

ORSAY

N° d'ordre : 3178

T H E S E

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

par

Sylvie LERAY

**ETUDE DU TRANSFERT INCOMPLET D'IMPULSION DANS LES REACTIONS
ENTRE IONS LOURDS AUX ENERGIES INTERMEDIAIRES**

Soutenu le 1 juillet 1986, devant la Commission d'Examen

MM.	M. LEFORT	Président
	R. JOLY	
	J. NATOWITZ	
	Ch. NGO	Examineurs
	B. REMAUD	
	H. SERGOLLE	

Abstract

Investigation of incomplete linear momentum transfer in heavy ion reactions at intermediate energies.

At intermediate energies, heavy ion central collisions lead to the incomplete fusion of the incident nuclei while part of the initial linear momentum is carried away by fast light particles. Experiments were performed with 30 MeV per nucleon neon and 20, 35 and 44 MeV per nucleon argon projectiles bombarding heavy targets. The amount of transferred linear momentum is determined through the measurement of the correlation angle between the fission fragments of the composite system.

Results obtained with 30 MeV per nucleon neon and 20 MeV per nucleon argon beams are in good agreement with an empirical law established with lighter projectiles. On the contrary, 35 and 44 MeV per nucleon argon projectiles do not follow the same law and fission fragments progressively disappear.

A simple model, based on a phase space calculation of the number of nucleons which can escape in a collision, explains the evolution of the amount of transferred linear momentum versus incident energy.

The disappearance of the fusion products of the composite system observed with argon projectiles beyond 35 MeV per nucleon is explained by a limitation of the excitation energy per nucleon which can be deposited in a nucleus. The limit is evaluated from nucleon binding energy in nuclei and probability to emit clusters and is in good agreement with experimental data.

Because of the coupling between intrinsic motion of nucleons and relative motion of nuclei, some nucleons have a kinetic energy high enough to be emitted : a theoretical model is proposed which rather well fits the data concerning fast nucleons but cannot explain the measured amounts of transferred linear momentum. This is attributed to the existence of other mechanisms.

A Christian Glattli

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord Ch. Ngô qui a assuré la direction de cette thèse et qui m'a fait profiter de ses connaissances et de ses idées.

Je remercie Monsieur R. Bergère de m'avoir accueillie dans son Service.

Je remercie C. Mazur et M. Ribrag, sans qui les expériences n'auraient pu être réalisées, ainsi que tous ceux qui y ont participé.

Je remercie tous ceux qui ont pris part à l'analyse des données expérimentales : E. Tomasi, G. La Rana, G.C. Nebbia et O. Granier. Je remercie aussi R. Lucas.

Je remercie Y. Patin et l'équipe du CEN de Bruyères-le-Château dont la collaboration a été précieuse, ainsi que l'équipe de A. Demeyer de l'IPN de Lyon.

Je remercie le personnel de SARA et de GANIL qui nous a permis de réaliser nos expériences dans les meilleures conditions possibles.

Je remercie M. Barranco qui a beaucoup contribué au modèle présenté au dernier chapitre, ainsi que M. Pi et G. La Rana.

Je remercie Messieurs R. Joly, J. Natowitz et H. Sergolle qui ont bien voulu faire partie du jury et je remercie tout particulièrement Monsieur le Professeur M. Lefort qui a accepté d'en être le président et B. Remaud d'être le rapporteur.

Je remercie tous ceux qui ont contribué à l'élaboration de cette thèse : Monsieur J. Matuszek pour les figures, Madame E. Thureau pour la dactylographie et Madame R. Chevaux pour le tirage.

Table des Matières

Introduction :	1
Chapitre I : ETUDE EXPERIMENTALE DU TRANSFERT INCOMPLET D'IMPULSION ...	5
I.1 METHODE EXPERIMENTALE	6
I.1.1 Principe des mesures	6
I.1.2 Dispositif expérimental	10
a) Télescope temps de vol	10
b) Le détecteur à plaques parallèles à localisation ...	13
c) L'hodoscope	14
I.1.3 Electronique. Acquisition des données	15
I.2 ANALYSE DES DONNEES	17
I.2.1 Etalonnage en énergie	17
a) Jonction	17
b) Chambre d'ionisation	17
I.2.2 Etalonnage en temps de vol	19
i) Variation de la base de vol	20
ii) Etalonnage avec du ^{252}Cf	21
iii) Comparaison à la fission séquentielle de l'uranium	21
I.2.3 Etalonnage en angle du détecteur à plaques parallèles	22
I.2.4 Etalonnage de l'hodoscope	23
I.2.5 Sélection des événements de fission	23
I.2.6 Influence de l'angle solide de la chambre d'ionisation sur les corrélations angulaires	25
I.2.7 Analyse des particules légères détectées dans l'hodos- cope	27
I.3 ETUDE DETAILLEE D'UN EXEMPLE $^{20}\text{Ne}(30 \text{ MeV/u}) + ^{197}\text{Au}, ^{209}\text{Bi}$...	28
I.3.1 Corrélacion angulaire des fragments de fission	28

a) Construction	28
b) Résultats	29
1.3.2 Spectres en énergie et en masse	32
1.3.3 Sections efficaces	33
1.3.4 Analyse des résultats à l'aide d'une simulation numérique	35
a) Intérêts de la simulation numérique	35
b) Principes de la simulation et hypothèses	35
c) Résultats	36
I.4 RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT LA FISSION	38
I.4.1 Les expériences avec les projectiles de ^{20}Ne (30 MeV/u) et d' ^{40}Ar (19,6 MeV/u)	39
a) Corrélations angulaires	39
b) Masses et énergies	41
c) Nombre de nucléons manquant	42
I.4.2 Les expériences avec ^{40}Ar à 35 et 44 MeV/u	42
a) Corrélations angulaires	42
b) Pourcentage de fission séquentielle dans les corrélations angulaires	43
c) Largeurs des distributions hors plan	45
I.4.3 Comparaison avec des réactions voisines	47
I.5 RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT LES PARTICULES LEGERES CHARGÉES	48
I.5.1 Spectres en énergie par nucléon	48
a) Coïncidence avec un fragment de fission	48
b) Coïncidence avec les deux fragments de fission	50
I.5.2 Distributions angulaires	53
I.5.3 Multiplicités	55
Chapitre II : INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	59
II.1 REVUE DE RESULTATS RECENTS	60
II.1.1 Impulsion transférée	60
II.1.2 Limite de stabilité du quasi noyau composé	63
II.2 ENERGIE D'EXCITATION MAXIMALE QU'UN NOYAU PEUT SUPPORTER	68
II.2.1 Estimation de l'énergie d'excitation maximale par nucléon dans un noyau	68
II.2.2 Energie d'excitation maximale et taux d'impulsion transférée	70

II.3	MODELE STATIQUE POUR L'EMISSION DE PARTICULES RAPIDES	72
II.3.1	Description du modèle	72
a)	Espace des impulsions	73
b)	Espace des coordonnées	74
c)	Calcul du nombre de nucléons émis	74
d)	Choix de R	75
II.3.2	Résultats	76
a)	Nombre de nucléons émis	76
b)	Taux d'impulsion transférée	77
II.3.3	Energie incidente limite pour former un quasi noyau composé	78
Chapitre III : MODELE POUR L'EMISSION DE NUCLEONS RAPIDES		81
III.1	LES DIFFERENTS MODELES D'EMISSION DE PARTICULES LEGERES RA- PIDES	82
III.1.1	Les modèles de prééquilibre	82
III.1.2	Les modèles de zone chaude	84
III.1.3	Les modèles de PEPs	85
III.1.3.1	Le modèle de Bondorf et al.[BDK 79]	86
a)	Description	86
b)	Les hypothèses	86
c)	Les résultats	87
III.1.3.2	Les autres modèles	88
a)	Le modèle de Seville et Remaud [SR 83]	88
b)	Le modèle de Davies et al.[DRS 84]	89
III.2	DESCRIPTION DU MODELE	91
III.2.1	Dynamique de la réaction	92
a)	Equations de la dynamique	92
b)	Choix des paramètres	95
c)	Modification dues à l'émission de particules	97
III.2.2	Paramétrisation de la fenêtre entre les noyaux	100
III.2.3	Flux de nucléons entre les noyaux	101
III.2.4	Condition d'échappement	104
III.2.5	Absorption	105
III.2.6	Calcul du nombre de nucléons émis	107
III.3	RESULTATS	109
III.3.1	Caractéristiques générales	109
a)	Spectres en énergie	109
b)	Influence du paramètre d'impact	112

III.3.2 Influence des divers ingrédients du modèle	115
a) Principe de Pauli	115
b) Vitesse de la fenêtre	117
c) Extension de la fenêtre	119
III.3.3 Comparaison à des résultats expérimentaux	122
a) Multiplicités	122
b) Multiplicités différentielles	123
III.4 COMPARAISON DU MODELE AUX RESULTATS EXPERIMENTAUX DU CHAPI-	
TRE I	125
III.4.1 Taux d'impulsion transférée	125
III.4.2 Particules légères en coïncidence avec les fragments	
de fission	126
Conclusion	129
Appendice A : CALCUL DU FLUX DE NUCLEONS ENTRE DEUX NOYAUX A TEMPERATU-	
RE NON NULLE	131
A.1 LE THEOREME DE PROXIMITE	132
A.2 CONSTRUCTION DES TRANCHES DE MATIERE NUCLEAIRE	132
A.3 CALCUL DU FLUX EN TENANT COMPTE DU MOUVEMENT RELATIF DES	
NOYAUX	136
A.3.1 Calcul de la barrière de potentiel	137
A.3.2 Flux entre deux tranches de matière nucléaire semi-	
infinies	139
A.3.3 Courant de nucléons	140
A.3.4 Passage aux noyaux	142
Appendice B : QUELQUES CALCULS GEOMETRIQUES	145
B.1 CALCUL DE LA DISTANCE PARCOURUE DANS LE NOYAU RECEPTEUR (B) ..	145
B.2 CALCUL DE LA COMPOSANTE RADIALE DE L'IMPULSION DU NUCLEON DANS	
LE SYSTEME LIE A B	148
B.3 CALCUL DE L'IMPULSION DES NUCLEONS DANS LE SYSTEME LIE AU	
NOYAU RECEPTEUR (B)	150
B.4 CALCUL DE LA VITESSE FINALE DU NUCLEON EMIS DANS LE SYSTEME DU	
CENTRE DE MASSE ET DANS CELUI DU LABORATOIRE	151
a) Passage dans le centre de masse	151
b) Passage dans le laboratoire	152

B.5 CALCUL POUR LES PEPS ARRIERE	152
B.6 POSITION, RAYON ET VITESSE DE LA FENETRE	153
Appendice C : CALCULS DE VOLUMES DANS L'ESPACE DES PHASES	155
C.1 ESPACE DES COORDONNEES	155
C.2 ESPACES DES IMPULSIONS	156
Références	159

Introduction

Jusqu'à il y a quelques années l'étude des mécanismes de réaction entre ions lourds n'était possible qu'à basse énergie (inférieures à 10 MeV/u) ou à haute énergie (supérieures à 100 MeV/u). Grâce à la construction de nouveaux accélérateurs tels que GANIL, SARA ou MSU-NSCL le domaine des énergies intermédiaires est désormais accessible.

A basse énergie incidente les mécanismes de réaction sont bien compris : les collisions centrales conduisent à la fusion du projectile et de la cible en un noyau composé, excité, qui se désexcite soit par évaporation de particules soit par fission. Les collisions périphériques donnent lieu aux réactions profondément inélastiques au cours desquelles une grande partie de l'énergie cinétique initiale est dissipée. Ces deux mécanismes reflètent la prédominance du champ moyen.

A haute énergie, au contraire, les réactions sont régies par les collisions nucléon-nucléon : les collisions les plus centrales provoquent une explosion complète du système tandis que pour les grands paramètres d'impact on observe un mécanisme appelé participant-spectateur. Dans celui-ci, seule la région de recouvrement géométrique entre le projectile et la cible interagit et forme une "boule de feu", les morceaux restant des noyaux incidents gardent leur vitesse initiale.

Il apparaît donc très intéressant d'étudier les mécanismes de réaction dans le domaine des énergies intermédiaires car on peut espérer apprendre quand et comment se fait la transition entre les deux régimes.

Au cours de ce travail nous nous sommes intéressés uniquement aux réactions centrales à travers l'étude de l'impulsion que l'on peut transférer du

projectile au quasi noyau composé formé lors d'une fusion incomplète. En effet les premières expériences réalisées à des énergies supérieures à 8-10 MeV/u ont montré que la fusion cède peu à peu la place à un processus de fusion incomplète au cours duquel une partie seulement des noyaux incidents participe à la formation d'un quasi noyau composé. Ce phénomène peut s'expliquer par l'émission de particules légères rapides dans les premières étapes de la réaction. La mesure du pourcentage d'impulsion initiale transférée est un moyen de déterminer le caractère plus ou moins incomplet d'une réaction de fusion. Dans le cas de cibles lourdes, cette mesure s'effectue très simplement à partir de l'angle de corrélation entre les deux fragments de fission du système composite. C'est pourquoi nous avons choisi des cibles d'or et d'uranium.

Les premières données concernant le transfert incomplet d'impulsion ont été obtenues avec des projectiles légers (de ${}^4\text{He}$ à ${}^{20}\text{Ne}$). Une analyse systématique de ces données réalisée par Viola et al. [VBW 82] suggérait que le taux d'impulsion transférée est approximativement indépendant de la nature du projectile et de la cible et décroît à peu près linéairement avec $\sqrt{E/A}$ où E/A est l'énergie incidente par nucléon, comme on peut le voir sur la Fig.1.

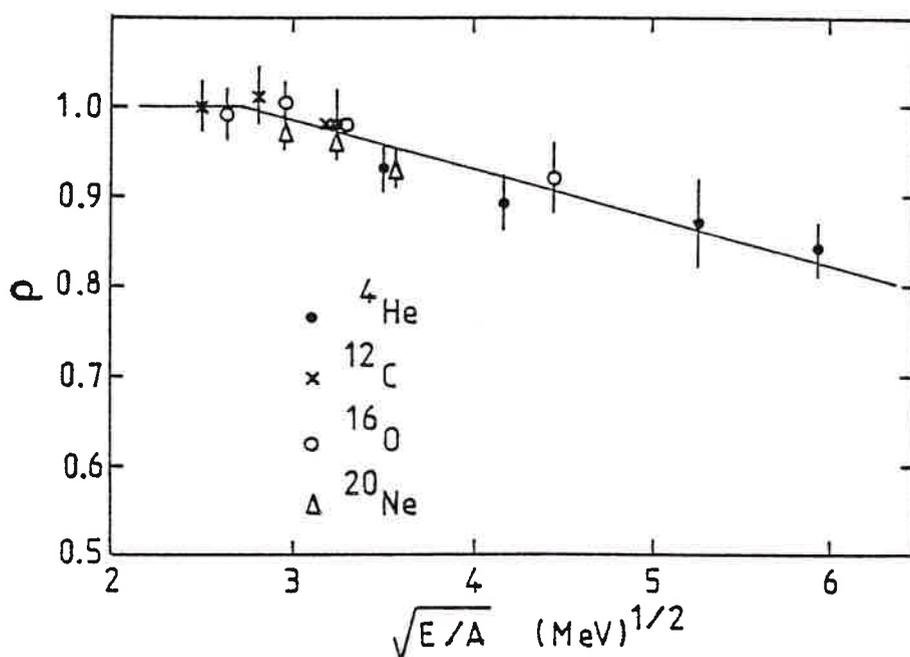


Fig. 1 - Taux d'impulsion transférée, ρ , pour différentes réactions (les symboles représentent des projectiles différents) en fonction de $\sqrt{E/A}$ où E/A est l'énergie incidente par nucléon. D'après [VBW 82].

Nous avons donc cherché à savoir si cette loi empirique reste valable lorsque les projectiles utilisés sont plus lourds et/ou plus énergétiques : pour cela nous avons réalisé des expériences avec du ^{20}Ne à 30 MeV/u et de ^{40}Ar à 20, 35 et 44 MeV/u à SARA et à GANIL.

Avec un projectile aussi lourd que ^{40}Ar l'énergie déposée dans le système composite augmente rapidement avec l'énergie incidente. Or il est prévu théoriquement une limite à l'énergie d'excitation (ou à la température) qu'un noyau peut supporter. Au delà de cette limite, dont la valeur n'est pas encore bien connue, le système subit une multifragmentation ou se vaporise totalement sous forme de nucléons ou de fragments plus gros. On s'attend alors, à partir d'une certaine énergie incidente, à ne plus pouvoir observer les produits de désexcitation habituels du quasi noyau composé : résidus d'évaporation ou fragments de fission. Nous avons donc étudié un même système, $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$, à des énergies de plus en plus élevées afin d'observer peut être un changement dans les mécanismes de réaction.

Dans le premier chapitre de la thèse, les expériences réalisées sont décrites et analysées. Le deuxième chapitre est consacré à l'interprétation des résultats à l'aide de modèles simples. Enfin, dans le troisième chapitre, un modèle théorique pour l'émission de particules légères rapides est développé et comparé aux résultats expérimentaux.

Chapitre I

ETUDE EXPERIMENTALE DU TRANSFERT INCOMPLET D'IMPULSION

Certaines expériences avaient déjà montré que lorsque l'énergie incidente dépasse 8 à 10 MeV/u la fusion devient incomplète, c'est-à-dire que seulement une partie du projectile fusionne avec la cible pour former un quasi-noyau composé et que le transfert d'impulsion au système composite est d'autant plus incomplet que l'énergie du projectile est plus grande. L'impulsion manquante se retrouve généralement sous forme de particules légères rapides émises vers l'avant dès les premiers instants de la réaction.

L'analyse de données obtenues avec des projectiles légers (de ${}^4\text{He}$ à ${}^{20}\text{Ne}$) [VBW 82] avait suggéré que le pourcentage de l'impulsion initiale qui est transféré au quasi-noyau composé est indépendant de la nature de la cible et du projectile et diminue pratiquement linéairement avec $\sqrt{E/A}$ où E/A est l'énergie incidente par nucléon. Il a donc semblé intéressant d'effectuer de nouvelles expériences à plus haute énergie ou avec un projectile plus lourd comme ${}^{40}\text{Ar}$, afin de savoir si cette loi empirique, appelée systématique de Viola reste valable. D'autre part, avec un tel projectile, on peut déposer une grande énergie dans le système composite ; il se peut donc que l'on atteigne les limites de l'énergie d'excitation ou de la température qu'un noyau peut supporter : ceci devrait se traduire par une disparition du processus de fusion incomplète.

Cette étude a été menée auprès des nouveaux accélérateurs qui permettent d'obtenir des ions lourds à des énergies comprises entre 10 et 100 MeV/u : SARA à Grenoble et GANIL à Caen. Plusieurs expériences ont été réalisées :

^{20}Ne (30 MeV/u) + ^{197}Au , ^{209}Bi	à	SARA
^{40}Ar (19,6 MeV/u) + ^{197}Au , ^{238}U	à	SARA
^{40}Ar (35 MeV/u) + ^{238}U	à	GANIL
^{40}Ar (44 MeV/u) + ^{197}Au , ^{238}U	à	GANIL

Dans ce chapitre, nous décrirons d'abord la méthode expérimentale et le dispositif utilisé, puis une expérience particulière sera analysée en détail avant d'exposer l'ensemble des résultats obtenus au cours de notre étude.

