un excès d'énergie cinétique totale.

La compression éventuelle sera d'autant plus importante que les masses des deux ions en présence seront grandes. L'augmentation de l'énergie du projectile devrait aussi la favoriser. Mais des énergies trop importantes conduisent à l'ouverture d'autres voies de désexcitation (multifragmentation, explosion complète du noyau de recul par exemple) aux énergies relativistes.

La gamme d'énergie du GANIL (10-100 MeV/u) est bien adaptée à ces études qui semblent prometteuses pour la compréhension de l'équation d'état de la matière nucléaire.

## Annexe I

### METHODE DE CORRECTION DES PERTES D'ENERGIE DANS UNE CIBLE RELATIVEMENT EPAISSE

La perte d'énergie dans un matériau dépend de la nature de l'ion détecté, de sa vitesse et de l'épaisseur de matière traversée, donc de l'angle de détection de la particule.

Pour corriger les énergies détectées pour chaque couple de fragments de fission, nous avons adopté un traitement événement par événement. Afin de limiter au maximum le temps de calcul des pertes d'énergie, nous avons cherché à reproduire les pouvoirs d'arrêt donnés par les tables de Ziegler (ZI 80) dans un domaine restreint en numéro atomique, masse et énergie, par des formules analytiques simples facilement intégrables le long du parcours de l'ion.

#### Exposé de la méthode

##### i) *Domaine d'application*

Les formules que nous allons développer se sont montrées de bonnes, voir de très bonnes approximations des courbes de Ziegler dans le domaine suivant (valable pour des fragments issus de la fission d'une masse  $A \sim 200$ )

$$\begin{aligned} 30 \lesssim Z_{\text{détecté}} \lesssim 60 \\ 0.5 \lesssim e \lesssim 1.5 \text{ MeV/u} \quad e = E/A_{\text{détecté}} \end{aligned}$$

##### ii) *Variation du pouvoir d'arrêt en fonction du numéro atomique*

Dans ce domaine, le pouvoir d'arrêt  $dE/dx$  varie linéairement avec le numéro atomique  $Z$ , pour une vitesse incidente donnée. On a :

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{e=\text{cste}} = BZ + C \quad (1)$$

Pour  $Z$  compris entre 30 et 60 on détermine les constantes  $B$  et  $C$  pour trois énergies par nucléon en effectuant une régression linéaire des courbes de Ziegler pour l'uranium comme absorbant (ZI 80). On obtient ainsi 3 couples de paramètres  $(B_j, C_j)$  reportés dans le tableau A1.

iii) *Variation en fonction de l'énergie par nucléon*

Pour un numéro atomique donné, le pouvoir d'arrêt a une variation sensiblement parabolique en fonction de l'énergie par nucléon de l'ion.

$$\frac{dE}{dx}(\epsilon) = a \epsilon^2 + b \epsilon + c \quad \text{à } Z \text{ fixé.} \quad (2)$$

Les paramètres a, b et c dépendent du numéro atomique Z.

iv) *Intégration des pouvoirs d'arrêt. Détermination de l'énergie initiale*

A l'aide des paramètres du tableau A1, on détermine 3 valeurs  $Y_j$  de pouvoir d'arrêt pour les 3 énergies  $\epsilon_j$  pour  $Z_{\text{det}}$  donné

$$Y_j = B_j Z_{\text{det}} + C_j \quad \text{avec } j = 0, 1, 2$$

ensuite les paramètres a, b, c sont déterminés à l'aide du système de 3 équations

$$Y_j = a \epsilon_j^2 + b \epsilon_j + c \quad j = 0, 1, 2.$$

On obtient pour  $\epsilon_0 = 0.5$   $\epsilon_1 = 1.0$  et  $\epsilon_2 = 1.5$

$$\begin{aligned} a &= 2(Y_2 + Y_0 - 2 Y_1) \\ b &= 8 Y_1 - 5 Y_0 - 3 Y_2 \\ c &= 3 Y_0 - 3 Y_1 + Y_2. \end{aligned} \quad (3)$$

L'épaisseur  $e_0$  de matière traversée est ensuite obtenue par intégration de  $1/\frac{dE}{dx}$  entre l'énergie détectée et l'énergie initiale que l'on cherche à déterminer.