I.1 METHODE EXPERIMENTALE

I.1.1 Principe des mesures

Le but principal de cette série d'expériences est de mesurer le pourcentage de l'impulsion incidente qui est transféré au système composite. Celui-ci, dans le cas de systèmes suffisamment lourds, se désexcite principalement par la voie de fission. Or la détection en coïncidence des deux fragments de fission permet, de façon très simple, d'obtenir la quantité désirée.

Si \vec{p}_1 est l'impulsion initiale, \vec{p}_t l'impulsion transférée au système fissionnant, le taux d'impulsion parallèle à l'axe du faisceau transféré, ρ , est (Fig. (I.1).1) :

$$\rho = \frac{p_{t\parallel}}{p_1} = \frac{p_{3\parallel} + p_{4\parallel}}{p_1} \quad (\text{I.1.1})$$

où $p_{3\parallel}$ et $p_{4\parallel}$ sont les composantes parallèles à la direction incidente des impulsions des fragments de fission.

Cette expression suppose que la fission a lieu avant toute évaporation. D'autre part on a :

$$\vec{p}_1 = A_1 \vec{v}_1 \quad (\text{I.1.2})$$

$$\vec{p}_t = A_R \vec{v}_R = \vec{p}_3 + \vec{p}_4 \quad (\text{I.1.3})$$

A_R étant la masse du système composite, \vec{v}_R la vitesse de recul.

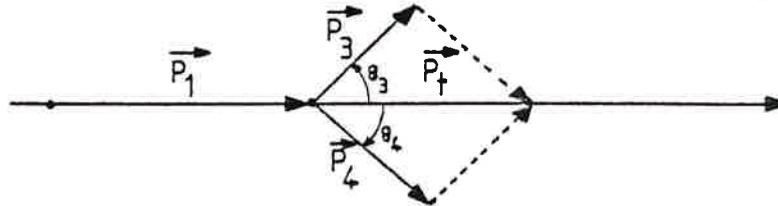


Fig.(I.1).1 - Représentation schématique d'une réaction de fusion incomplète suivie de fission.

Si l'on projette sur deux axes parallèle et perpendiculaire à la direction du faisceau et si l'on suppose que la composante perpendiculaire de l'impulsion transférée est nulle on obtient :

$$A_R V_R = A_3 v_3^{lab} \cos\theta_3 + A_4 v_4^{lab} \cos\theta_4 \quad (I.1.4)$$

$$0 = A_3 v_3^{lab} \sin\theta_3 - A_4 v_4^{lab} \sin\theta_4$$

ceci conduit à :

$$A_R V_R = A_3 v_3^{lab} \frac{\sin(\theta_3 + \theta_4)}{\sin\theta_4} \quad (I.1.5)$$

d'où :

$$\rho = \frac{A_3 v_3^{lab} \sin(\theta_3 + \theta_4)}{A_1 v_1 \sin\theta_4} \quad (I.1.6)$$

où A_3, v_3^{lab} sont la vitesse et la masse avant évaporation du fragment de fission détecté à l'angle θ_3 dans le laboratoire, $\theta_3 + \theta_4 = \theta_{fold}$ est l'angle de corrélation entre les fragments de fission (Fig.(I.1).1).

La relation (I.1.6) indique que l'angle de corrélation entre les fragments est d'autant plus grand que l'impulsion transférée au système fissionnant est plus faible. Cela est illustré sur la Fig.(I.1).2. A la limite d'un transfert d'impulsion nul, on a $\theta_{fold} = 180^\circ$.

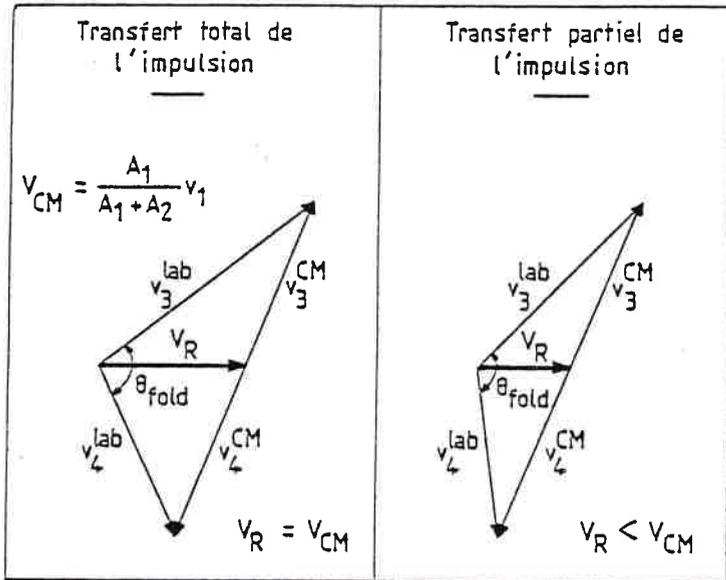


Fig.(I.1).2 - Transferts complet et incomplet d'impulsion.

Si l'on mesure la distribution de l'angle de corrélation entre les deux fragments de fission et que l'on en détermine la valeur la plus probable, $\tilde{\theta}_{fold}$, on pourra en utilisant (I.1.6) connaître la proportion la plus probable de l'impulsion transférée, $\tilde{\rho}$, à condition de mesurer A_3 et v_3 . En fait au moment de leur détection, les produits de fusion ont évaporé un nombre important de particules. On peut cependant supposer que la valeur moyenne

de la vitesse, \vec{v}_3 , ne subit pas de modification lors de l'évaporation car celle-ci peut être considérée comme isotrope dans le système du centre de masse du noyau émetteur. Par contre, pour déterminer A_3 à partir de la valeur de la masse mesurée, il faut évaluer le nombre de particules évaporées. Ceci induit souvent des incertitudes importantes sur la détermination de $\tilde{\rho}$: d'une part, du fait de l'incertitude sur la mesure de la masse, d'autre part, à cause de la connaissance imparfaite du processus d'évaporation à grande énergie d'excitation.

C'est pourquoi, on préfère généralement ne pas utiliser les valeurs de A_3 et v_3 déduites de l'expérience mais plutôt admettre que l'impulsion manquante a été emportée par des nucléons provenant du projectile et ayant la vitesse du faisceau incident. Cette hypothèse, fondée sur le fait que les particules légères détectées vers l'avant ont le plus souvent une distribution de vitesses centrée sur la vitesse incidente, détermine complètement la cinématique de la réaction. En effet, dans ce cas on a :

$$A_1 v_1 = A_R V_R + \Delta A_1 v_1 \quad (I.1.7)$$

avec ΔA_1 nombre de particules du projectile parties avec la vitesse du faisceau

donc d'après (I.1.1) et (I.1.3)

$$\rho = \frac{A_1 - \Delta A_1}{A_1} \quad (\text{I.1.8})$$

Si l'on impose une valeur de ρ , d'après cette formule, on peut déduire ΔA_1 , d'où :

$$A_R = A_1 + A_2 - \Delta A_1 \quad (\text{I.1.9})$$

et V_R donné par (I.1.7).

Si l'on suppose la fission symétrique, on a :

$$A_3 = A_4 = \frac{A_t}{2} \quad (\text{I.1.10})$$

l'énergie cinétique des fragments dans le centre de masse est alors donnée par la formule de Viola [VKW 85]. On peut donc calculer dans le système du laboratoire les angles de détection des fragments de fission en utilisant (Fig.(I.1).2) :

$$\vec{v}_{3,4}^{\text{lab}} = \vec{v}_{3,4}^{\text{cm}} + \vec{v}_R \quad (\text{I.1.11})$$

Vice versa, la mesure d'une valeur de θ_{fold} permet de déterminer de façon bi-univoque ρ .

Remarque : La formule (I.1.9) suppose que seul le projectile a émis des particules qui ne participent pas à la formation du quasi noyau composé. Cette hypothèse n'est valable que dans le cas d'un projectile léger bombardant une cible lourde. On s'attend en effet à ce que, dans le cas d'un système symétrique, la cible et le projectile émettent autant de particules. Cependant, Morgenstern et al.[MBG 82] ont montré en étudiant plusieurs systèmes d'asymétrie de masse différente que c'était toujours le noyau le plus léger qui perdait le plus de nucléons lors d'une fusion incomplète, ceci même dans le cas de systèmes peu asymétriques. De plus, dans [NBC 85] la comparaison des masses expérimentales et calculées des résidus d'évaporation du système $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ suggère que toute la cible a participé à la fusion incomplète. On voit donc que notre hypothèse est complètement justifiée.

I.1.2 Dispositif expérimental (Fig.(I.1).3)

La détection des fragments de fission en coïncidence s'est effectuée pratiquement toujours de la même façon au cours des différentes expériences grâce à un télescope temps de vol et à un détecteur à plaques parallèles. Au cours de deux d'entre elles, un hodoscope a été ajouté afin de détecter en plus les particules légères chargées émises en coïncidence avec les fragments de fission.

a) Télescope temps de vol

L'un des fragments de fission était détecté dans un télescope temps de vol situé à un angle θ_3 de la direction incidente et permettait l'identification des produits de fission grâce à la connaissance de leur masse et de leur énergie : un détecteur à galette de microcanaux (Fig. (I.1).4) était situé près de la cible. Il était constitué d'une feuille mince de carbone dans laquelle des électrons sont créés au passage des produits de la réaction. Ces électrons sont accélérés par une tension de 2 KV puis déviés par un champ magnétique afin d'arriver sur une galette de microcanaux où ils sont multipliés. Ce détecteur fournit un signal de temps rapide pouvant servir de "stop" après avoir été retardé pour une mesure de temps de vol. Au cours des premières expériences le "start" était fourni par une jonction à barrière de surface de 400 mm² qui permettait de mesurer l'énergie des ions détectés. La distance de temps de vol,

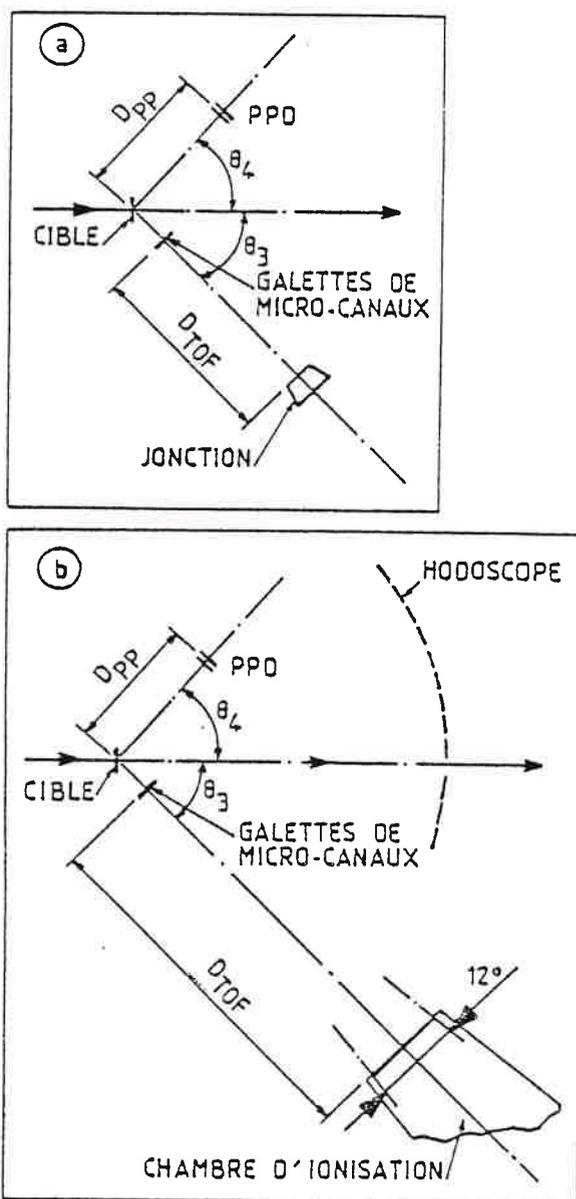


Fig.(I.1).3 - Dispositif expérimental : l'un des fragments de fission est détecté soit dans une jonction à barrière de surface (a), soit dans une chambre d'ionisation (b). Dans ce dernier cas, un hodoscope était placé à l'avant afin de détecter des particules légères chargées.

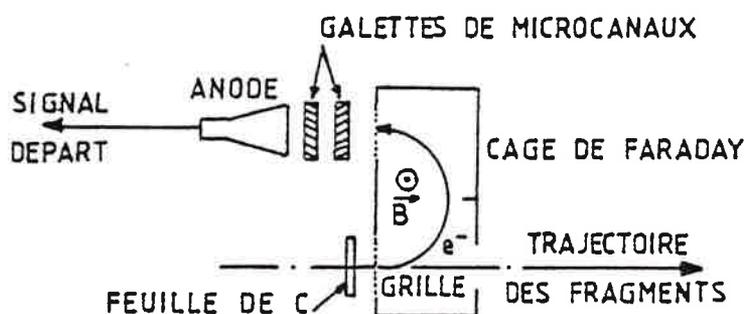


Fig.(I.1).4 - Schéma du détecteur à galettes de microcanaux.

D_{TOF} , est donnée, ainsi que d'autres caractéristiques, pour chaque expérience, dans le tableau (I. 1).1. Lors des deux dernières expériences un hodoscope destiné à détecter les particules légères chargées émises en coïncidence avec les fragments de fission a été ajouté. L'angle solide couvert par la jonction ($\Delta\Omega = 0,6$ msr dans la configuration de l'expérience à 44 MeV/u) ne permettait pas alors d'obtenir un nombre suffisant de coïncidences. C'est pourquoi, la jonction a été remplacée par une chambre d'ionisation. L'angle solide de détection était alors de 7,3 msr. Celle-ci est du type chambre de Sann [SDH 75] et est représentée sur la Fig.(I.1).5. Elle est constituée d'une cathode et d'une anode découpée en quatre parties ($\Delta E_1, \Delta E_2, \Delta E_3, E_{res}$), immergées dans un gaz (ici du CF_4). Celles-ci maintiennent un champ électrique homogène. Une particule incidente ionise le gaz le long de sa trajectoire. Sous l'influence du champ électrique les charges créées migrent vers les électrodes. La grille de Frisch protège l'anode de ce qui se passe entre cathode et grille ; de ce fait la hauteur du signal détecté ne dépend

Tableau (I.1).1

Caractéristiques expérimentales des différentes expériences réalisées
 $\theta_3, \theta_4, D_{TOF}, D_{pp}$ sont indiqués sur la Fig.(I.1).3

Projectile	Cibles ($\mu g/cm^2$)	Lieu	type dét. 1	θ_3	D_{TOF} (cm)	D_{pp} (cm)	$\theta_{4min}-\theta_{4max}$	Hodoscope
^{20}Ne (30 MeV/u)	^{197}Au 200 ^{209}Bi 160	SARA	jonction	70°	54	20	$35-95^\circ$ $33-103^\circ$	non
^{40}Ar (20 MeV/u)	^{157}Au 300 ^{238}U 148 (UF_u)	SARA	C.I	$40-52^\circ$	143	20	$26-146^\circ$	oui
^{40}Ar (35 MeV/u)	^{238}U 148 (UF_u)	GANIL	C.I	$40-52^\circ$	143	20	$30-139^\circ$	oui
^{40}Ar (44 MeV/u)	^{167}Au 300 ^{238}U 171	GANIL	jonction	70° 90°	62,8	20	$30-115^\circ$	non
^{40}Ar (44 MeV/u)	^{238}U 171	GANIL	jonction	43°	62,8	20	$50-142^\circ$	oui (tests)

que du nombre d'électrons créés par ionisation et donc de l'énergie que la particule abandonne dans le gaz. Si le fragment détecté est arrêté dans le gaz, on mesure ainsi son énergie totale. Une grille supplémentaire constituée de fils parallèles à la trajectoire de la particule permet la localisation de la particule dans le plan de réaction. La localisation hors plan est assurée par la mesure du temps de migration des électrons entre la cathode et les anodes.

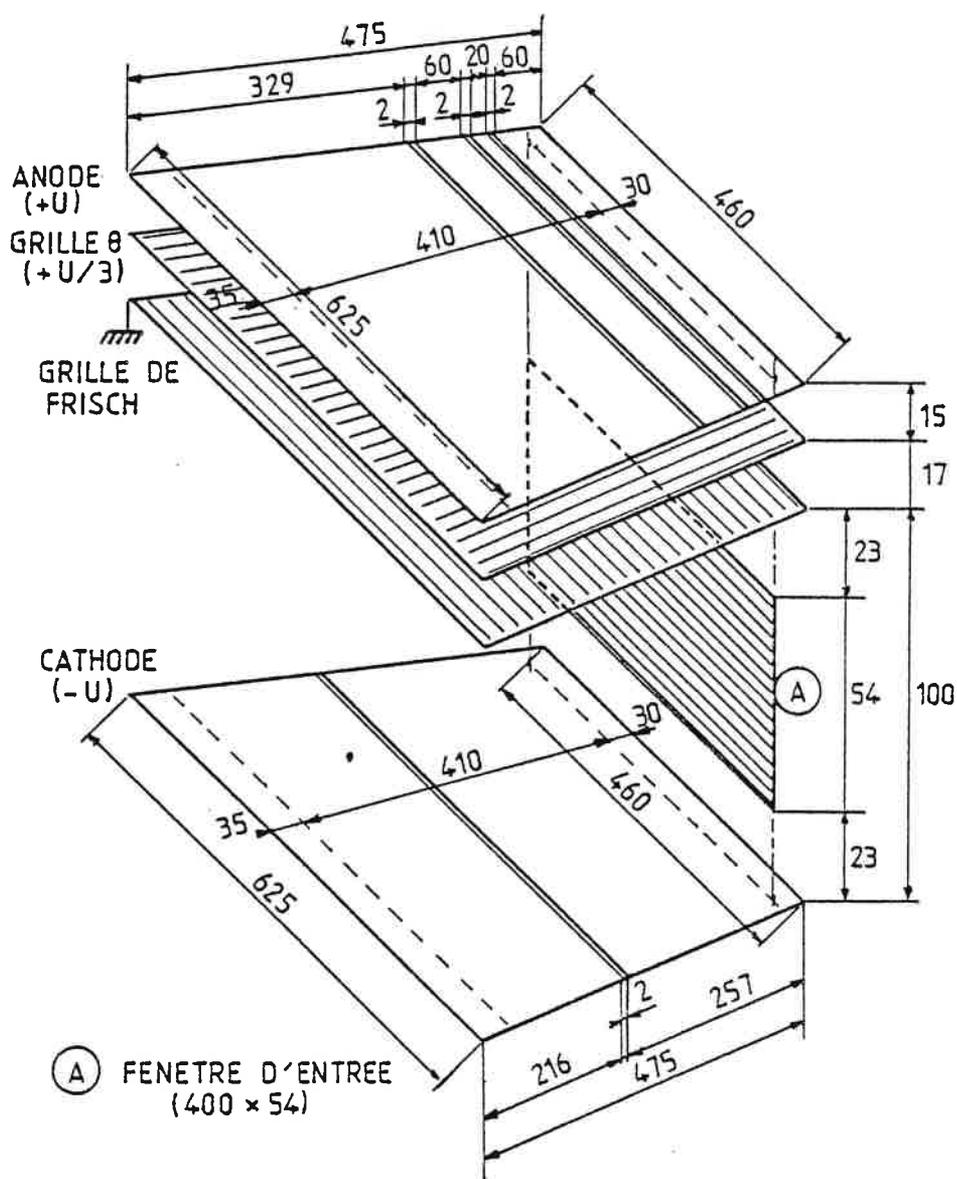


Fig.(I.1).5 - Schéma de la chambre d'ionisation.