$$e_0 = \int_{E_{\text{det}}}^{E_i} \frac{dx}{dE} dE$$

soit, en faisant apparaître explicitement l'énergie par nucléon  $\epsilon$  :

$$e_0 = A_{\text{det}} \int_{\epsilon_{\text{det}}}^{\epsilon_i} \frac{dx}{dE} d\epsilon \quad (4)$$

avec

$$\frac{dx}{dE} = \frac{1}{a\epsilon^2 + b\epsilon + c}$$

Une primitive de  $\frac{1}{ax^2 + bx + c}$  est donnée par (AB 65 a)

$$\begin{aligned}
 & \cdot \frac{2}{d} \operatorname{arctg} \left( \frac{2ax+b}{d} \right) \quad \text{si } b^2 - 4ac < 0 \text{ avec } d = (4ac - b^2)^{1/2} \\
 & \cdot \frac{1}{d} \operatorname{LN} \left| \frac{2ax+b-d}{2ax+b+d} \right| \quad \text{si } b^2 - 4ac > 0 \text{ avec } d = (b^2 - 4ac)^{1/2} \\
 & \cdot \frac{-2}{2ax+b} \quad \text{si } b^2 - 4ac = 0.
 \end{aligned}$$

Dans le domaine de validité des approximations on a toujours  $a < 0$  et  $b$  et  $c > 0$ , donc  $b^2 - 4ac$  est toujours positif. De plus, pour  $0.5 < x < 1.5$ , on a :

$$\begin{aligned}
 2ax + b - d < 0 \quad \text{avec} \quad d = (b^2 - 4ac)^{1/2} \\
 2ax + b + d > 0
 \end{aligned} \tag{5}$$

L'intégrale (4) est alors :

$$e_0 = \frac{A_{\det}}{d} \operatorname{LN} \left( \frac{d - 2a \epsilon_i - b}{d + 2a \epsilon_i + b} \right) - \frac{A_{\det}}{d} \operatorname{LN} \left( \frac{d - 2a \epsilon_{\det} - b}{d + 2a \epsilon_{\det} + b} \right). \tag{6}$$

Le deuxième terme à droite est déterminé lorsque l'on connaît la masse  $A_{\det}$  et l'énergie  $E_{\det}$ . Le premier terme contient l'énergie  $\epsilon_i$  que l'on cherche.

En posant

$$\alpha = \operatorname{LN} \left( \frac{d - 2a \epsilon_{\det} - b}{d + 2a \epsilon_{\det} + b} \right)$$

et en inversant la formule (6) on obtient :

$$\frac{d - 2a \epsilon_i - b}{d + 2a \epsilon_i + b} = \exp \left[ \frac{de_0}{A_{\det}} + \alpha \right] = \beta. \tag{7}$$

On en extrait  $\epsilon_i$  :

$$\epsilon_i = \frac{E_i}{A_{\det}} = \frac{1}{2a} \left[ d \frac{(1-\beta)}{(1+\beta)} - b \right]. \tag{8}$$

Avec les paramètres du tableau A1, les épaisseurs sont exprimées en  $\text{mg/cm}^2$ , les masses en u.m.a. et les énergies en MeV.

$Z_{\det}$ ,  $A_{\det}$ ,  $E_{\det}$  sont des données du calcul ainsi que l'épaisseur  $e_0$  de matière traversée.

Pour un couple de fragments de fission ( $M_i$ ,  $Z_i$ ,  $i=1, 2$ ) les deux énergies  $E_1$  et  $E_2$  détectées permettent de connaître approximativement l'asymétrie de masse  $\alpha = M_2 / (M_1 + M_2)$ .

(Il faut pour cela supposé que la direction de recul du noyau qui fissionne est celle du faisceau, voir Chapitre IV).

Pour les corrections de perte d'énergie, nous avons supposé que :

$$\begin{aligned} M_1 + M_2 &= M_{\text{cible}} \\ Z_1 + Z_2 &= Z_{\text{cible}} \quad \text{et} \quad \frac{Z_1}{M_1} = \frac{Z_2}{M_2} \end{aligned}$$

Ces hypothèses influencent peu les résultats obtenus. D'autre part, les épaisseurs  $e_1$  et  $e_2$  de cible traversées par les fragments sont supposées égales et données par :

$$e_1 = e_2 = \frac{e_{\text{cible}}}{4} \times \left( 1.414 + \frac{1}{|\cos(\theta_2 - \frac{\pi}{4})|} \right)$$

La cible étant placée à  $45^\circ$  par rapport à la direction incidente et le détecteur 1 à  $\theta_1 = -90^\circ$ .  $\theta_2$  est l'angle de détection du fragment 2.

Ces formules ont été testées en comparant les résultats de perte d'énergie calculées à des mesures effectuées avec les fragments de fission d'une source de  $^{252}\text{Cf}$ . Nous avons trouvé que les tables de J.F. Ziegler surestimaient de 10 % environ les pertes d'énergie expérimentales. Nous en avons tenu compte en remplaçant dans la formule (4) l'épaisseur de matière traversée par une épaisseur effective  $e_{\text{eff}} = 0.9 e_0$ .