Le signal "start" nécessaire pour mesurer le temps de vol de la particule est le signal induit sur la cathode par les ions positifs créés au passage de la particule.

Les chambres d'ionisation du type de celle que nous avons utilisée, servent habituellement à identifier le numéro atomique, Z , de la particule détectée. Celui-ci est déterminé en combinant la perte d'énergie, ΔE , dans une portion de la chambre (proportionnelle à mZ^2/E) et l'énergie totale, E , des produits arrêtés dans le gaz. Cependant, ces chambres ne permettent qu'une identification en Z grossière de produits aussi lourds que des fragments de fission. Nous n'avons donc utilisé la notre que pour mesurer l'énergie des fragments qui, avec la masse déterminée grâce au temps de vol permettra de sélectionner les événements de fission.

b) Le détecteur à plaques parallèles à localisation (fig.(I.1).6))

Ce détecteur, mis au point à Saclay par C. Mazur et M. Ribrag [MR 83] permet de mesurer l'angle d'émission dans le plan et hors plan du fragment de fission en coïncidence avec celui détecté dans le télescope temps de vol. Il consiste en une cathode commune placée entre deux plans de fils perpendiculaires servant d'anodes. Dans ce détecteur circule un gaz sous faible pression (en général 6 à 7 torrs d'isobutane). Entre les fils sont intercalées des lignes à retard, de sorte que, lors du passage d'une particule chargée, les électrons collectés sur un fil donne un signal à chacune des deux extrémités de la ligne à retard. La différence de temps entre ces deux signaux permet de connaître le numéro du fil touché et donc la position de la particule détectée. La surface active de ce détecteur est d'environ 100 cm². Il était placé à 20 cm de la cible dans toutes les expériences et donc couvrait à peu près 27° dans le plan et hors plan. Les fils étaient séparés de 2,6 mm ce qui correspond à une résolution angulaire de 0,75°. Un aimant avait été placé devant le détecteur afin de dévier les électrons créés lors du passage du faisceau dans la cible qui perturbent le bon fonctionnement du PPD. Afin de couvrir toute la corrélation angulaire entre les fragments de fission, le PPD était mobile dans le plan horizontal. Les angles minimal et maximal de détection dans le plan, θ_{4min} et θ_{4max} , sont indiqués pour chaque expérience dans le tableau (II.1).1. Deux positions successives du PPD présentaient toujours un recouvrement, afin d'assurer une normalisation correcte de la corrélation angulaire.

Les 24 détecteurs étaient disposés parmi les 75 alvéoles d'un ensemble mécanique couvrant une ouverture de 18° dans le plan vertical et 53° dans le plan horizontal. La disposition choisie était différente pour les deux expériences mettant en jeu l'hodoscope et est représentée sur la fig. (I.1).7. Les détecteurs sont isolés du vide de la chambre à réaction par une feuille de titane de 0,1 mm d'épaisseur. Une bride étanche assure le passage du faisceau dans une alvéole choisie (représentée par un cercle sur la fig.(I. 1).7) selon la configuration expérimentale voulue.

GANIL 35 MeV/u

1	6	11	15	20										
2	7		16	21										
3		o		22				17	8	12			13	
4	9		18	23										
5	10	14	19	24										

SARA 19.6 MeV/u

1	6	11	15	20										
2	7	12	16	21										
3	8	o	17	22										
4	9	13	18	23										
5	10	14	19	24										

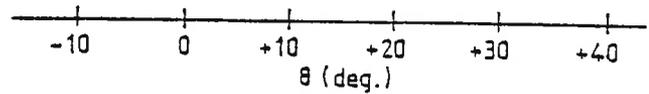


Fig.(I.1).7 - Disposition des 24 cellules de l'hodoscope parmi les 75 alvéoles disponibles. Le cercle représente le passage du faisceau.

I.1.3 Electronique. Acquisition des données

Le schéma de l'électronique de l'expérience réalisée à GANIL et utilisant la chambre d'ionisation est donné en exemple sur la fig.(I.1).8. Les signaux obtenus grâce aux détecteurs, après amplification et mise en forme sont convertis par des convertisseurs analogique-digital (ADC) ou temps-digital (TDC) selon leur nature. Ils sont ensuite enregistrés sur bande grâce à un calculeur MODCOMP (PDP11 à SARA). Dans cette expérience, l'acquisition était déclenchée par un événement dans la chambre d'ionisation. L'ordre d'analyse était donné par le signal de cathode de la chambre (voie maître moniteur (MM)), les signaux provenant des autres détecteurs étant enregistrés si le détecteur était touché (voies maîtres simples (MS)). Nous n'avons donc pas enregistré d'événements dans l'hodoscope en simple. Un mot de marquage permettait alors de connaître les détecteurs et en particulier les cellules de l'hodoscope touchées.

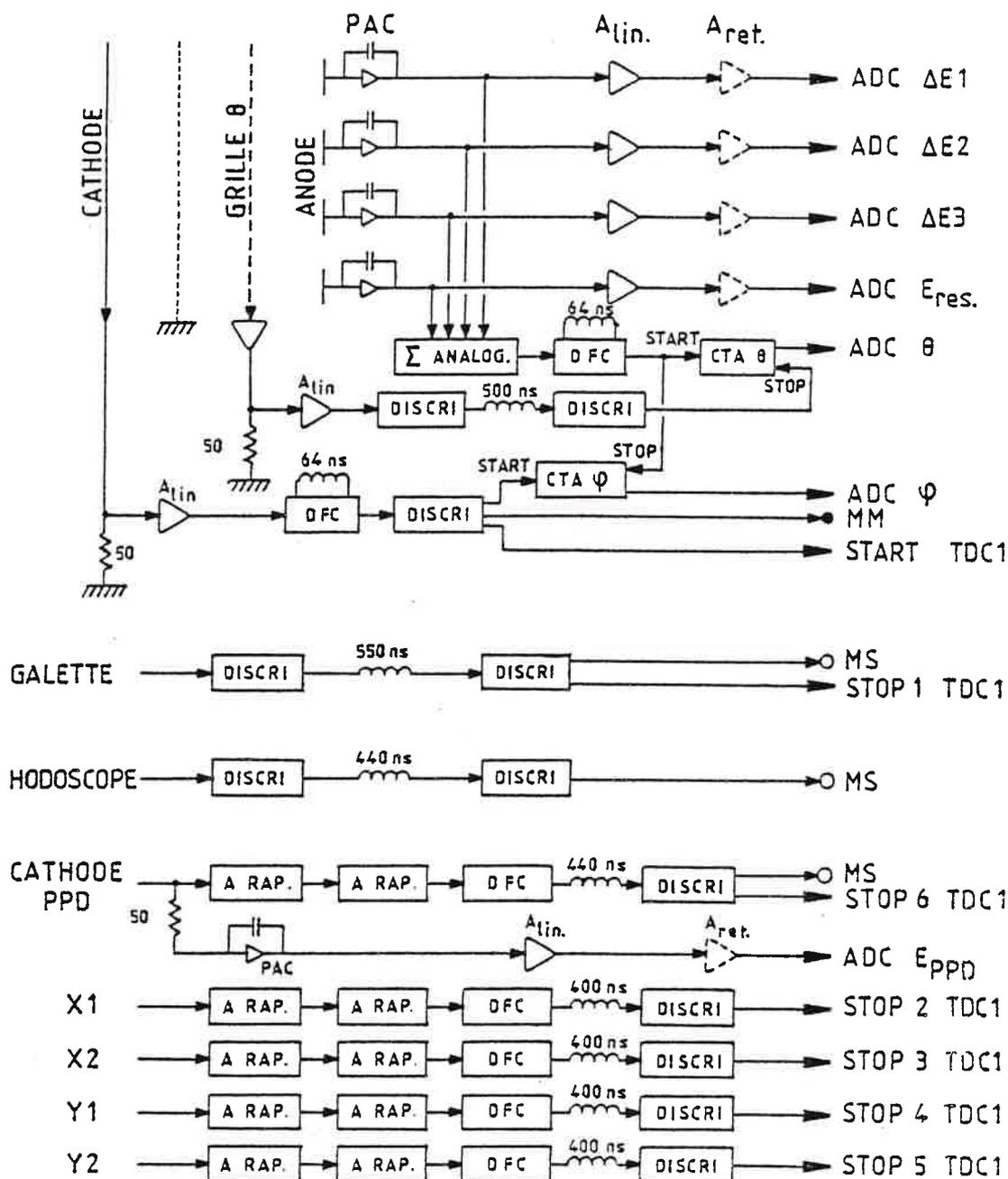


Fig. (I.1).8 - Schéma de l'électronique pour une expérience utilisant la chambre d'ionisation : DISCRI = discriminateur, A RAP = amplificateur rapide, DFC = discriminateur à fraction constante, A_{lin.} = amplificateur linéaire, A_{ret.} = amplificateur à retard, PAC = préamplificateur de charge. L'électronique détaillée de l'hodoscope n'est pas représentée sur ce schéma.

I.2 ANALYSE DES DONNEES

I.2.1 Etalonnages en énergie

Afin d'étalonner en énergie le détecteur de fragments de fission, nous avons utilisé une source de ^{252}Cf quel que soit le type du détecteur (jonction ou chambre d'ionisation).

a) Jonction

Nous avons adopté la méthode de Schmitt et Kicker [SKW 65]. Celle-ci permet de déterminer l'énergie E des produits détectés à partir du numéro de canal x à l'aide de la relation :

$$E = (A + A'M)x + (b + b'M) \quad (\text{I.2.1})$$

ou M est la masse du fragment mesuré

a, a', b, b' sont des coefficients déduits de la mesure de la position des deux pics du spectre en énergie du ^{252}Cf (x_L, x_M)

$$\begin{aligned} a &= \frac{24,0203}{x_L - x_M} & b &= 89,6083 - a x_L \\ a' &= \frac{0,03576}{x_L - x_M} & b' &= 0,1370 - a' x_L \end{aligned} \quad (\text{I.2.2})$$

b) Chambre d'ionisation

La chambre d'ionisation donne les pertes d'énergie dans les différents étages. Avant, donc, de déterminer l'étalonnage absolu permettant de connaître l'énergie, E , du fragment détecté, il faut trouver les gains relatifs de chaque ΔE_i , car la réponse de chacun d'entre eux à une même charge est différente. On a :

$$E = \sum_i \Delta E_i = \beta \sum_i q_i + \beta_0 \quad (\text{I.2.3})$$

L'énergie étant proportionnelle à la charge totale, $\sum_i q_i$, recueillie sur les anodes. Or :

$$q_j = \gamma_j x_j = \frac{1}{\alpha_j g_j} x_j \quad (I.2.4)$$

- où x_j est le numéro de canal délivré par le codeur (ADC)
 α_j est le gain du préamplificateur de charge (PAC)
 g_j est le gain de la chaîne amplificatrice.

Pour déterminer les coefficients γ_j il est nécessaire de réaliser trois manipulations :

i) (fig.(I.2).1a) En laboratoire, on injecte successivement la même charge, q , sur chaque étage, ΔE_j , dont les électrodes forment un condensateur, toutes les voies passant par la même chaîne d'amplification de gain, g . Le numéro de canal donné par le codeur est alors :

$$x_j^a = \alpha_j g q \quad (I.2.5)$$

ii) (fig.(I.2).1b) Les préamplificateurs de charge possèdent une entrée test par laquelle on peut injecter des charges par l'intermédiaire d'une capacité, C_j . On applique donc, en laboratoire, une même tension, V , en parallèle sur chaque capacité C_j , toutes les voies passant par la même chaîne d'amplification. A la sortie du codeur on a :

$$x_j^b = g \alpha_j C_j V \quad (I.2.6)$$

iii) (fig.(I.2).1c) Pendant l'expérience, on procède de la même façon qu'en b) mais chaque voie possède une chaîne amplificatrice différente. Chaque codeur délivre alors un numéro de canal :

$$x_j^c = g_j \alpha_j C_j V \quad (I.2.7)$$

On peut, dès lors, connaître les coefficients relatifs entre les différents étages :

$$\frac{\gamma_j}{\gamma_k} = \frac{x_j^b}{x_j^a x_j^c} \Bigg/ \frac{x_k^b}{x_k^a x_k^c} \quad (I.2.8)$$

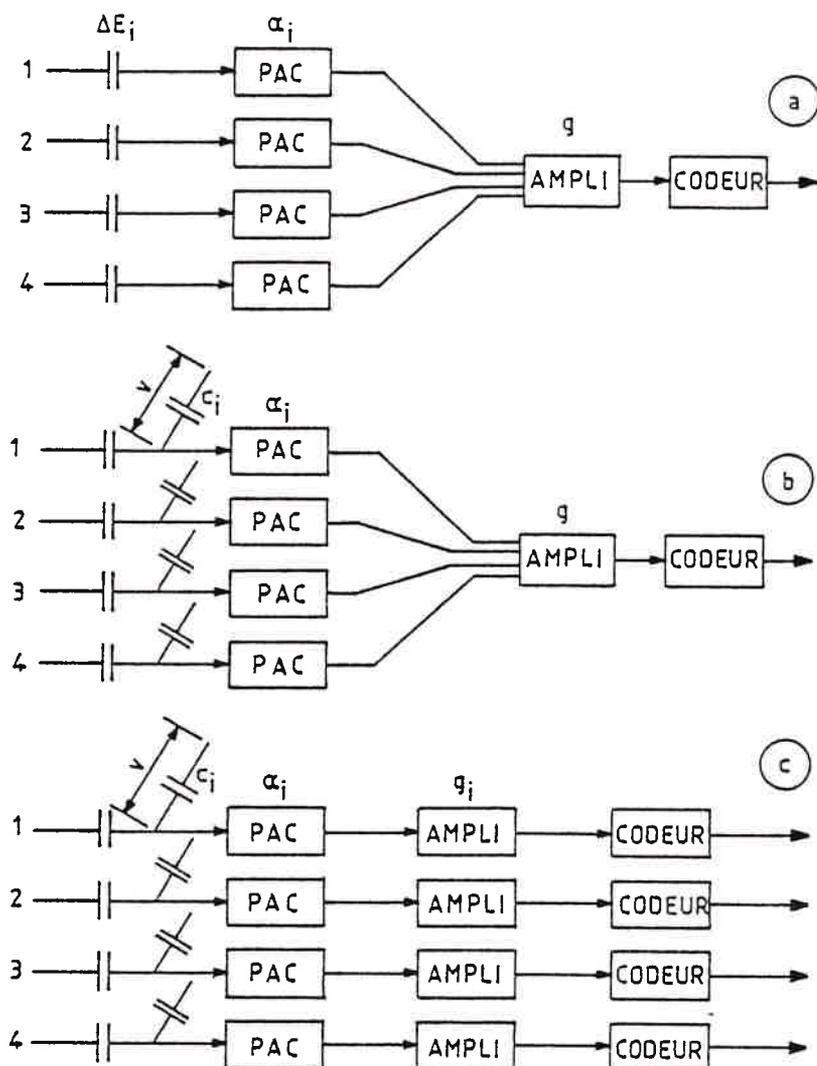


Fig.(I.2).1 - Détermination des gains relatifs de chaque étage de la chambre d'ionisation. Les explications sont données dans le texte.

Remarque : Ces trois étapes sont nécessaires parce qu'on ne peut pas, pendant l'expérience, injecter des charges directement sur les électrodes.

L'étalonnage absolu (coefficients β , β_0 de (I.2.3)) est alors établi à partir du spectre en énergie des produits de fission du ^{252}Cf , en tenant compte de la perte d'énergie des fragments dans les feuilles d'entrée de la chambre.

I.2.2 Etalonnages en temps de vol

Le temps de vol, t , est relié au numéro de canal, y , donné par le convertisseur temps-digital par la relation :

$$t = C y + t_0 \quad (I.2.9)$$

C est la pente du CTA donnée par le constructeur et peut être déterminée plus précisément en mesurant le déplacement d'un pic produit par un générateur, lorsqu'on introduit des retards calibrés dans la chaîne électronique.

La détermination de t_0 est beaucoup plus délicate, de fait nous avons employé des méthodes différentes selon les expériences.

i) Variation de la base de vol

Le temps de vol, t , d'une particule de masse m et d'énergie E satisfait

$$\frac{1}{2} m \frac{\lambda^2}{t^2} = E \quad (I.2.10)$$

où λ est la base de vol.

On considère un spectre temps de vol présentant un pic suffisamment pointu pour que l'on puisse déterminer le canal correspondant à son maximum, y_1 . On modifie la longueur de la base de vol et on note la nouvelle valeur du canal correspondant au maximum du pic, y_2 .

D'après (I.2.10) on a :

$$\frac{t_1^2}{\lambda_1^2} = \frac{2E}{m} = \frac{t_2^2}{\lambda_2^2} \quad (I.2.11)$$

d'où :

$$\begin{aligned} C y_1 + t_0 &= A \lambda_1 \\ C y_2 + t_0 &= A \lambda_2 \end{aligned} \quad \text{avec } A = \sqrt{\frac{2E}{m}} \quad (I.2.12)$$

donc :

$$t_0 = C \frac{y_1 \lambda_2 - y_2 \lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \quad (I.2.13)$$

Cette méthode a été employée lors de l'expérience ^{20}Ne (30 MeV/u) à SARA. Elle est peu pratique car les bases de vol λ_1 , λ_2 doivent être suffisamment différentes pour que la relation (I.2.13) donne t_0 avec une précision satisfaisante, sans toutefois que l'une soit trop petite, auquel cas la détermination du canal correspondant au maximum du pic est difficile, car les spectres sont alors très larges.

ii) Etalonnage avec du ^{252}Cf

Cette méthode consiste à calculer le temps de vol des fragments de fission du ^{252}Cf , connaissant théoriquement leur masse et leur énergie, en utilisant (I.2.10). La mesure de y pour un pic du spectre temps de vol permet alors, d'après (I.2.9), de déduire t_0 . Les problèmes liés à cette méthode sont la faible statistique obtenue avec les sources habituelles de ^{252}Cf lorsque la base de vol est grande, et la précision sur la détermination de y . Ce type d'étalonnage a servi lors de l'expérience ^{40}Ar (35 MeV/u) à GANIL.

iii) Comparaison à la fission séquentielle de l'uranium

Nous avons vu au paragraphe I.1. qu'à la limite où l'angle de corrélation entre les deux fragments de fission vaut 180° le taux d'impulsion transférée est quasiment nul. Lorsque la cible est de l'uranium, on observe tout de même des événements pour des valeurs de θ_{fold} voisines de 180° . Ils sont dus à la fission séquentielle de l'uranium, c'est-à-dire à la fission de la cible ou de la quasi-cible après une réaction inélastique ou profondément inélastique. On observe d'ailleurs généralement deux composantes dans les corrélations angulaires : l'une due à la fission séquentielle, l'autre à la fusion incomplète avec les cibles d'uranium et dans une moindre proportion avec l'Au. En sélectionnant les événements ayant $\theta_{\text{fold}} \approx 180^\circ$, on doit retrouver la distribution en masse associée à la fission, quasiment froide de la cible d' ^{238}U . On peut alors ajuster la valeur de t_0 afin de placer le centroïde de la distribution de masse expérimentale à la valeur attendue $\bar{M} = 117 \text{ u}$ [VH 73].