Tableau Al

Paramètres  $B_j$  et  $C_j$  permettant de reproduire les pouvoirs d'arrêt dans l'uranium calculés par J.F. Ziegler (ZI 80).

j	$E_j$ (MeV/u)	$B_j$	$C_j$
0	0.5	0.1799	3.487
1	1.0	0.2933	2.480
2	1.5	0.3650	1.481

Les constantes sont données pour des pouvoirs d'arrêt exprimés en MeV/(mg/cm<sup>2</sup>).

## Annexe 2

## COMPLEMENT DE RESULTATS EXPERIMENTAUX

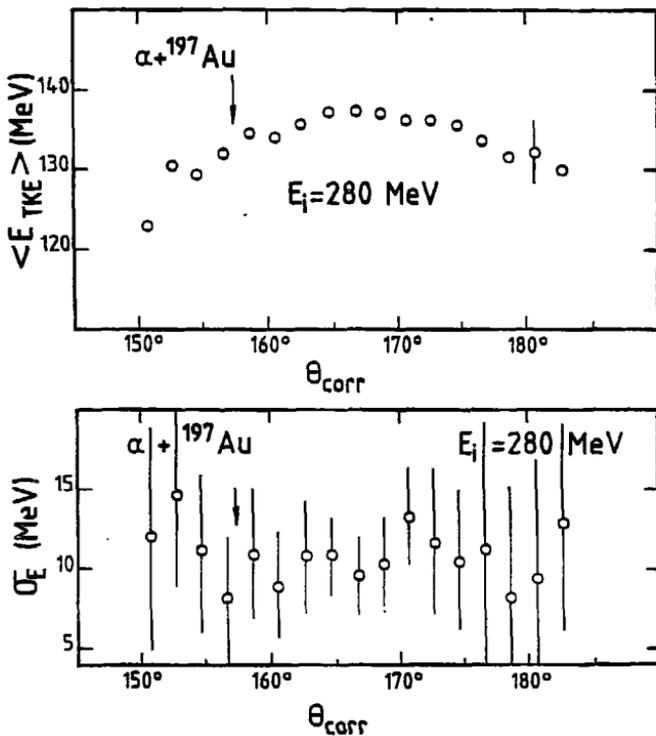


Fig. A2.1 : Valeur moyenne  $\bar{E}_T$  et écart type  $\sigma_T$  de l'énergie cinétique totale après évaporation en fonction de l'angle de corrélation  $\theta_{\text{corr}}$  entre les deux fragments détectés, pour le système  $\alpha + {}^{197}\text{Au}$ . Les flèches indiquent l'angle  $\theta_{\text{TT}}$  attendu pour un transfert de l'impulsion incidente.

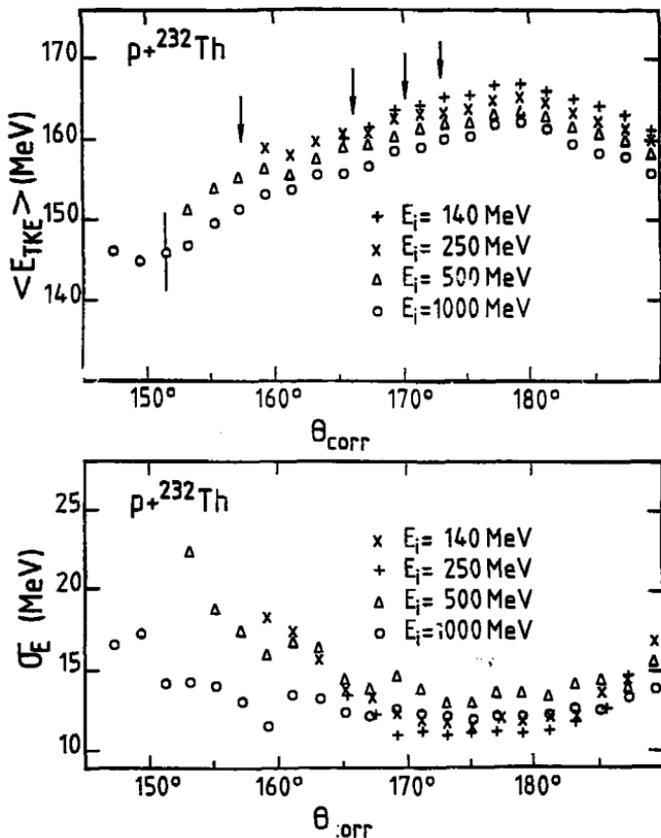


Fig. A2.2 : Idem que A2.1  $\varepsilon_{\text{KE}}$  pour le système  $p + {}^{232}\text{Th}$ .

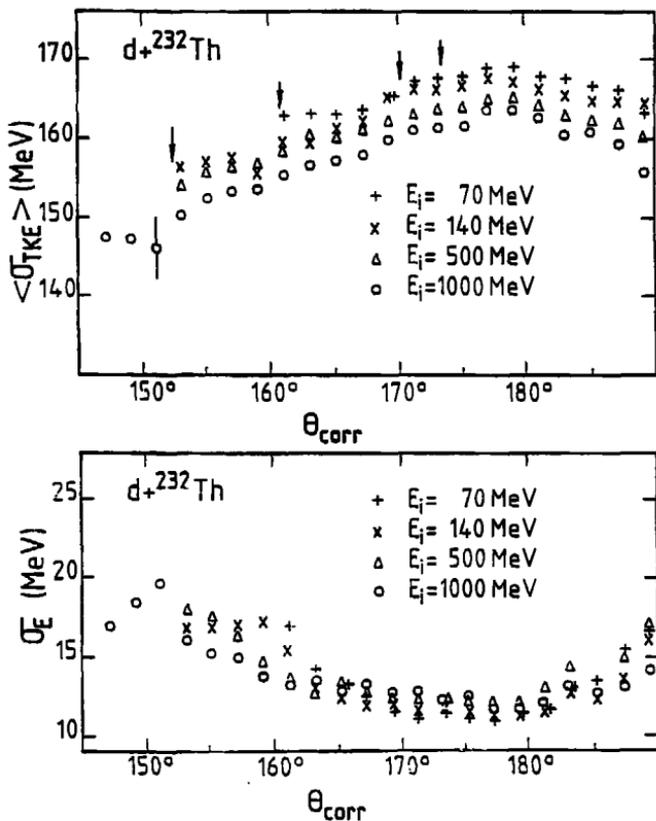


Fig. A2.3 : Idem que A2.1 sauf pour le système  $d + {}^{232}\text{Th}$ .

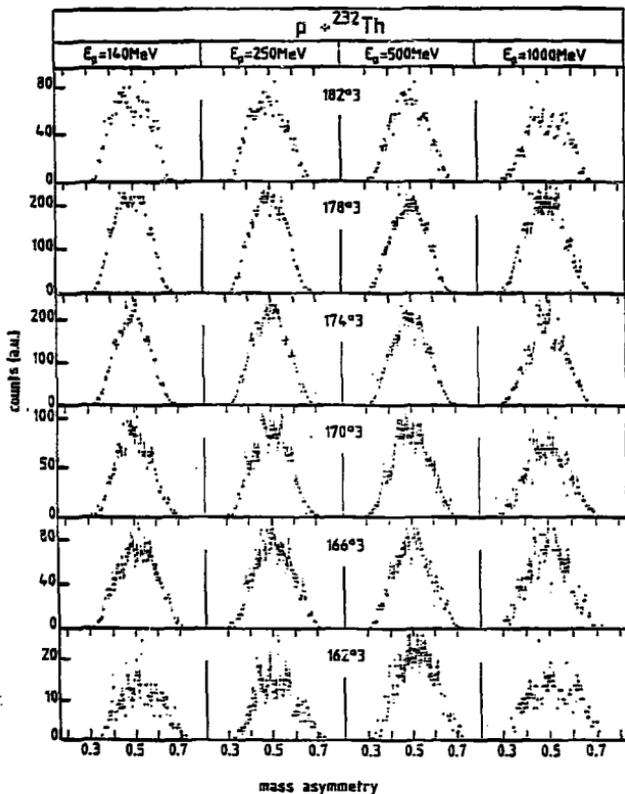


Fig. A2.4 : Distributions en asymétrie de masse des deux fragments de fission pour le système  $p + {}^{232}\text{Th}$  en fonction de l'énergie incidente et de l'angle de corrélation  $\theta_{\text{corr}}$ .

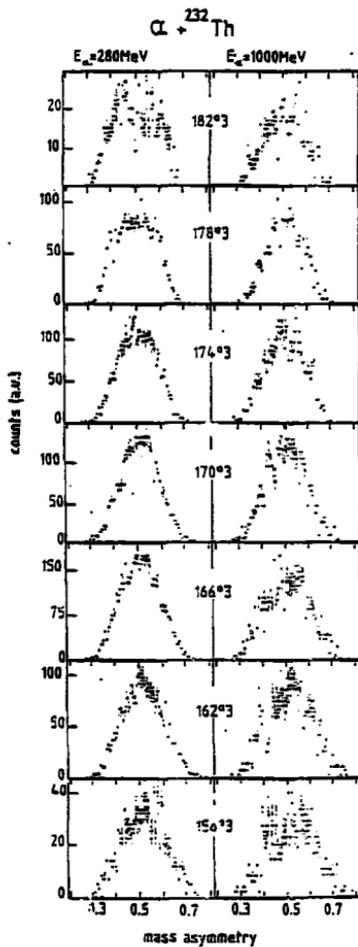


Fig. A2.5 : Idem que A2.4 sauf pour le système  $\alpha + {}^{232}\text{Th}$ .