La calibration sur la fission séquentielle de l'uranium a été utilisée pour les expériences ^{40}Ar à 20 et 44 MeV/u. Cette méthode a l'avantage d'être très simple, cependant elle n'est pas très précise, car, elle utilise l'étalonnage en énergie pour calculer la masse. D'autre part, le nombre de coups obtenus en sélectionnant une tranche en θ_{fold} est généralement faible, enfin, on n'est pas sûr que la fission de l'uranium après réaction avec un projectile lourd de grande énergie soit vraiment identique à la fission induite par neutrons thermiques.

On constate finalement, que quel que soit le choix fait pour l'étalonnage on ne doit pas s'attendre à une très grande précision sur la mesure des

masses des fragments. La précision relative $\Delta M/M$ estimée est de l'ordre de 10 à 15 %.

I.2.3 Etalonnage en angle du détecteur à plaques parallèles

La fig.(I.2).2 montre un spectre caractéristique du PPD. Les différents fils sont parfaitement séparés. On peut donc associer à chaque événement détecté les numéros des fils touchés. Donc, connaissant exactement la position du milieu du détecteur, on peut déterminer l'angle dans le plan et hors plan de la particule par rapport à la direction du faisceau. La résolution angulaire est simplement due à l'écart entre les fils, ici 2,6 mm, ce qui correspond à $\Delta\theta = 0,74^\circ$. Le nombre de coups correspondant à une position donnée doit être corrigé pour tenir compte du fait que le détecteur est plan et non une portion de sphère. La distance de la cible au détecteur dépend en effet du point du détecteur touché.

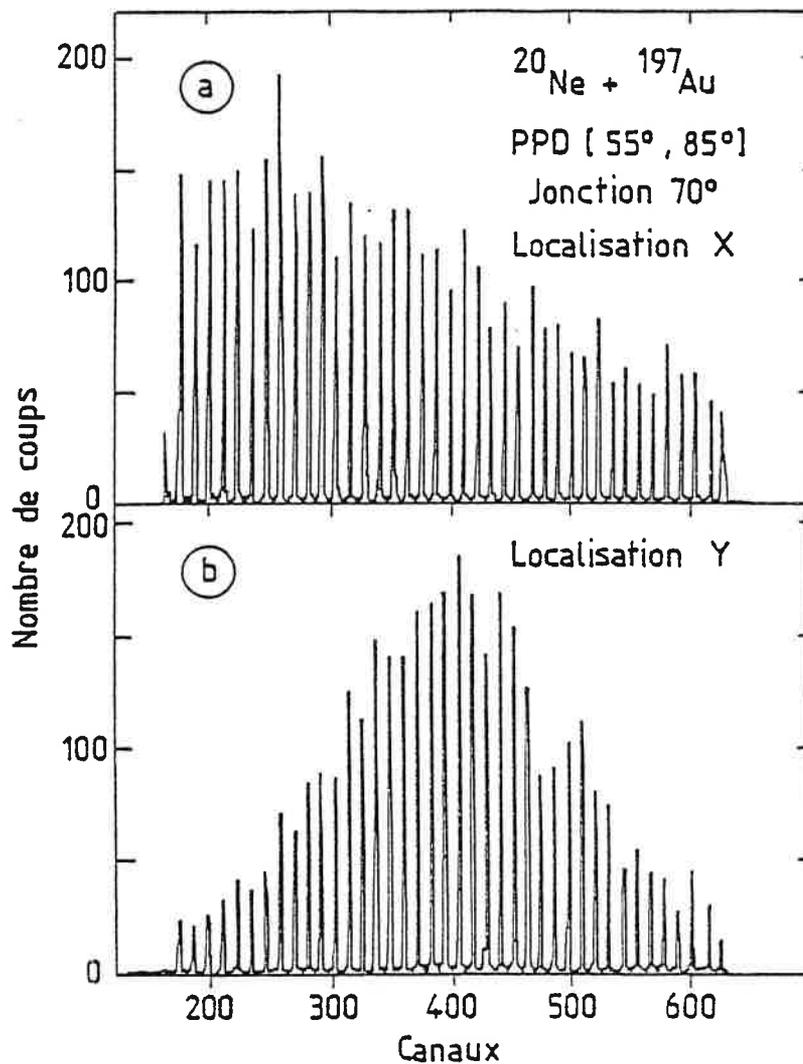


Fig.(I.2).2 - Spectres obtenus avec le détecteur à plaques parallèles et donnant la position dans le plan (x) et hors plan (y).

I.2.4 Etalonnage de l'hodoscope

Pour les photomultiplicateurs placés les plus à l'avant le temps de vol était étalonné sur le pic de diffusion élastique. Ceux situés à l'arrière de l'angle d'effleurement étaient étalonnés grâce à un générateur d'impulsions lumineuses : on envoie une même impulsion lumineuse sur un photomultiplicateur à étalonner et sur un autre déjà étalonné ce qui permet par comparaison de connaître la calibration du premier. La mesure du temps de vol permet de connaître la vitesse et donc l'énergie par nucléon des particules.

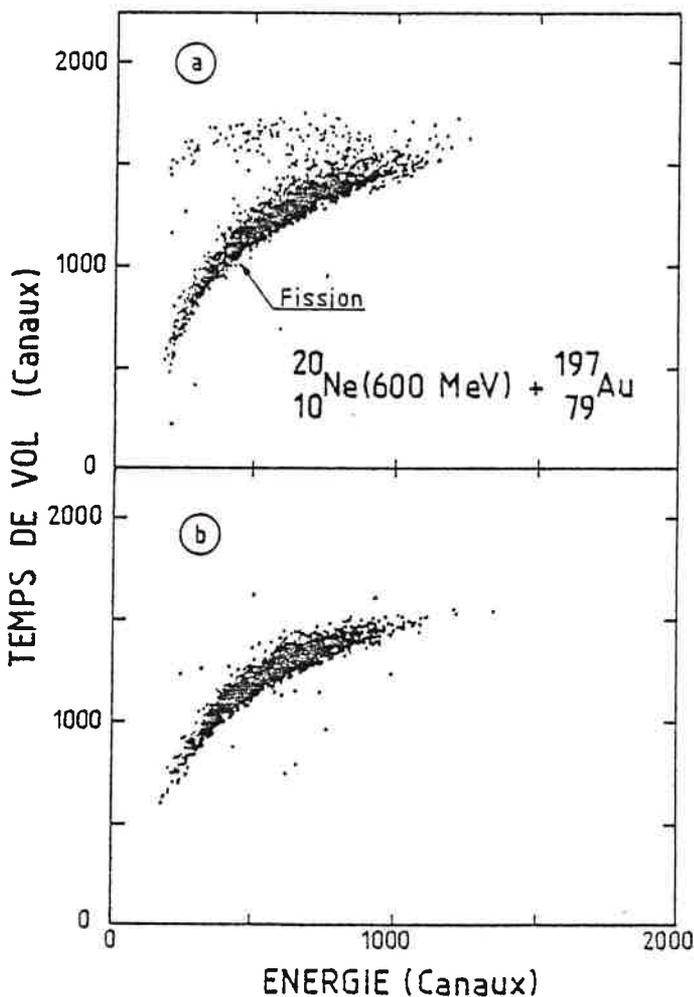


Fig.(I.2).3 - Représentation bidimensionnelle énergie-temps de vol des événements détectés dans la jonction lors de l'expérience Ne + Au à 30 MeV/u. (a) en simple, (b) en exigeant la coïncidence avec le détecteur à plaques parallèles dans la position 70°.

I.2.5 Sélection des événements de fission

La fig.(I.2).3a représente le spectre bidimensionnel E-t obtenu dans le télescope temps de vol, placé à 70°, lors de l'expérience ${}^{20}\text{Ne}$ (30 MeV/u) + ${}^{197}\text{Au}$. On y voit deux zones : l'une rassemble la majeure partie de la section efficace et d'après les valeurs trouvées pour la masse et l'énergie, peut être associée à des fragments de fission. L'autre, aux alentours du canal 1700 en ordonnée, correspond à des ions plus rapides (la pente du TDC est négative) et plus légers que des produits de fission. Lorsque l'on exige la coïncidence entre le télescope et le PPD, on constate (fig.(I.2).3b) que seuls subsistent les événements de fission dans le cas où le PPD est positionné à un angle où, d'après la cinématique de la fusion complète ou incomplète, on peut s'attendre à

observer le deuxième fragment de fission. Ceci signifie que les produits légers et rapides détectés dans le télescope sont en coïncidence soit avec des fragments assez lourds émis vers des angles plus à l'avant que ceux couverts par le PPD, soit avec des particules légères qui ne déclenchent pas le PPD. L'efficacité de celui-ci peut en effet être considérée comme quasiment nulle pour des ions de Z inférieures à 7 ou 8.

La condition de coïncidence n'est pas toujours suffisante pour sélectionner les événements de fission, en particulier, dans le cas des expériences avec un projectile d' ^{40}Ar . On a donc été amené à faire des coupes dans les spectres bidimensionnels E-t, comme cela est illustré sur la fig.(I.2). 4b, afin de ne retenir que les produits ayant une énergie et une masse compatible avec celles de fragments de fission.

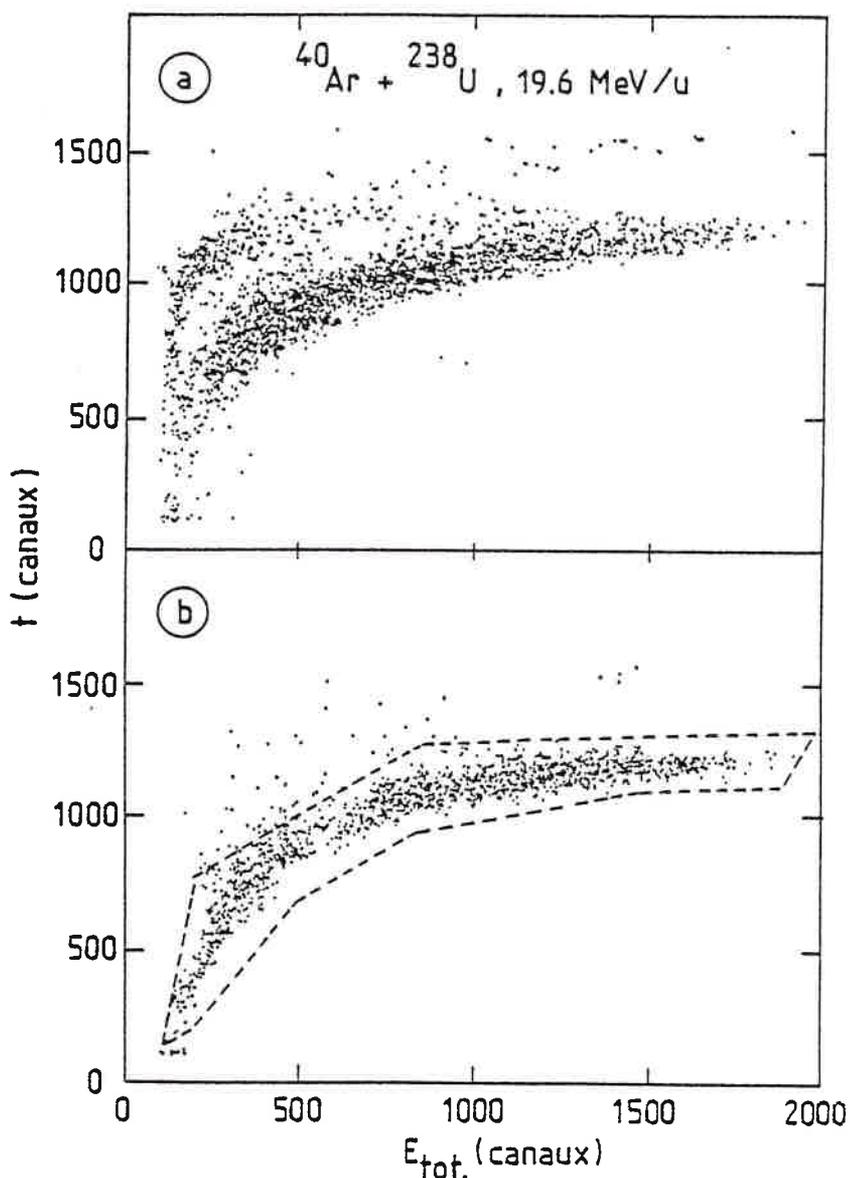


Fig.(I.2).4 - Idem fig.(I.2).3 mais pour le système Ar + Au à 19,6 MeV (a) en simple, (b) en coïncidence avec le PPD à 41°. Le contour permet de sélectionner les événements de fission.

Remarque : Lorsque l'on impose la coïncidence avec le PPD dans une position très vers l'avant, on distingue quelquefois deux composantes dans les spectres en énergie et en masse (on peut d'ailleurs le voir avec quelques difficultés sur la fig.(I.2).4b) du fragment détecté dans le télescope temps de vol. Cela est dû au fait que dans cette position extrême du PPD (correspondant à la queue de la corrélation angulaire entre les fragments de fission) on sélectionne des événements de fission asymétrique.

I.2.6 Influence de l'angle solide de la chambre d'ionisation sur les corrélations angulaires

Les expériences à 19,6 et 35 MeV/u utilisaient la chambre d'ionisation pour la détection des fragments de fission. L'angle solide de détection était donc beaucoup plus grand que dans le cas d'une jonction. Nous avons donc vérifié que cela n'entraînait pas de distorsion sur les corrélations angulaires. La fig.(I.2).5 montre donc la corrélation angulaire pour quatre tranches en angle θ_3 de la chambre dans le cas du système Ar + Au à 19,6 MeV/u. On constate que la forme et le lieu des pics sont semblables quel que soit θ_3 . En fait pour une valeur de ρ donné, θ_{fold} dépend de θ_3^{cm} , angle de détection dans le système du centre de masse. En effet, on a (cf. fig.(I.1).2) :

$$tg\theta_3^{lab} = \frac{\sin\theta_3^{cm}}{\cos\theta_3^{cm} + K} \quad (I.2.14) \quad \text{avec} \quad K = \frac{V_{cm}}{V_3} \quad (I.2.15)$$

et :

$$tg\theta_4^{lab} = \frac{\sin\theta_3^{cm}}{-\cos\theta_3^{cm} + K} \quad (I.2.16) \quad \text{puisque} \quad \vec{V}_4^{cm} = -\vec{V}_3^{cm}$$

d'où :

$$tg\theta_{fold} = tg(\theta_3^{lab} + \theta_4^{lab}) = \frac{tg\theta_3^{lab} + tg\theta_4^{lab}}{1 - tg\theta_3^{lab} tg\theta_4^{lab}} \quad (I.2.17)$$

soit :

$$tg\theta_{fold} = \frac{K}{K^2 - 1} \sin\theta_3^{cm} \quad (I.2.18)$$

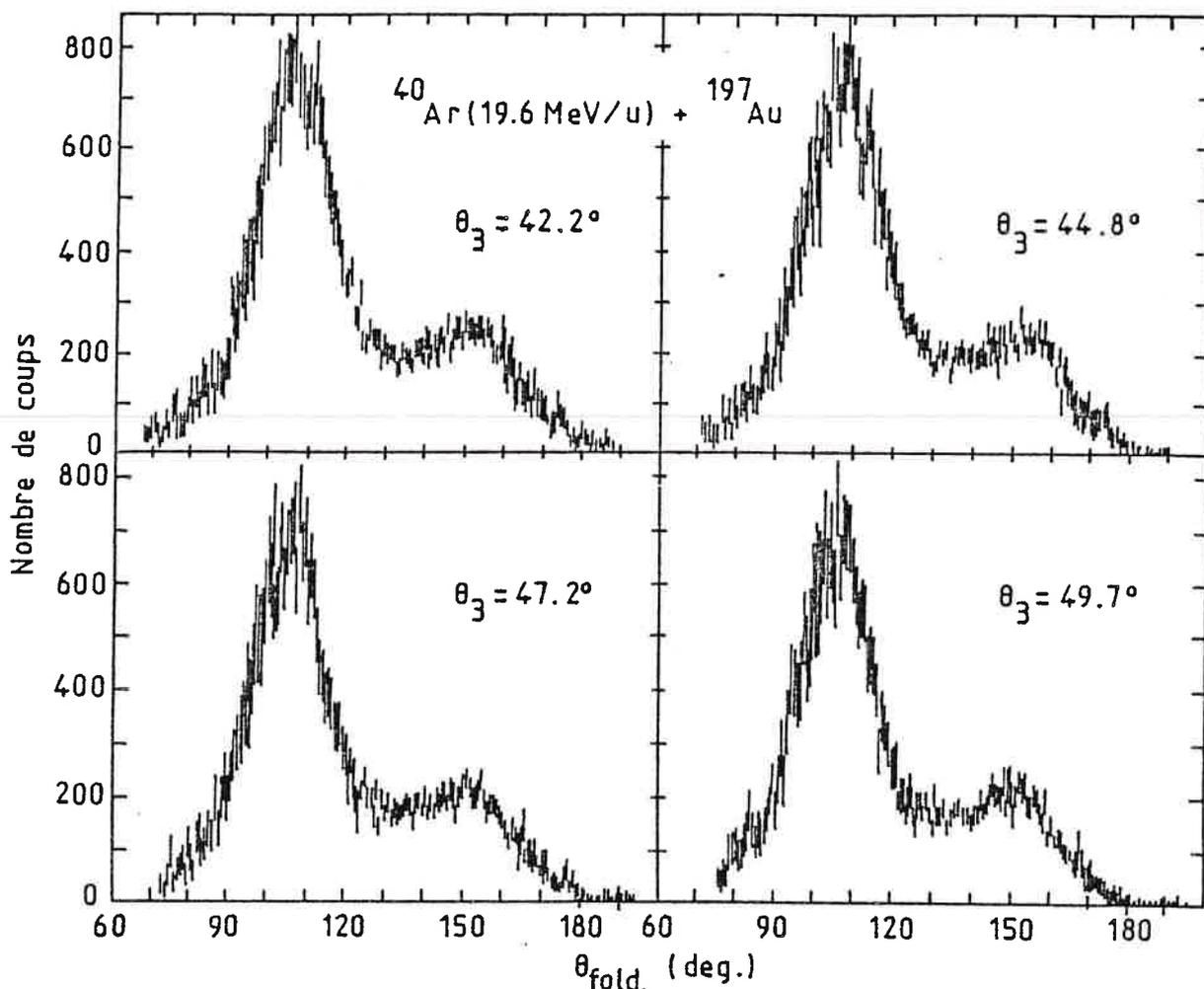


Fig.(I.2).5 - Corrélacion angulaire pour le système Ar + Au, pour différentes tranches, $\Delta\theta_3 = 2,5^\circ$, de la chambre d'ionisation.

La fig.(I.2).6 montre l'évolution de θ_{fold} avec θ_3^{cm} pour différentes valeurs de K. Il apparaît que pour θ_3^{cm} variant peu autour de 90° , θ_{fold} reste pratiquement constant. C'est notre cas puisque pour ce système pour lequel $\rho = 0,85$ (comme on le verra par la suite), $K = 0,61$ et $\theta_3^{\text{cm}} = 71^\circ$. Cela explique pourquoi la distribution en θ_{fold} ne change pas quand θ_3 varie sur l'ouverture de la chambre. On peut donc sommer les contributions des différentes tranches, sans tenir compte d'un Jacobien. Cela s'applique de la même façon au système Ar + Au à 19,6 et 35 MeV/u.