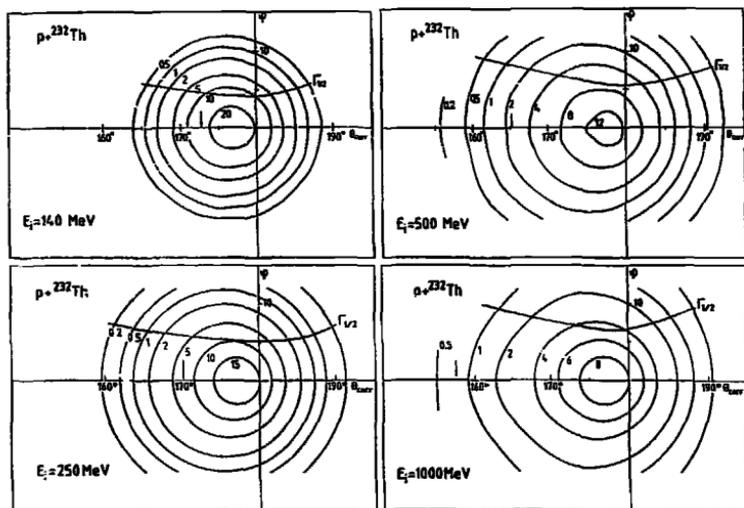


Fig. A2.6 : Corrélation angulaire dans le plan  $(\theta, \phi)$  des deux fragments de fission pour le système pour  $p + {}^{232}\text{Th}$  à diverses énergies incidentes. Voir la légende de la figure v. 2.

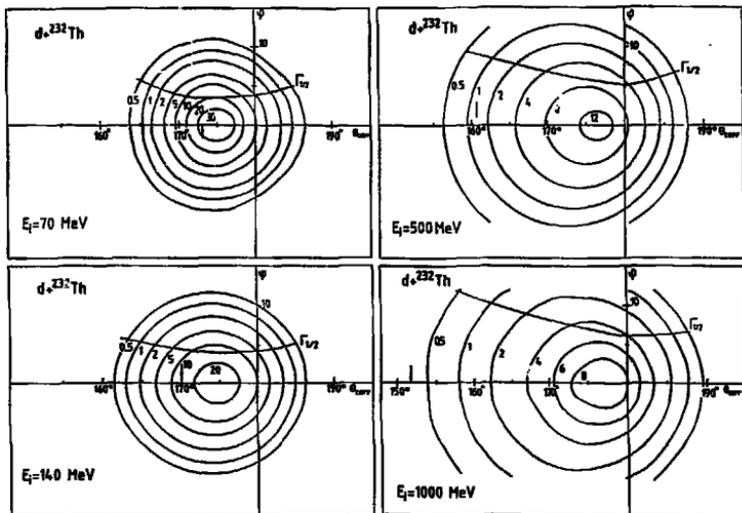


Fig. A2.7 : Idem que A2.6 sauf pour le système  $d + {}^{232}\text{Th}$ .

## REFERENCES

- AB 65 M. Abramowitz, I.A. Stegun, Handbook of Mathematical Functions. Dover Publications 1965. (a) p. 12, (b) p. 71.
- AB 78 A.Y. Abul-Magd, J. Hüfner, Nucl. Phys. A308 (1978) 429.
- AW 82 T.C. Awes, S. Saini, G. Poggi, C.K. Gelbke, D. Cha, R. Legrain, G.D. Westfall, Phys. Rev. C25 (1982) 2361.
- BA 72 V.S. Barashenkov, H.W. Bertini, K. Chen, G. Friedlander, G.D. Harp, A.S. Iljinov, J.M. Miller, V.D. Toneev, Nucl. Phys. A187 (1972) 531.
- BA 80 B.B. Back, K.L. Wolf, A.C. Mignerey, C.K. Gelbke, T.C. Awes, H. Breuer, V.E. Viola Jr., P. Dyer, Phys. Rev. C22 (1980) 1927.
- BA 81 B.B. Back, A.C. Shotter, T.J.M. Symons, A. Bice, C.K. Gelbke, T.C. Awes, D.K. Scott, Phys. Rev. C23 (1981) 1105.
- BE 69 F.D. Bechetti Jr., G.W. Greenlees, Phys. Rev. 182 (1969) 1190.
- BK 79 R. Bock, "Heavy ion collisions", North-Holland, publishing Company (New York 1979).
- BL 73 M. Blan, "University Summer School in Nucl. Phys.". Warsaw (1973). F. Plasil, ORNL/TM 50 54 (1977).
- BM 69 A. Bohr, B. Mottelson, Nucl. Structure Vol. I (Benjamin. New York 1969). (a) p. 188, (b) p. 261, ( ) p. 237, (d) p. 214.
- BO 56 A. Bohr, in Proc. of the 1<sup>st</sup> United Nations Inter. Conf. on the Peaceful Uses of At. En. Genève 1955, Vol. 2 (U.N. Genève 1956) p. 151.
- BO 80 J.P. Bondorf, J.N. De, G. Fai, A.O.T. Karvinen, B. Jakobsson, J. Randrup, Nucl. Phys. A333 (1980) 285.
- BR 63 H.C. Britt, H.E. Wegner, J.C. Gursky, Phys. Rev. 129 (1963) 2239.
- BR 64 H.C. Britt, S.L. Whetstone Jr., Phys. Rev. 133 (1964) B603.
- BS 80 R. Bass, "Nuclear reactions with heavy ions". Springer-Verlag (New York 1980).
- CA 81 X. Campi, J. Hüfner, Phys. Rev. C24 (1981) 2199.
- CH 68 K. Chen, Z. Fraenkel, G. Friedlander, J.R. Grover, J.M. Miller, Y. Shimamoto, Phys. Rev. 166 (1968) 949.
- CH 71 K. Chen, G. Friedlander, G.D. Harp, J.M. Miller, Phys. Rev. C4 (1971) 2234.