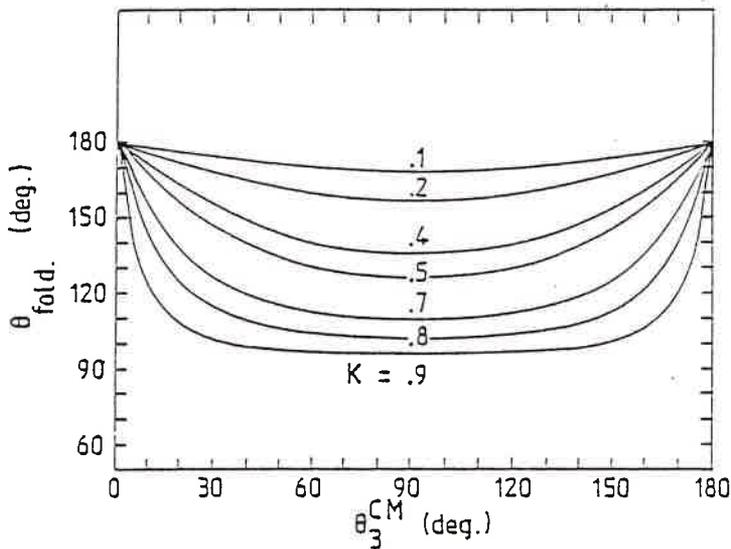


Fig.(I.2).6 - Angle de corrélation, θ_{fold} , en fonction de l'angle de détection du premier fragment de fission, dans le système du centre de masse, θ_3^{CM} , pour différentes valeurs du rapport $K = V_{\text{CM}}/V_3^{\text{CM}}$.

I.2.7 Analyse des particules légères détectées dans l'hodoscope

Les résultats présentés ici ne concernent que les expériences à 20 et 35 MeV/u. Le signal de déclenchement du temps de vol de l'hodoscope était donné par la détection d'un fragment dans la chambre d'ionisation. Les fragments de fission étaient sélectionnés de la façon décrite précédemment. En conséquence tous les résultats qui suivent concernent des particules légères chargées émises en coïncidence avec au moins un fragment de fission.

Sur la fig.(I.2).7 on peut voir un spectre bidimensionnel caractéristique représentant l'énergie perdue dans le scintillateur en fonction du temps de vol de la particule, à 35 MeV/u, pour une cellule de l'hodoscope. On constate que deux régions peuvent être clairement séparées : elles correspondent aux particules de numéro atomique $Z=1$ et $Z=2$. Du fait de la trop faible résolution, les autres Z ne peuvent être identifiés. Cependant, nous avons choisi arbitrairement de partager la région $Z > 3$ en deux zones ; la coupure entre les deux a été estimée correspondre à $Z=8 \pm 1$. Par la suite, nous nous intéresserons à quatre types de particules : celles de $Z=1$, celles de $Z=2$, et dans l'expérience à 35 MeV/u celles de Z intermédiaires $3 < Z < 8$ et les quasi-projectiles, $Z > 8$, la distinction étant impossible à 20 MeV/u. La sélection se fait en définissant des zones sur la fig. (I.2).7. Le temps de vol nous donne la vitesse des particules et donc l'énergie par nucléon de celles-ci. Pour des temps de vol supérieurs à 25 ns, les particules sont complètement arrêtées dans le scintillateur ; il est donc impossible de séparer les valeurs de Z . Ceci produit un seuil à 16 MeV/u. La traînée que l'on peut observer aux très faibles valeurs de ΔE est produite par les γ dus à la diffusion du faisceau sur les bords du trou d'extraction du faisceau.

Il est à noter que nous ne connaissons pas la masse des particules car nous ne mesurons pas leur énergie totale. Nous ne pourrions donc pas distinguer les deutons, tritons des protons ou les ^3He des alphas.

I.3 ETUDE DETAILLEE D'UN EXEMPLE

^{20}Ne (30 MeV/u) + ^{197}Au , ^{209}Bi

Cette expérience [LNT 83] est la première que nous avons réalisée sur le transfert incomplet d'impulsion. Les résultats seront analysés en détail, en particulier, les distributions en masse et en énergie des fragments de fission seront comparées à ce que prévoit une simulation numérique de type Monte-Carlo.

1.3.1 Corrélation angulaire des fragments de fission

a) Construction

Le détecteur à plaques parallèles donne la localisation, grâce aux plans de fils perpendiculaires, du fragment coïncidant avec un fragment de fission dans le télescope temps de vol.

Connaissant le lieu d'un événement sur le PPD, nous voulons déduire l'angle de corrélation entre les fragments. Pour cela nous avons défini deux angles d'Euler θ_4 et ϕ_4 pour repérer la direction, z'' , du fragment (fig.(I.3).1b) de la façon suivante : le plan xOz étant le plan contenant la direction du faisceau Oz et la direction OT passant par le centre du télescope, on effectue une rotation d'angle θ_4 ($0 \leq \theta_4 < 2\pi$) autour de l'axe Oz , $R_y(\theta_4)$, on passe donc alors de $(Ox y z)$ à $(Ox' y' z')$ puis on effectue une rotation d'angle ϕ_4 ($-\pi/2 \leq \phi_4 \leq +\pi/2$) autour de x' , $R_{x'}(\phi_4)$. On a donc :

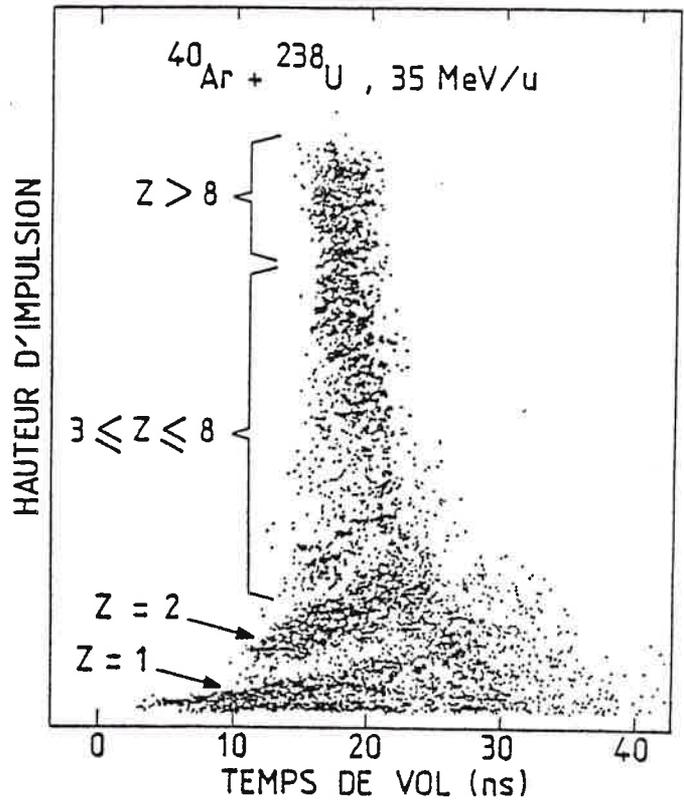


Fig.(I.2).7 - Représentation bidimensionnelle des événements détectés dans l'hodoscope en fonction de la hauteur d'impulsion et du temps de vol.

corrélacion plus grand que pour le transfert complet. La valeur la plus probable de l'angle de corrélation est à peu près $\tilde{\theta}_{fold} = 130^\circ$. D'après (I.1.6) ceci correspond à un taux d'impulsion transférée le plus probable :

$$\tilde{\rho} = 0,77.$$

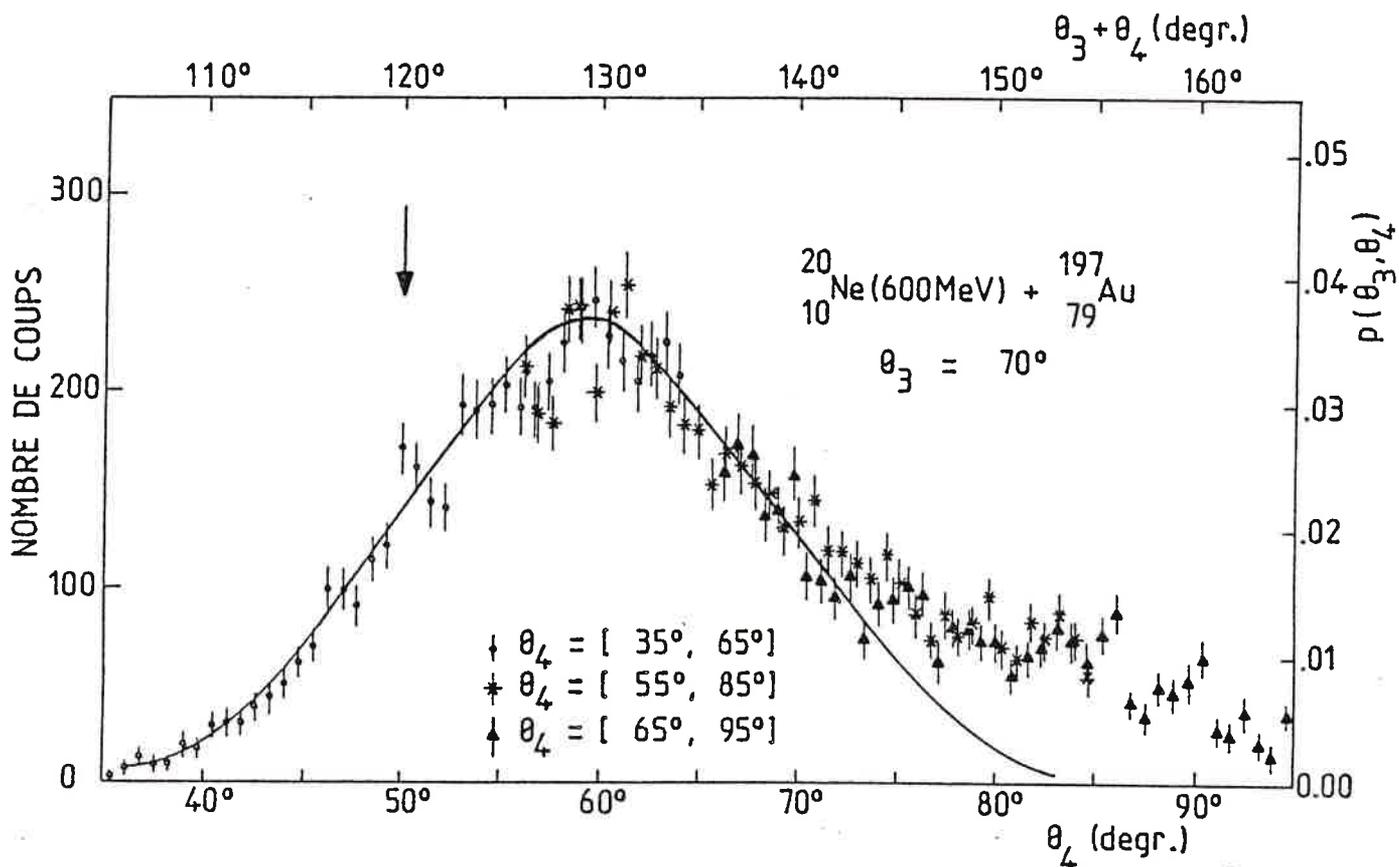


Fig.(I.3).2 - Corrélacion angulaire dans le plan des fragments de fission pour le système Ne + Au à 30 MeV/u. La fonction $\rho(\theta_3, \theta_4)$, et les angles θ_3 et θ_4 sont définis dans le texte. La flèche indique le transfert complet d'impulsion.

On remarque aussi sur la fig.(I.3).2, une queue s'étendant vers les grands angles. Elle est due à la fission séquentielle de la cible d'Au. On peut constater que cette contribution est encore plus importante dans le cas de la cible de ^{209}Bi (fig.(I.3).3), corps plus fissile que l' ^{197}Au .

Une distribution hors plan des fragments de fission est présentée sur la fig.(I.3).4 pour le système Ne + Au et pour une position du détecteur à plaques parallèles. Elle est, comme on peut s'y attendre pour un processus

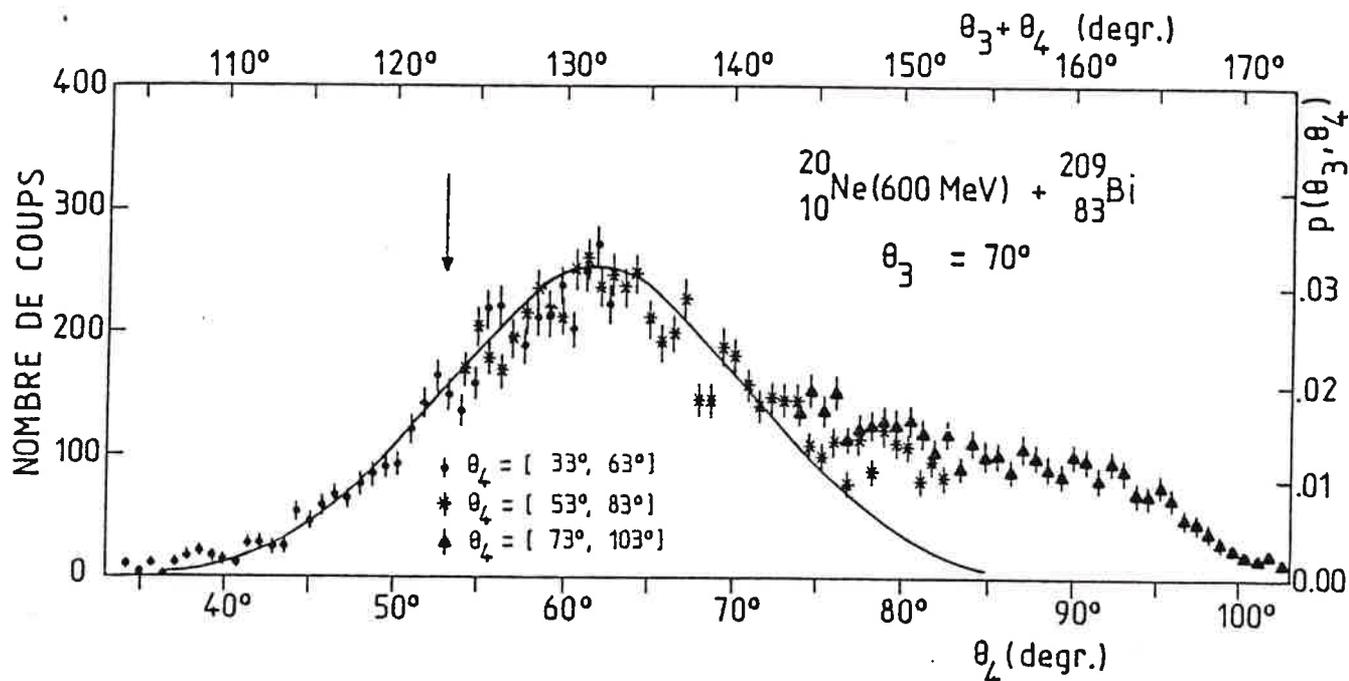


Fig.(I.3).3 - Idem fig.(I.3).2 mais pour le système Ne + Bi.

binaire, centrée dans le plan de réaction. Les déviations standard, σ_ϕ , correspondant aux différentes positions du PPD sont données dans le tableau (I.3).1. On remarquera une légère variation de la largeur σ_ϕ avec l'angle de détection des fragments. σ_ϕ diminue quand θ_4 augmente. Ceci est aisément compris par le fait que quand l'angle de corrélation augmente, le taux d'impulsion transférée correspondant diminue, et donc l'énergie d'excitation, qui est essentiellement responsable de la largeur en ϕ (on

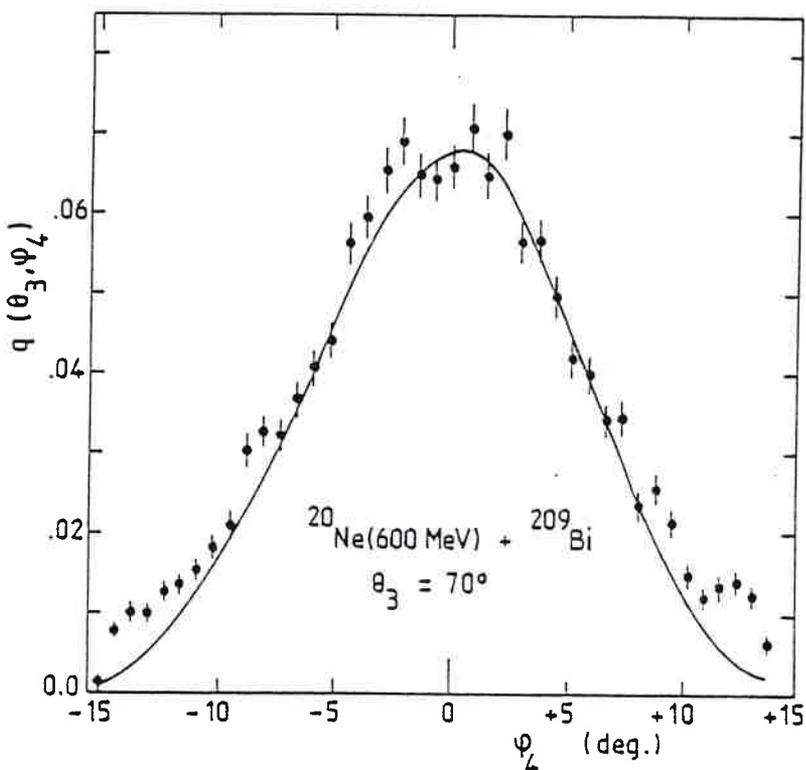


Fig.(I.3).4 Distribution hors plan des fragments de fission détectés dans le PPD à 78° en coïncidence avec le télescope temps de vol à 70° .

le verra plus loin, dans le paragraphe concernant la simulation par Monte-Carlo), décroît aussi.

Il faut noter qu'il est important de mesurer la totalité de la distribution hors plan des fragments. En effet, si on effectue une mesure ponctuelle dans le plan de réaction, la corrélation angulaire dans le plan obtenue peut être modifiée si σ_ϕ varie beaucoup avec θ_{fold} . Enfin, on peut remarquer que l'on a bien couvert toute la corrélation de fission à la fois dans le plan et hors plan et que la fusion incomplète a bien été sélectionnée puisque les distributions retombent à 0.

I.3.2 Spectres en énergie et en masse

Les figs.(I.3).5 et (I.3).6 montrent respectivement les distributions en énergie et en masse des fragments détectés dans le télescope en coïncidence avec un fragment dans le PPD, les événements provenant

Tableau (I.3).1

Variance, σ_ϕ , des distributions hors plan des fragments de fission, détectés dans le PPD à différentes positions

Cible	Position PPD	σ_ϕ
^{197}Au	35-65°	6,4°
	55-85°	6,3°
	65-95°	5,9°
^{209}Bi	33-63°	6,4°
	53-83°	6,2°
	73-103°	5,6°

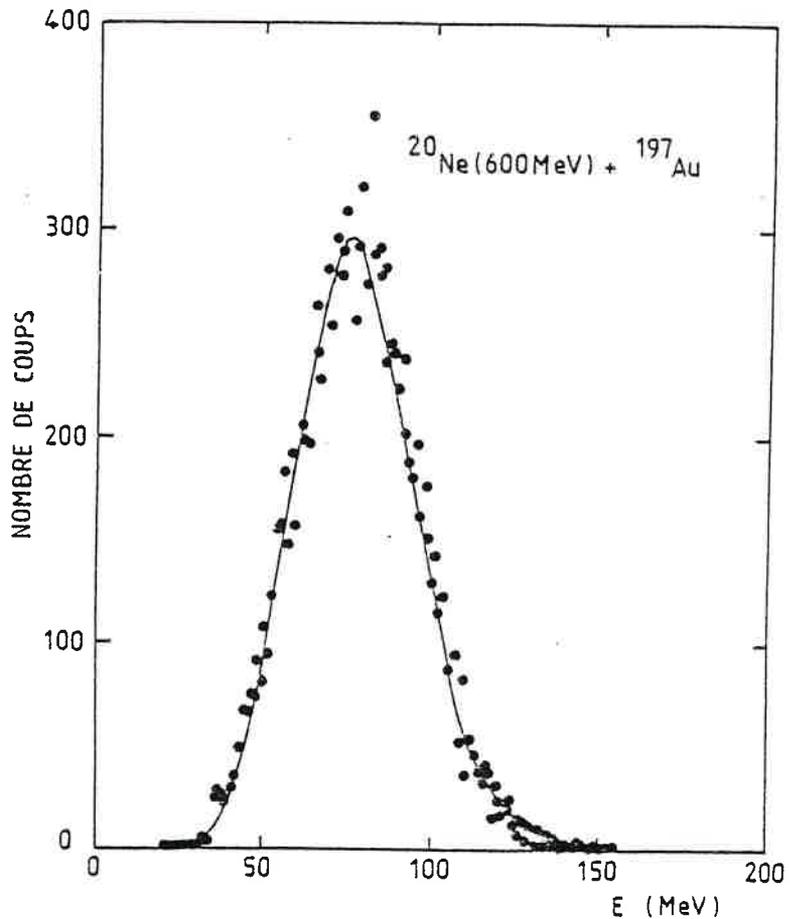


Fig.(I.3).5 - Distribution en énergie des fragments de fission détectés dans le télescope temps de vol. La courbe est le résultat de la simulation numérique décrite dans le texte.

la fission séquentielle de la cible ayant été soustraits. Les valeurs les plus probables de ces distributions sont données dans le tableau (I.3).2 pour les deux cibles. Ce sont bien des valeurs caractéristiques de fragments de fission. Une discussion plus détaillée aura lieu au paragraphe I.3.4.

I.3.3 Sections efficaces

Connaissant le nombre de particules incidentes grâce à un intégrateur, nous pouvons calculer la section efficace de fission moyennant l'hypothèse que les fragments de fission ont une distribution angulaire dans le système du centre de masse en $1/\sin\theta_{cm}$. La part due à la fission séquentielle a été estimée grâce à la corrélation angulaire. Les résultats sont donnés dans le tableau (I.3).2. Pour les systèmes aussi lourds que ceux que nous étudions, on peut assimiler les sections efficaces de fusion incomplète et celles de fission car la probabilité que le système composite formé se dés- excite par la voie des résidus d'évaporation est négligeable.

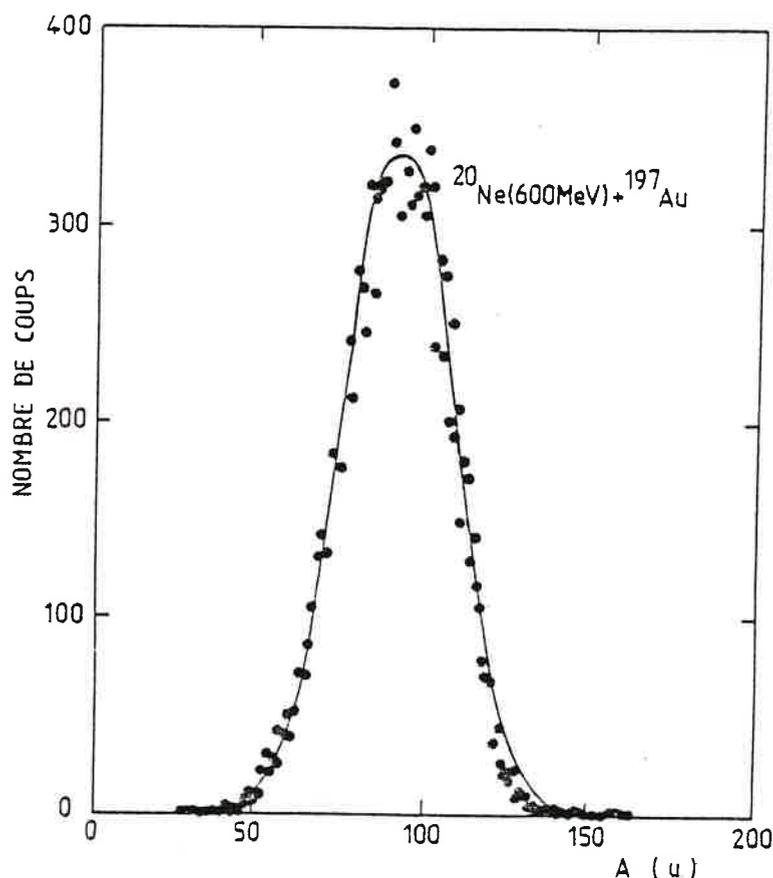


Fig.(I.3).6 - Distribution en masse.

Tableau (I.3).2

Energie et masse moyennes des produits de fission après fusion incomplète, section efficace de fusion incomplète et valeur la plus probable du taux d'impulsion transférée

Cible	E (MeV)	M (u)	σ_{fus} (mb)	$\tilde{\rho}$
^{187}Au	77	90	1600 ± 320	0,77
^{209}Bi	84	96	2200 ± 450	0,80

Si l'on suppose, dans le cadre du modèle de coupure franche et de la décomposition en ondes partielles, que la fusion (complète ou incomplète) se produit pour les valeurs les plus faibles du moment angulaire, λ , on a :

$$\sigma_{\text{fus}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\lambda=0}^{\lambda_{\text{cr}}} (2\lambda+1) = \frac{\pi}{k^2} (\lambda_{\text{cr}}+1)^2 \quad (\text{I.3.5})$$

où σ_{fus} est la section efficace de fusion complète ou incomplète,
 λ_{cr} est le moment angulaire critique, correspondant à celui de la dernière onde partielle conduisant à la fusion.

Donc d'après (I.3.5) : $\lambda_{\text{cr}} = \begin{matrix} 154 \pm 15 & \text{pour le système Ne + Au} \\ 182 \pm 18 & \text{pour le système Ne + Bi.} \end{matrix}$

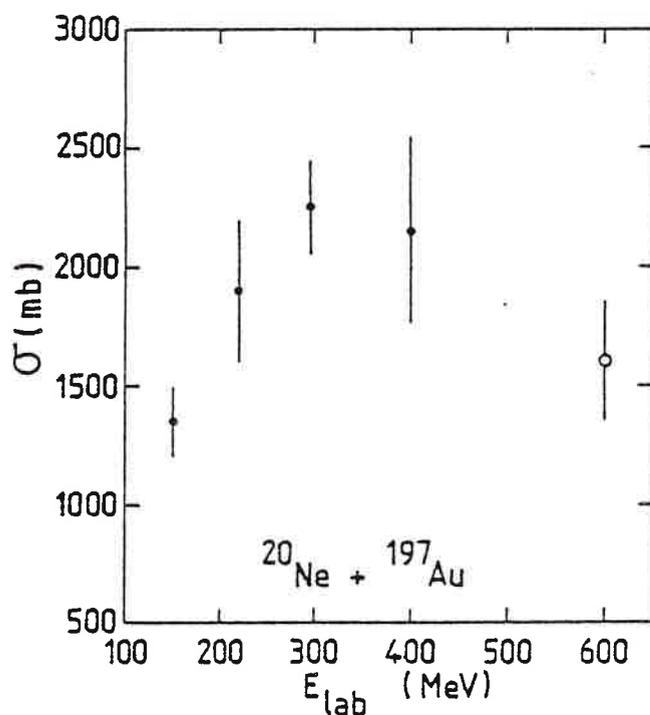


Fig.(I.3).7 - Sections efficaces de fusion pour le système Ne + Au à différentes énergies; les points noirs sont issus de [EBF 83], le point blanc est notre résultat.

Nous avons comparé sur la fig.(I.3).7, notre résultat concernant le système $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ à ceux de [EFB 83] pour le même système à différentes énergies. On peut juger que notre valeur de section efficace est en bon accord avec ce qu'on peut extrapoler à partir des valeurs à plus basse énergie.

Nous avons aussi comparé nos résultats au modèle de [SLN 84] qui marche généralement assez bien pour les systèmes lourds. Il donne des valeurs de λ_{cr} un peu élevées par rapport aux résultats expérimentaux : $\lambda_{\text{cr}} = 180$ pour Ne + Au et $\lambda_{\text{cr}} = 200$ pour Ne + Bi.

I.3.4 Analyse des résultats à l'aide d'une simulation numérique

Nous ne discuterons pas ici les résultats concernant les mesures du taux le plus probable d'impulsion transférée. Ceci sera fait au paragraphe I.4 avec l'ensemble des résultats.

a) Intérêts de la simulation numérique

Les corrélations angulaires que nous avons présentées au paragraphe I.3.2 sont toutes relativement larges. Il est intéressant de comprendre à quoi sont dues les fluctuations autour de la valeur moyenne. On s'attend à ce que le processus d'évaporation, les variations de masse et d'énergie des fragments de fission soient responsables en grande partie de l'élargissement de la distribution angulaire dans le plan des fragments. Si tel est le cas, cela signifie qu'il n'est pas correct de faire une correspondance bi-univoque entre l'angle θ_{fold} et ρ . On peut d'ailleurs remarquer que la corrélation angulaire s'étend jusque vers des valeurs de θ_{fold} qui correspondraient alors à des valeurs $\rho > 1$, ce qui est impossible. Seules ont une signification les valeurs les plus probables des distributions. Afin d'évaluer les différentes contributions à la largeur, σ_θ , de la corrélation angulaire, nous avons réalisé une simulation numérique par une méthode de Monte-Carlo.

b) Principes de la simulation et hypothèses

Il s'agit essentiellement de reproduire les distributions des différentes grandeurs mesurées au cours de l'expérience, moyennant quelques hypothèses, à partir de certains résultats et de paramètres ajustables.

* Hypothèses

- i) L'impulsion manquante est supposée emportée en moyenne à la vitesse et dans la direction du faisceau incident.
- ii) Toutes les distributions de probabilité sont supposées gaussiennes. Des nombres aléatoires distribués selon une distribution de probabilité gaussienne sont générés grâce à la méthode de Box et Muller [BM 58].
- iii) On suppose que la fusion du système composite précède le processus d'évaporation, et que l'énergie d'excitation est partagée entre les fragments proportionnellement à leur masse. Evidemment, pour des raisons de simplicité et de temps de calcul nous ne pouvons pas utiliser un code d'évapo-

ration. Nous avons donc choisi de décrire grossièrement la desexcitation des fragments de fission de la façon suivante : si le fragment est suffisamment loin de la ligne de stabilité, il peut évaporer d'abord un α , puis, ou si non, des neutrons jusqu'à ce qu'il atteigne la vallée de stabilité. Ensuite des protons et des neutrons sont évaporés le long de la ligne de stabilité jusqu'à ce que le fragment soit totalement désexcité. Les deux hypothèses : évaporation ou non d'un α sont en général testées. Les spectres des particules évaporées sont par hypothèse de la forme :

$$P(E) = \frac{E}{T^2} \exp(-E/T)$$

où E est l'énergie de la particule, T la température du noyau évaporant. Les nombres aléatoires obéissant à cette distribution sont obtenus à l'aide d'un algorithme décrit dans [R 81].

*Paramètres d'entrée :

- i) \tilde{p} , l'impulsion transférée la plus probable : elle est déterminée à partir de θ_{fold} et de (I.1.6). A cause de l'hypothèse (i), les valeurs les plus probables de l'énergie et de la masse des fragments (avant évaporation) sont alors complètement déterminées par la cinématique.
- ii) Les valeurs des déviations standard σ_E , σ_M des distributions en énergie et en masse : elles sont établies à partir des valeurs expérimentales.
- iii) La taille du détecteur du premier fragment de fission. Cela induit en effet un élargissement des distributions angulaires.
- iv) L'évaporation ou non d'un ou plusieurs α .
- v) $\sigma_{p_{\parallel}}$, $\sigma_{p_{\perp}}$ les déviations standards des distributions en impulsions parallèles et perpendiculaires à la direction incidente : ce sont des paramètres ajustables.

c) Résultats

Afin de déterminer les contributions des différents effets sur la largeur des distributions angulaires dans le plan et hors plan des fragments de fission détectés en coïncidence dans le détecteur à plaques parallèles, nous avons effectué des simulations en n'introduisant qu'un seul effet à la fois. Les résultats sont donnés dans le tableau (I.3.3). On constate que la taille de la jonction (400 mm²) ne produit qu'un très faible élargissement des deux distributions. Les distributions autour de la valeur moyenne des spectres en

énergie et en masse n'ont d'influence que sur la largeur de la corrélation angulaire dans le plan et l'élargissement induit n'est pas très important; En fait, seuls deux effets agissent sur la largeur de la distribution hors plan, σ_ϕ : ce sont l'évaporation et la variance en impulsion perpendiculaire, σ_{p_\perp} . En pratique, on essaie donc d'abord de reproduire σ_ϕ^{exp} ce qui fixe σ_{p_\perp} et la nature de l'évaporation : émission ou non d'un α . Dans notre cas, on a pu obtenir un bon accord de σ_ϕ avec l'expérience, rien qu'avec l'évaporation (cf. tableau I.3.3), à condition de supposer qu'un α peut être évaporé en début de processus.

Tableau (I.3).3

Résultats de la simulation numérique utilisée pour déterminer les différentes contributions aux variances des distributions dans le plan, σ_θ et hors plan, σ_ϕ pour le système ^{20}Ne (30 MeV/u) + Au.

Effet	$\sigma_{\theta \text{ fold}}$	σ_ϕ
Taille de la jonction	0,4	0,4
Distribution de masse	1	0
Distribution d'énergie cinétique	2	0
Evaporation (1α)	5,9	5,9
Distribution d'impulsion $\sigma_{p_\parallel} = 0,65 \text{ GeV/c}$ $\sigma_{p_\perp} = 0$	6,3	0
Simulation totale	9,0	5,9
Valeurs expérimentales	8,9	6,1

Bien entendu, on pourrait aussi reproduire σ_ϕ^{exp} en supposant une évaporation sans émission d' α et $\sigma_{p_\perp} \neq 0$ (ici il faudrait $\sigma_{p_\perp} = 0,33 \text{ GeV/c}$), mais le premier scénario nous a semblé plus approprié étant donné que l'émission d'un α est tout à fait plausible puisque les fragments de fission primaires ont un $Z \approx 43$, une masse $A \approx 107$ et une énergie d'excitation $E^* \approx 400 \text{ MeV}$. Cela a d'ailleurs été confirmé par le passage d'un code d'évaporation. Une fois déterminées les conditions nécessaires pour reproduire σ_ϕ , on ajuste σ_{p_\parallel} afin de reproduire σ_θ . La valeur en est donnée dans le tableau I.3.3. On peut remarquer que les variances totales σ_θ , σ_ϕ sont pratiquement égales à la somme quadratique des variances partielles (c'est-à-dire en ne tenant compte que d'un effet à la fois), ce à quoi on s'attend lorsque les effets sont indépendants. En fait, les distributions en masse et en énergie sont

liées, mais cela n'apparaît pas car leur contribution à la variance totale est faible. Les deux effets principaux sont l'évaporation et la largeur en impulsion parallèle qui sont à peu près du même ordre de grandeur ($\sim 6^\circ$). De ce fait, il n'est pas possible d'associer à un angle θ_{fold} une valeur de LMT. En effet la largeur à mi-hauteur de la distribution en impulsion parallèle $\sigma_{p_{\parallel}} \approx \sqrt{8 \ln 2} \sigma_{p_{\parallel}}$ que l'on a obtenue avec la simulation est $\Gamma_{p_{\parallel}} \approx 1,53$ GeV/c ce qui correspond à $\Gamma_{\rho} = 0,32$ (Γ_{ρ} largeur de la distribution du taux d'impulsion transférée), alors que le calcul direct à l'aide de l'éq.(I.1.6) à partir de la distribution en θ_{fold} donnerait $\Gamma_{\rho} = 0,42$. On voit donc bien que seules les valeurs les plus probables des distributions ont une signification.

On peut vérifier que les spectres obtenus grâce à la simulation (courbe pleine sur les figs.(I.3).2, (I.3).5, (I.3).6 permettent bien de reproduire les distributions d'énergie, de masse, angulaires dans le plan et hors plan, correspondant à la fusion incomplète.

I.4 RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT LA FISSION

Au cours de ce paragraphe, nous nous intéresserons aux résultats concernant la fusion incomplète et le taux d'impulsion transférée. Les particules légères détectées dans l'hodoscope seront analysées au paragraphe suivant.

Il est apparu que les différents systèmes que nous avons étudiés ne présentent pas tous les mêmes caractéristiques lorsque l'on s'intéresse à la distribution de l'angle de corrélation entre les fragments de fission et que l'on peut les séparer en deux groupes :

- les systèmes pour lesquels la corrélation angulaire présente nettement deux composantes, ce qui permet de déduire la valeur du taux d'impulsion transférée le plus probable, $\tilde{\rho}$, lors de la fusion incomplète ; ce sont les systèmes ^{20}Ne (30 MeV/u) + ^{197}Au , ^{209}Bi et ^{40}Ar (19,6 MeV/u) + ^{197}Au , ^{238}U ;
- ceux pour lesquels la détermination de $\tilde{\rho}$ est impossible car seul le pic associé à la fission séquentielle est visible : ce sont les systèmes ^{40}Ar + ^{238}U à 35 et 44 MeV/u.

I.4.1 Les expériences avec les projectiles de ^{20}Ne (30 MeV/u) et d' ^{40}Ar (19,6 MeV/u)

a) Corrélations angulaires

Les résultats concernant les systèmes ^{20}Ne (30 MeV/u) + ^{197}Au , ^{209}Bi ont été donnés en paragraphe précédent.

La fig.(I.4).1 est une représentation bidimensionnelle du nombre de fragments en coïncidence dans le PPD en fonction de l'angle de corrélation dans le plan, θ_{fold} et de l'angle hors plan, ϕ pour les réactions ^{40}Ar (19,6 MeV/u) + ^{197}Au et ^{238}U . On voit que l'on a bien couvert toute la corrélation angulaire à la fois dans le plan et hors plan. On distingue très nettement pour l'U et un peu moins bien pour l'Au, deux composantes.