- CL 55 E. Clementel, C. Villi, Nuovo Cimento 2 (1955) 176.
- CO 61 L.J. Colby Jr., M.L. Shoaf, J.W. Cobble, Phys. Rev. 121 (1961) 1415.
- CO 66 J.F. Cohen, Nucl. Phys. 84 (1966) 316.
- CO 80 M.T. Collins, J.J. Griffin, Nucl. Phys. A348 (1980) 63.
- CU 80 J. Cugnon, Phys. Rev. C22 (1980) 1885.
- CU 82 J. Cugnon, "Selected aspects of Heavy ion reactions". Nucl. Phys. A387 (1982) 191. Ecole de Bombannes (1982) non publié.
- DE 80a M. Debeauvais, J. Tripiet, N.I.M. 173 (1980) 157.
- DE 80b R.M. DeVries, J.C. Peng, Phys. Rev. C22 (1980) 1055.
- DO 58 I. Dostrovsky, P. Rabinowitz, R. Bivins, Phys. Rev. 111 (1958) 1659.
- DO 5f I. Dostrovsky, Z. Fraenkel, G. Friedlander, Phys. Rev. 116 (1959) 683.
- DY 79 F. Dyer, T.C. Awes, G.K. Gelbke, B.B. Back, A. Mignerey, K.L. Wolf, H. Breuer, V.E. Viola Jr., W.G. Meyer, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 560.
- FO 78 D.R. Fortney, N.T. Porile, Phys. Lett. 76B (1978) 553.
- GA 81 E. Gadioli, E. Gadioli Erba, Z. Phys. A299 (1981) 1.
- GA 82 J. Galin, H. Oeschler, S. Song, B. Borderie, M.F. Rivet, I. Forest, R. Bimbot, D. Gardes, B. Gatty, H. Guillemot, M. Lefort, B. Tamain, X. Tarrago, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1787.
- GE 78 C.K. Gelbke, C. Olmer, D.L. Hendrie, J. Mahoney, M.C. Marmaz, D.K. Scott, Phys. Rep. 42C (1978) 311.
- GO 74 A.S. Goldhaber, Phys. Lett. 53B (1974) 306.
- GO 77 J. Gosset, H.M. Gutbrod, W.G. Meyer, A.M. Poskanzer, A. Sandoval, R. Stock, G.D. Westfall, Phys. Rev. C16 (1977) 629.
- GR 00 B. Graber, Z. Todorovic, R. Antanasijevic, Proc. 9<sup>th</sup> Conf. on Solid State Nucl. track. Detectors, Vol. 2, p. 1187.
- HA 58 I. Halpern, V.M. Strutinski in Proc. of the 2<sup>nd</sup> United Nat. Inter. Conf. on the Peaceful Uses of At. En., Genève 1958, Vol. 15 (U.N. Genève 1958) p. 408, 1513.
- HA 73 G.D. Harp, K. Chen, G. Friedlander, Z. Fraenkel, J.M. Miller, Phys. Rev. C8 (1973) 581.
- HE 81 H. Henschel, A. Kobule, H. Hipp, G. Gonnenswein, N.I.M. 190 (1981) 125.
- HF 52 W. Hauser, H. Feshbach, Phys. Rev. 87 (1952) 366.