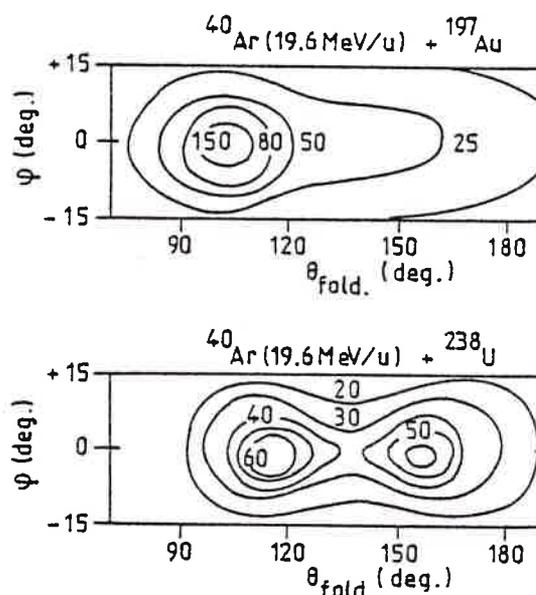


Fig.(I.4).1 - Spectre bidimensionnel représentant le nombre de coups détectés dans le PPD en fonction de l'angle dans le plan, θ_{fold} , et de l'angle hors plan, ϕ : (a) pour le système Ar + Au ; (b) pour le système Ar + U à 19,6 MeV/u

Les corrélations angulaires dans le plan, intégrées sur la distribution hors plan, sont présentées sur la fig.(I.4).2.

Les deux composantes sont nettement visibles : l'une à grand

θ_{fold} est associée à la fission séquentielle de la cible et est surtout très importante pour l' ^{238}U ; l'autre peut être attribuée à la fusion incomplète et permet de déduire, à partir de θ_{fold} et en utilisant (I.1.6), des valeurs de $\tilde{\rho}$ identiques pour les deux systèmes :

$$\tilde{\rho} = 0,85 .$$

Nous avons reporté les valeurs de $\tilde{\rho}$ mesurées avec les projectiles de ^{20}Ne à 30 MeV/u et d' ^{40}Ar à 19,6 MeV/u sur la systématique de Viola, décrite dans l'introduction. On peut constater (fig.(I. 4).3) que nos résultats pour ces systèmes sont en plein accord avec celle-ci.

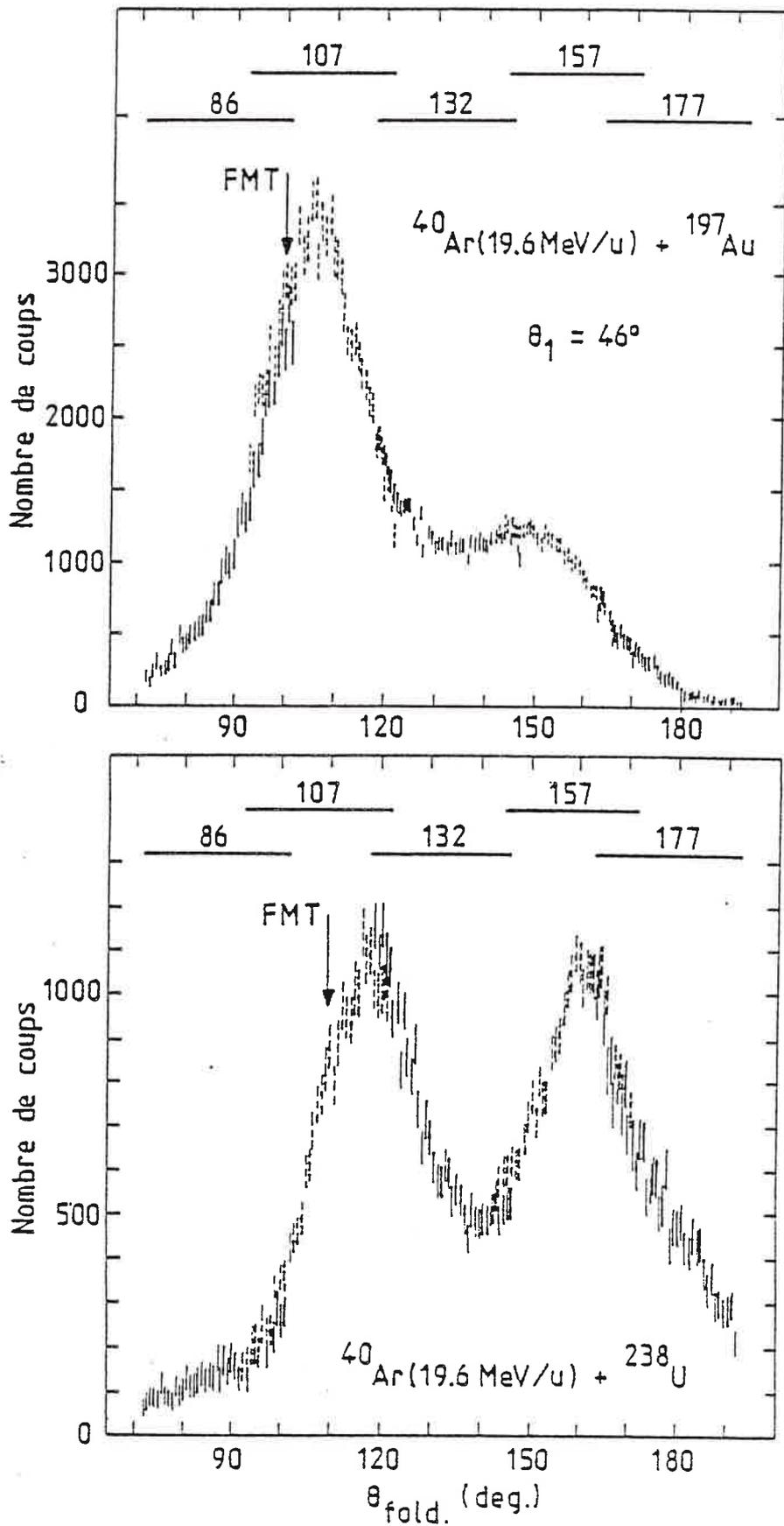


Fig.(I.4).2 - Projection dans le plan de la fig.(I.4).1 après intégration sur l'angle hors plan, ϕ . Les flèches indiquent l'angle attendu pour le transfert complet d'impulsion.

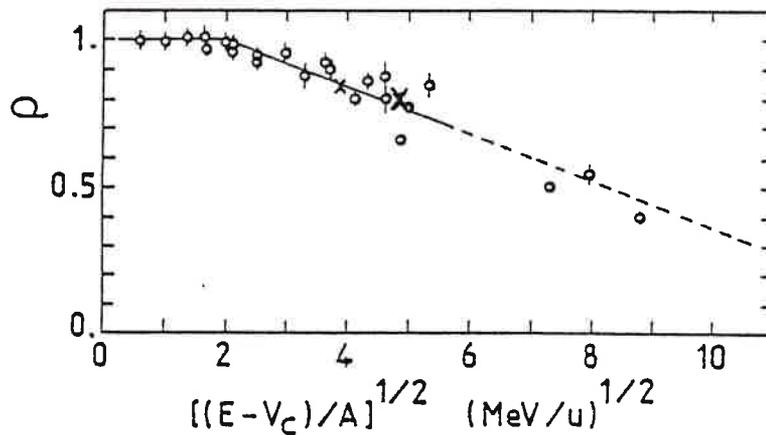


Fig.(I.4).3 - Taux le plus probable d'impulsion transférée en fonction de la vitesse relative des deux noyaux pour différents systèmes (système de Viola). Les croix montrent nos résultats pour les projectiles de ^{20}Ne à 30 MeV/u (petite croix) et de ^{40}Ar à 19,6 MeV/u (grande croix).

b) Masses et énergies

La table (I.4).1 donne les valeurs moyennes des masses et des énergies des fragments détectés dans le télescope temps de vol en coïncidence avec les événements appartenant au pic à faible θ_{fold} , c'est-à-dire les événements de fusion incomplète. Nous avons vu en effet, au paragraphe précédent, que seul l'ensemble des événements correspondant à un phénomène donné était significatif.

Tableau (I.4).1

Valeurs moyennes, $\langle M \rangle$, $\langle E \rangle$ des distributions en masse et en énergie des événements de fusion incomplète et valeurs calculées

Système	E/A	$\langle M \rangle$	$\langle E \rangle$	M_{calc}	E_{calc}
$^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$	30	90 ± 10	77 ± 8	91	76
$^{20}\text{Ne} + ^{209}\text{Bi}$	30	96 ± 10	84 ± 8	97	83
$^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$	19,6	86 ± 13	130 ± 15	98	142
$^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$	19,6	105 ± 15	153 ± 16	117	166
$^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$	35	97 ± 15	126 ± 15	108	153

Les valeurs obtenues sont comparées à celles que l'on peut calculer pour un transfert d'impulsion égal à $\tilde{\rho}$, en supposant que l'impulsion manquante est emportée à la vitesse du faisceau par des nucléons issus du projectile, et en estimant l'évaporation comme dans [CGD 86]. On voit que l'accord est tout à fait satisfaisant, compte tenu des incertitudes expérimentales et de la simplicité du calcul (surtout en ce qui concerne l'évaporation). On peut remarquer cependant que ce calcul donne pour les systèmes Ne+Au et Ne + Bi les mêmes valeurs moyennes que la simulation numérique.

c) Nombre de nucléons manquant

Avec les mêmes hypothèses concernant l'impulsion manquante que précédemment, on peut, d'après (I.1.8), déduire le nombre de nucléons manquant au système fissionnant. On trouve :

$$\begin{aligned} \Delta A_1 &\approx 4 && \text{pour } {}^{20}\text{Ne} \text{ (30 MeV/u)} \\ \Delta A_1 &\approx 6 && \text{pour } {}^{40}\text{Ar} \text{ (19,6 MeV/u)} \end{aligned}$$

I.4.2 Les expériences avec l' ${}^{40}\text{Ar}$ à 35 et 44 MeV/u

a) Corrélations angulaires

La fig.(I.4).4 montre la distribution dans le plan et hors plan des événements de fission détectés en coïncidence dans le PPD pour le système ${}^{40}\text{Ar} + {}^{238}\text{U}$ à 35 et 44 MeV/u. La fig.(I.4).5 est la projection dans le plan de la précédente après intégration sur l'angle hors plan. Dans les deux cas, on constate qu'un seul pic est visible : celui correspondant à la fission séquentielle. On peut remarquer aussi que les deux corrélations sont très semblables. A l'endroit où l'on attend les fragments de fission du système composite formé après fusion incomplète on observe bien quelques événements mais ceux-ci s'étalent sur un grand domaine de θ_{fold} . La flèche marquée ρ_{Viola} sur la fig. (I.4).5 indique l'angle où l'on devrait voir un pic si le système suivait la systématique de Viola.

Il paraît évident sur la fig.(I.4).5 que les fragments détectés à ces angles ne peuvent pas être expliqués par une traîne du pic de fission séquentielle. On peut donc penser qu'ils sont bien associés à la fusion incomplète. D'autre part, nous pouvons vérifier (tableau (I.4).1) à 35 MeV/u que les énergies et les masses des fragments coïncidant détectés dans le

télescope temps de vol sont à peu près celles de produits provenant de la fission d'un système composite formé après fusion incomplète. De plus, Conjeaud et al. [PCH 84, CHM 85] ont étudié un système très semblable ($^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$) aux mêmes énergies avec un dispositif expérimental qui permettait la mesure des masses et des énergies des deux fragments en coïncidence : ils ont montré qu'il s'agissait bien de produits de fission.

Il semble donc que le système $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ ne se comporte plus à 35 et 44 MeV/u comme à plus basse énergie ni comme les systèmes où le projectile est plus léger : il ne suit plus la systématique de Viola et la probabilité d'observer une fusion incomplète paraît avoir fortement diminué.

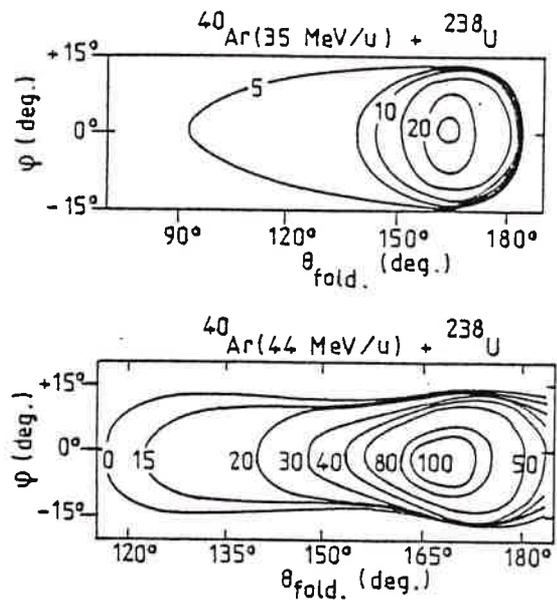


Fig.(I.4).4 - Idem fig.(I.4).1 mais pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ à 35 et 44 MeV/u.

b) Pourcentage de fission séquentielle dans les corrélations angulaires

Le tableau (I.4).2 donne le rapport nombre d'événements de fission séquentielle sur nombre total d'événements dans les corrélations angulaires pour tous les systèmes que nous avons étudiés. On remarque une forte augmentation de ce rapport entre 19,6 et 35 MeV/u pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$.

Remarques :

- Ce rapport n'est certainement pas égal au rapport des sections efficaces. En effet les deux processus n'ont probablement pas les mêmes distributions angulaires dans le système du laboratoire : dans les deux cas, les fragments de fission ont une distribution angulaire en $1/\sin\theta_{\text{cm}}$ dans le système du centre de masse du système fissionnant, mais, pour la fission après fusion incomplète celui-ci est pratiquement le composite projectile + cible alors que pour la fission séquentielle c'est la quasi-cible qui fissionne après une diffusion inélastique dont nous ignorons la distribution angulaire.

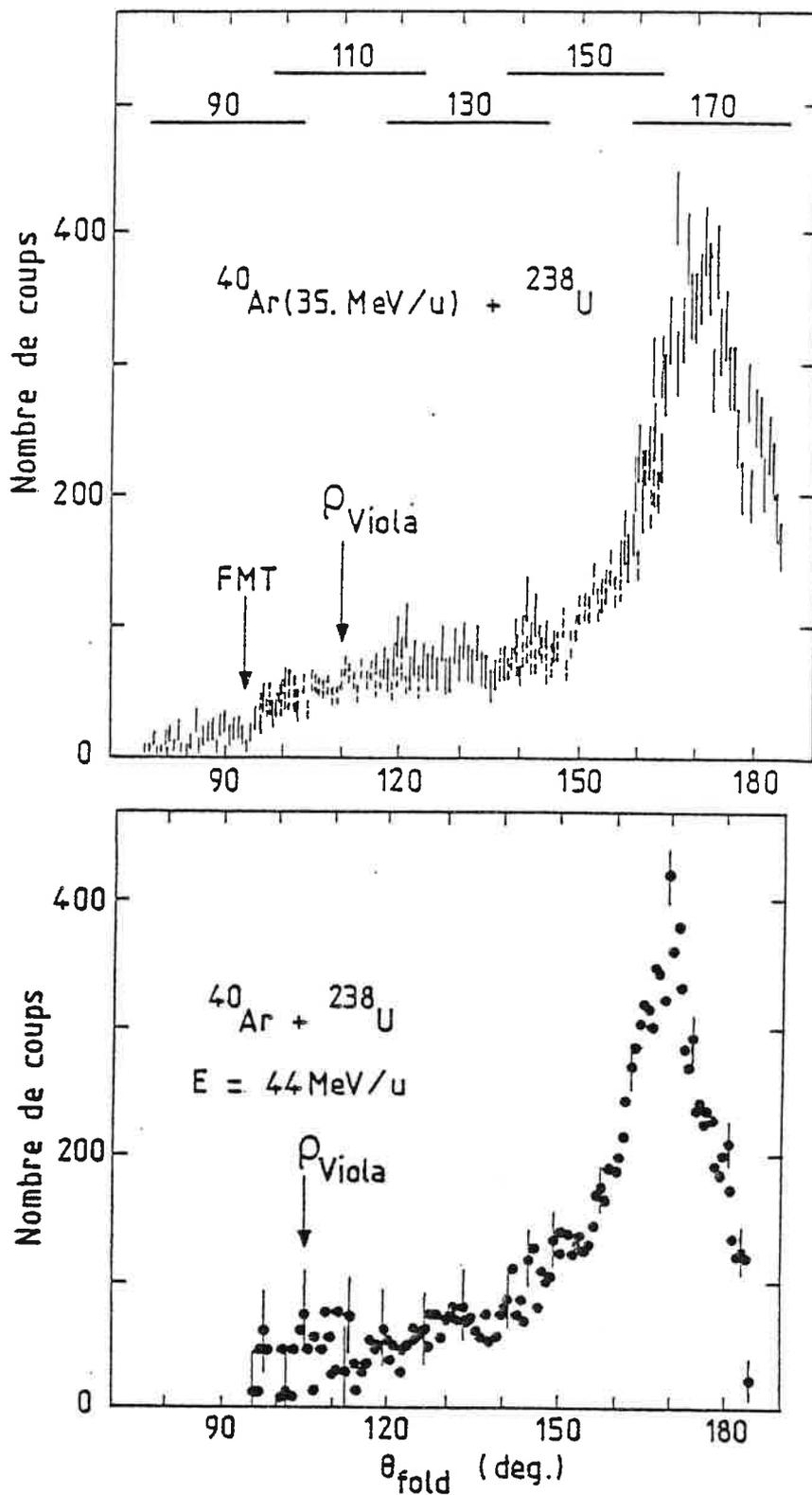


Fig.(I.4).5 - Idem fig.(I.4).2 mais pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ à 35 MeV et 44 MeV/u. ρ_{Viola} est le taux d'impulsion transférée déduit de la systématique de Viola.

Tableau (I.4).2

Pourcentage de fission séquentielle dans les corrélations angulaires

Système	E/A (MeV)	%
$^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$	30	17
$^{20}\text{Ne} + ^{209}\text{Bi}$	30	25
$^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$	19,6	27
$^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$	19,6	48
$^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$	35	71
$^{40}\text{Ar} \pm ^{238}\text{U}$	44	76

- A part pour l'expérience ^{20}Ne , il n'a pas été possible de déduire une section efficace absolue avec une précision acceptable, de nos mesures. Cela est dû en majeure partie, à l'utilisation des galettes de microcanaux dont l'efficacité variait beaucoup pendant l'expérience en fonction de l'intensité du faisceau, à cause des électrons créés au passage de celui-ci. Cela n'induisait cependant pas de distorsion sur les spectres.

- Ce rapport n'a de signification que pour un système donné : en effet il est évident qu'on observe d'autant plus de fission séquentielle, que la cible est plus fissile.

c) Largeurs des distributions hors plan

La fig.(I.4).6 montre les largeurs, σ_ϕ , des distributions hors plan pour différentes tranches en $\theta_{f0|d}$, angle de corrélation dans le plan. Bien qu'il ne soit pas correct d'associer une valeur de ρ à un angle $\theta_{f0|d}$, on peut tout de même considérer que plus $\theta_{f0|d}$ est faible, plus le taux d'impulsion transférée doit être grand. On constate alors que σ_ϕ augmente en même temps que $\theta_{f0|d}$ (sauf pour les événements de fission séquentielle). Ceci est logique puisque une valeur élevée de ρ signifie une grande énergie d'excitation donc beaucoup d'évaporation. Or la simulation numérique a montré que l'évaporation était la source principale d'élargissement des distributions hors plan.

σ_ϕ est relativement importante dans le cas de la fission séquentielle car le système fissionnant est alors la quasi-cible. Celle-ci a subi une diffusion inélastique qui peut avoir eu lieu en dehors du plan de réaction donc un transfert d'impulsion perpendiculaire non négligeable. La fig.(I.4).7 montre le résultat de la simulation numérique tentée pour reproduire la fission séquentielle à 44 MeV/u. Les valeurs des paramètres d'entrée sont données dans la légende. L'énergie d'excitation étant dans ce cas très faible, il n'est plus question d'émettre un α . Il faut donc une valeur assez importante de $\sigma_{p\perp}$ pour reproduire les largeurs σ_θ , σ_ϕ .