- HI 79 D.L. Hillis, J.D. Garrett, O. Christensen, B. Fernandez, G.B. Hagemann, B. Herskind, E.B. Back, F. Folkmann, Nucl. Phys. A325 (1979) 216.
- HU 69a J.R. Hu'zanga, A.N. Behkami, L.G. Moretto, Phys. Rev. 177 (1969) 1826.
- HU 69b J. Hudis, S. Katcoff, Phys. Rev. 180 (1969) 1122.
- HU 76 J. Hudis, S. Katcoff, Phys. Rev. C13 (1976) 1961.
- HU 77 J. Hüfner, J. Knoll, Nucl. Phys. A290 (1977) 460.
- KA 66 S.S. Kapoor, H. Baba, S.G. Thompson, Phys. Rev. 149 (1966) 965.
- KA 72 S.Katcoff, J. Hudis, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 1066.
- KA 75 P.J. Karol, Phys. Rev. C11 (1975) 1203.
- KA 81 A.O.T. K rvinen, J.N. De, B. Jakobson, Nucl. Phys. A367 (1981) 122.
- KO 62 L. Kowalski, C. Stephan, H. Langevin-Joliot, P. Radvanyi, Phys. Lett. 2 (1962) 56.
- KO 68 E. Konecny, H.W. Schmitt, Phys. Rev. 172 (1968) 1213.
- KO 73 A.A. Kotov, G.G. Semenchuk, B.A. Bochagov, B.L. Gorshkov, G.G. Kovshevnyi, V.R. Reznik, G.E. Solyakin, Yad. Fiz. 17 (1973) 950 ; Sov. J. Nucl. Phys. 17 (1973) 498.
- KO 74 A.A. Kotov, G.G. Semenchuk, L.N. Andronenko, M.N. Andronenko, B.L. Gorsakov, G.G. Kovshevnyi, V.R. Reznik, G.E. Solyakin, Yad. Fiz. 19 (1974) 756 ; Sov. J. Nucl. Phys. 19 (1974) 385.
- KO 82 T. Kodama, S.B. Duarte, K.C. Chung, R.A.M.S. Nazareth, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 536.
- LA 67 L. Landau, E. Lifchitz, "Physique statistique", Editions MIR (Moscou 1967). (a) p. 197. (b) v. 192.
- LO 55 Lozhkin, erkilov, Shamov, JETP, USSR 29 (1955) 292.
- LY 82 U. Lyneu, M. Ho, W. Kohn, D. Pelte, U. Winkler, W.F.J. Miller, Y.T. Chu, P. Doll, J. Gobbi, K. Hildenbrand, A. Olmi, H. Sann, H. Stalzer, R. Bock, H. Löhner, R. Glasow, R. Santo, "Selected aspects of H.I. reactions", Nucl. Phys. A387 (1982) 170
- MA 82 G.J. Matthews, B.G. Glagola, R.A. Moyle, V.E. Viola Jr., Phys. Rev. C25 (1982) 2111.
- ME 58 J.W. Meadox, Phys. Rev. 110 (1958) 1109.
- ME 79 W.G. Mayer, V.E. Viola Jr., R.G. Clark, S.M. Read, R.B. Thaus, Phys. Rev. C20 (1979) 1716.
- ME 80 W.G. Mayer, H.H. Gutbrod, Ch. Lukner, A. Sandoval, Phys. Rev. C22 (1980) 179.

- MI 80 G. Milleret, Communication privée.
- MZ 80 M.C. Mermaz, Phys. Rev. C21 (1980) 2356.
- NI 59 W.J. Nicholson et I. Halpern, Phys. Rev. 116 (1959) 175.
- OS 55 V.I. Ostroumov, Dokl. Akad. Nauk. SSSR 103 (1955) 409.
- PL 66 F. Plasil, Phys. Rev. 142 (1966) 696.
- PO 60 N.T. Porile, Phys. Rev. 120 (1960) 572.
- RA 72 J. Ralarosy, Thèse de Docteur es Sciences Physiques (1972) non publiée.
- RA 73a J. Ralarosy, M. Debeauvais, G. Remy, J. Tripiet, Phys. Rev. C8 (1973) 2372.
- RA 73b F. Rahimi, D. Gheysari, G. Remy, J. Tripiet, J. Ralarosy, R. Stein, M. Debeauvais, Phys. Rev. C8 (1973) 1500.
- RE 66 R.F. Reising, G.L. Bate, J.R. Huizenga, Phys. Rev. 141 (1966) 1161.
- RE 69 L.F. Rensberg, F. Plasil, J.B. Cumming, M.L. Perlman, Phys. Rev. 187 (1969) 1597.
- RE 72 P.U. Renberg, D.F. Measday, M. Papin, P. Schwaller, B. Favier, C. Richard-Serre, Nucl. Phys. A183 (1972) 81.
- RO 71 T.C. Roginski, M.E. Davies, J.W. Cobble, Phys. Rev. C4 (1971) 1361.
- SA 78 D.G. Sarantites, L. Westerberg, M.L. Halbert, R.A. Dayras, D.C. Hensley, J.H. Barker, Phys. Rev. C18 (1978) 774.
- SC 65 H.W. Schmitt, W.E. Kiker, C.W. Williams, Phys. Rev. 137 (1965) B837.
- SC 77 W. Scobel, M. Blann, A. Mignerey, Nucl. Phys. A287 (1977) 301.
- SC 79 B. Schürmann, "Notes of Lectures given at the INSTN" (1979) non publié.
- SC 82 R. Schaeffer, Communication privée.
- SE 65 M. Seki, J. Phys. Soc. Japan 20 (1965) 190.
- SI 62 T. Sikkeland, E.L. Haines, E. Viola Jr., Phys. Rev. 125 (1962) 1350.
- SI 79 D. Siwek-Wilczynska, E.H. Du Marchie Van Voorthuysen, J. Van Popca, R.H. Siamssen, J. Wilczynski, Nucl. Phys. A330 (1979) 150
- SL 81 F. Saint-Laurent, M. Conjeaud, R. Dayras, S. Harar, H. Oeschler, C. Volant, "Dynamics of Nucl. Fis. and Related Coll Phenomena". Bad-Honnef Germany (1981). Lect. Notes in Physics 158 (1982).

- SL 82 F. Saint-Laurent, M. Conjeaud, R. Dayras, S. Harar, H. Oeschler, C. Volant, Phys. Lett. 110B (1982) 372.
- ST 58 P.C. Stevenson, H.G. Hicks, W.E. Nerviif, D.R. Nethaway, Phys. Rev. 111 (1958) 886.
- ST 67 C.J. Stephan, M.L. Perlman, Phys. Rev. 164 (1967) 1528.
- ST 78 J.D. Stevenson, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1702.
- VI 66 V.E. Viola Jr., Nucl. Data A1 (1966) 391.
- VI 71 V.E. Viola Jr., M.M. Minor, A.E. Salvin, R.O. Bondelid, R.B. Theus, Nucl. Phys. A174 (1971) 321.
- VI 74 V.E. Viola Jr., C.T. Roche, W.G. Meyer, R.G. Clark, Phys. Rev. C10 (1974) 2416.
- VI 76 V.E. Viola Jr., R.G. Clark, W.G. Meyer, A.M. Zebelman, R.G. Sextro, Nucl. Phys. A261 (1976) 174.
- VI 82 V.E. Viola Jr., B.B. Back, K.L. Wolf, T.C. Awes, C.K. Gelbke, H. Breuer, Phys. Rev. C26 (1982) 18.
- WE 76 G.D. Westfall, J. Gossat, P.J. Johansen, A.M. Poskanzer, W.G. Meyer, H.H. Gutbrod, A. Sandova., R. Stock, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1202.
- WI 66 C.F. Williamson, J.P. Boujot, J. Picard, Rapport CEA-R-3042 (1966).
- WI 81 W.W. Wilcke et al., At. Data and Nucl. Data Tab. 25 (1981) 389.
- YA 79 Y. Yariv, Z. Fraenkel, Phys. Rev. C20 (1979) 2227.
- ZI 80 J.F. Ziegler, "Handbook of Range Distrib. ...", Pergamon Press, Vol. 5 et 6 (1980).

## Résumé

Les distributions et les corrélations angulaires entre les fragments de fission induite par des projectiles légers (p,d, $\alpha$ ) sur des cibles de  $^{232}\text{Th}$  et  $^{197}\text{Au}$  ont été mesurées entre 70 et 1000 MeV. Les distributions en impulsions parallèle transférée par le projectile à la cible en sont déduites. Elle permettent de fournir des renseignements sur le processus dominant qui conduit à une fission, dans un large domaine d'énergie. Nous proposons une classification de ce mécanisme dominant en trois régimes différents.

L'analyse des résultats est menée à l'aide de deux modèles initialement développés pour les collisions entre ions relativistes :

- un modèle de cascade intra-nucléaire basé sur une succession de collisions nucléon-nucléon indépendantes ;
- un modèle, appelé modèle d'absorption, que nous avons entièrement développé à partir du modèle de la boule de feu.

Un des principaux résultats de cette analyse est de montrer qu'à une énergie deux fois plus grande que l'énergie de Fermi, les effets collectifs doivent encore être pris en compte pour ces projectiles légers.

## Mots Clés

Corrélation angulaire, fission, transfert d'impulsion.

projectiles : p, d,  $\alpha$ , cible :  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{197}\text{Au}$ .

modèle : cascade intra-nucléaire, boule de feu, absorption.

*J. P. P. P.*  
*J. P. P. P.*