Fig.(I.4).6 - Largeur des distributions hors plan des fragments détectés dans le PPD en coïncidence avec le télescope temps de vol pour différentes tranches en θ_{fold} (caractérisées par leur angle moyen) pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ à 35 et 44 MeV/u.

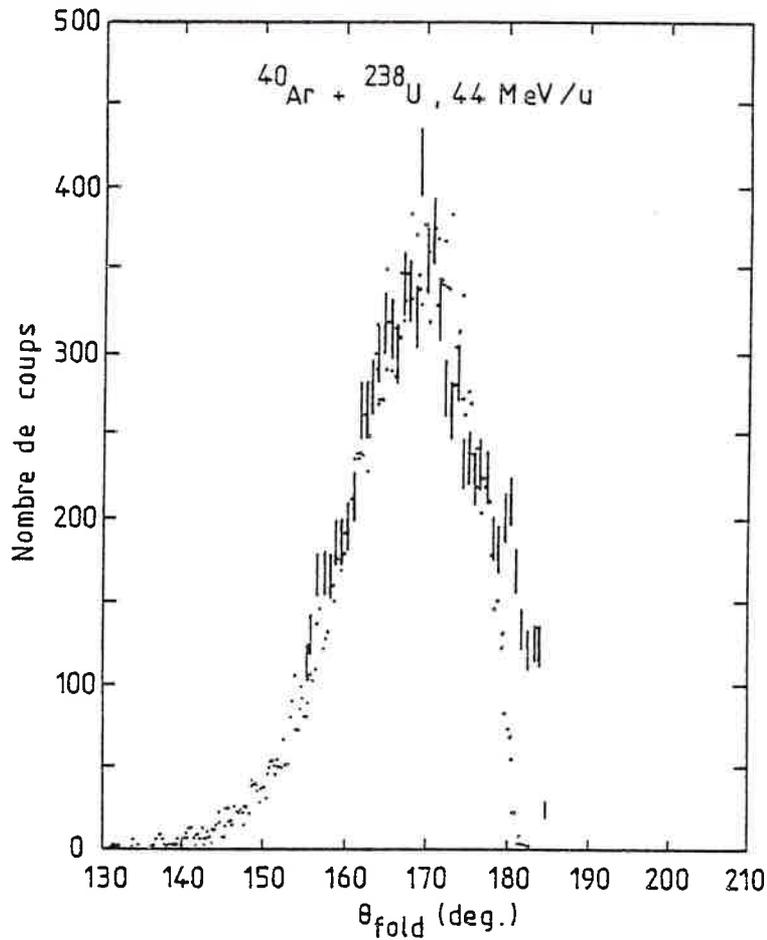
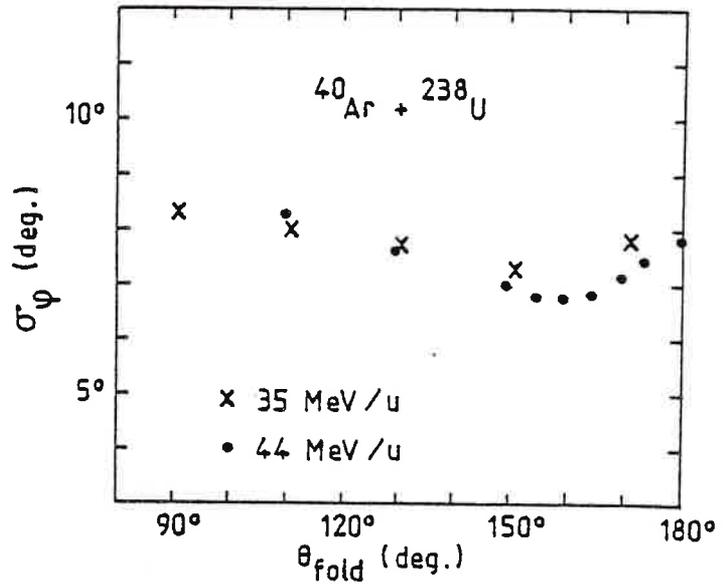
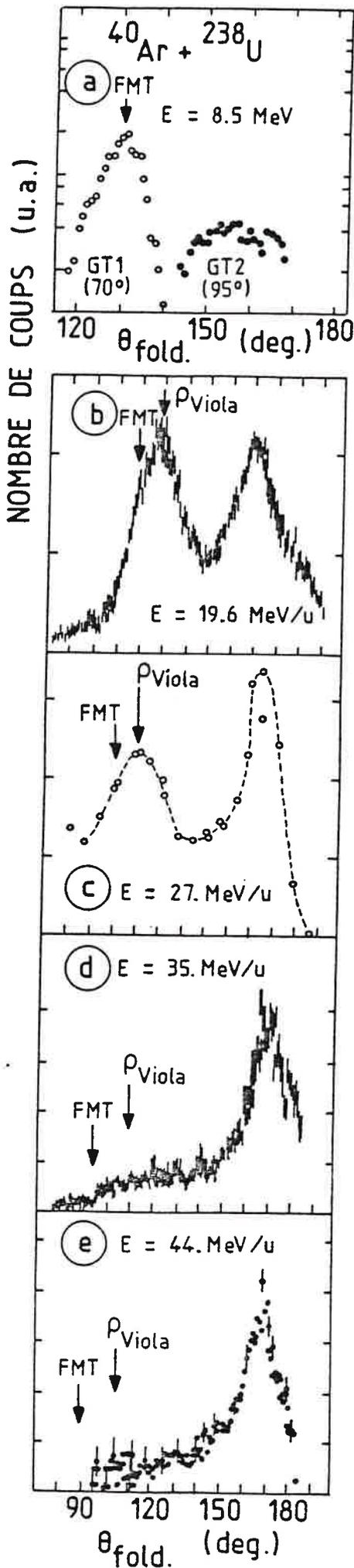


Fig.(I.4).7 - Simulation numérique (points) de la fission séquentielle comparée à la corrélation angulaire expérimentale pour le système Ar + U à 44 MeV/u. Les valeurs des variances des distributions d'impulsion parallèle et perpendiculaire nécessaires pour reproduire les distributions expérimentales sont respectivement : $\sigma_{p_{\parallel}} = 0,70 \text{ GeV/c}$, $\sigma_{p_{\perp}} = 0,62 \text{ GeV/c}$.



I.4.3 Comparaison avec des réactions voisines

La Fig.(I.4).8 compare les corrélations angulaires entre fragments de fission obtenues pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ à différentes énergies entre 8,5 et 44 MeV/u. Les résultats à 8,5 et 27 MeV/u sont extraits respectivement de [KLK 82] et [JDA 84]. A 8,5, 20 et 27 MeV/u on distingue sans ambiguïté dans les distributions présentées le pic à faible θ_{fold} attribué à la fission après fusion et le pic à grand θ_{fold} associé à la fission séquentielle de la cible. Lorsque l'énergie incidente augmente, la fusion encore complète à 8,5 MeV/u devient de plus en plus incomplète tandis que le pourcentage de fission séquentielle dans la distribution a tendance à croître. La valeur la plus probable de ρ déduite de la corrélation angulaire suit parfaitement la systématique de Viola.

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, ce n'est plus le cas à 35 et 44 MeV/u. Il semble donc qu'entre 27 et 35 MeV/u le système Ar + U cesse de suivre la systématique de Viola et que la probabilité d'observer la fission d'un quasi noyau composé tende progressivement vers 0.

Fig.(I.4).8 - Distribution de l'angle de corrélation entre les fragments de fission, θ_{fold} , pour le système Ar + U à différentes énergies. Les flèches marquées FMT et ρ_{Viola} indiquent respectivement l'angle pour le transfert complet et l'angle attendu d'après la systématique de Viola. Les données à 8,5 et 27 MeV/u proviennent de [KLK 82] et [JDA 84].

Les mêmes conclusions peuvent être tirées de l'étude du système $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ [CHM 85] entre 31 et 44 MeV/u pour lequel le pic associé à la fusion incomplète dans les corrélations angulaires disparaît progressivement entre 35 et 44 MeV/u.

I.5 RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT LES PARTICULES LEGERES CHARGES

Rappelons que les résultats présentés ici ne concernent que les expériences à 20 et 35 MeV/u. Les particules légères étaient toujours détectées en coïncidence avec un fragment de fission au moins. Pour étudier l'influence du pourcentage d'impulsion transférée, la coïncidence avec en plus le deuxième fragment de fission dans le détecteur à plaques parallèles était exigée. Etant donné la faible statistique sur le nombre de particules légères, nous nous sommes contentés d'une analyse position par position du détecteur à plaques parallèles pour les coïncidences triples.

I.5.1 Spectres en énergie par nucléon

a) Coïncidence avec un fragment de fission

Les Figs.(I.5)1a et b montrent le nombre de particules de $Z=1$ (resp. $Z=2$) en coïncidence avec un seul fragment de fission en fonction de l'énergie par nucléon de la particule à 19,6 et 35 MeV/u. A 19,6 MeV/u, les spectres sont identiques pour les deux cibles. A cause du seuil relativement élevé (à 16 MeV/u), on ne peut pas déterminer le maximum du spectre. Par contre à 35 MeV/u la courbe présente un maximum aux environs de l'énergie incidente par nucléon. D'autre part, elle s'étend jusqu'à des énergies par nucléon plus grandes qu'à 19,6 MeV/u. Afin de comparer plus quantitativement ces spectres, on peut les paramétrer sous la forme $e^{-E/S}$ où E est l'énergie par nucléon de la particule et S un coefficient représentatif de la pente. Les valeurs de S sont données dans le tableau (I.5).1.

Pour les particules de $Z=2$, il semble que l'on puisse distinguer deux composantes dans les spectres à 19,6 MeV/u puisque les courbes présentent un point d'inflexion : à haute énergie les coefficients de pente, S , sont très semblables quelles que soient la cible et l'énergie incidente, comme on peut le constater sur le tableau (I.5).1. La deuxième composante, à plus basse énergie, est probablement due aux particules d'évaporation. Malheureusement, le seuil à 16 MeV/u ne permet pas une analyse approfondie de ce phénomène.

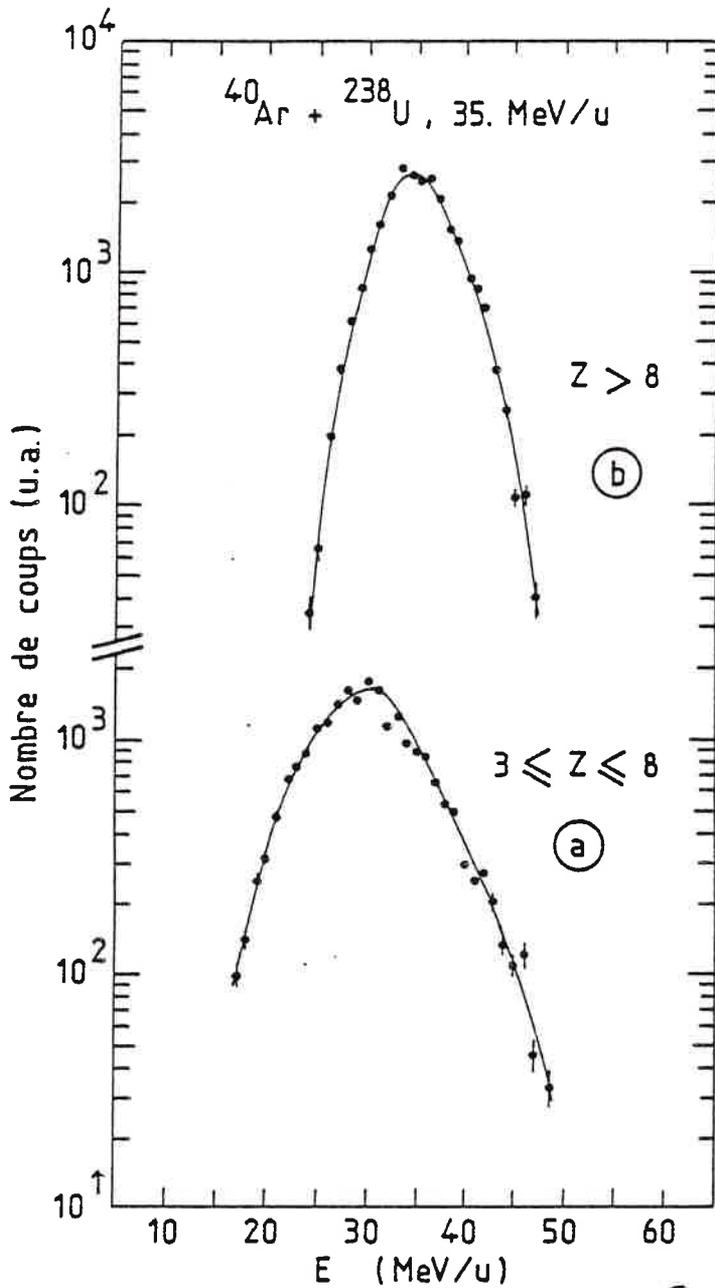


Fig.(I.5).2 - Spectres en énergie par nucléon des produits de $3 < Z < 8$ (a) et de $Z > 8$ (b).

Les spectres en énergie par nucléon des produits légers de $3 < Z < 8$ et de $Z > 8$ à 35 MeV/u sont présentés sur la fig.(I.5).2. Ce sont des pics à peu près symétriques centrés autour d'une énergie par nucléon voisine de celle du faisceau.

b) Coïncidence avec les deux fragments de fission (Fig. (I.5).3 et (I.5).4

Les spectres $Z=1$ à 19,6 MeV/u (fig.(I.5).3a et b), sont pratiquement identiques quel que soit l'angle, θ_{fold} , entre les deux fragments de fission. La fig.(I.5).5 montre l'évolution du coefficient de pente, S , défini plus haut, avec θ_{fold} . A 19,6 MeV/u, S change peu avec l'angle de corrélation. La valeur obtenue est en accord avec les résultats de [APG 84] concernant le système $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ à 20 MeV/u. Ils trouvent en effet un coefficient de pente égal à 13 MeV, ce qui pour des protons peut être comparé à notre coefficient de pente S . Par

contre, à 35 MeV/u, (fig.(I.5).3c), la forme des courbes varie avec θ_{fold} : pour les plus grandes valeurs de θ_{fold} (que l'on peut associer à de faibles transferts d'impulsion) on constate un maximum aux alentours de 35 MeV/u. Ce maximum disparaît (on constate cependant une rupture de pente vers 35 MeV/u) et d'autre part, le coefficient de pente, S , augmente, au fur et à mesure que θ_{fold} décroît, comme on peut le voir sur la Fig.(I.5).5. Cela signifie

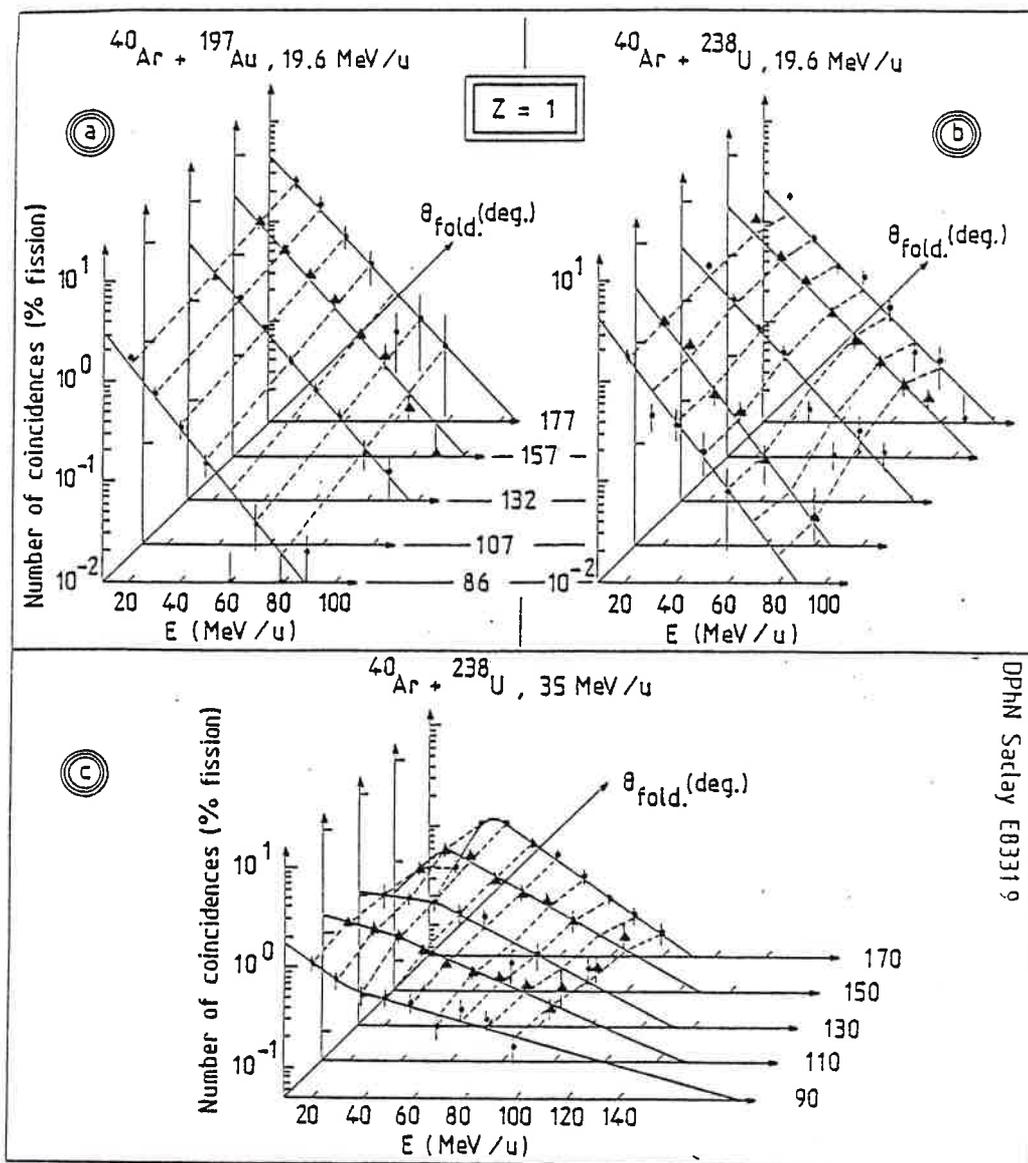


Fig.(I.5).3 - Spectres en énergie pour les particules de $Z=1$ en coïncidence avec les deux fragments de fission pour différentes positions du PPD. Les lignes sont les résultats d'un ajustement avec la méthode des moindres carrés sur les données pour des énergies supérieures à l'énergie par nucléon du faisceau. Les lignes en tiretés joignent les points de même énergie par nucléon.

donc que les particules les plus énergétiques sont associées aux grands transferts d'impulsion. La disparition du maximum à 35 MeV/u pour les grands transferts peut être due au fait que dans ce cas, le système très excité évapore beaucoup de particules qui contribuent aux faibles E .

En ce qui concerne les spectres $Z=2$ (fig.(I.5).4)), la forme des courbes ne varie pas substantiellement, que ce soit avec l'énergie incidente ou

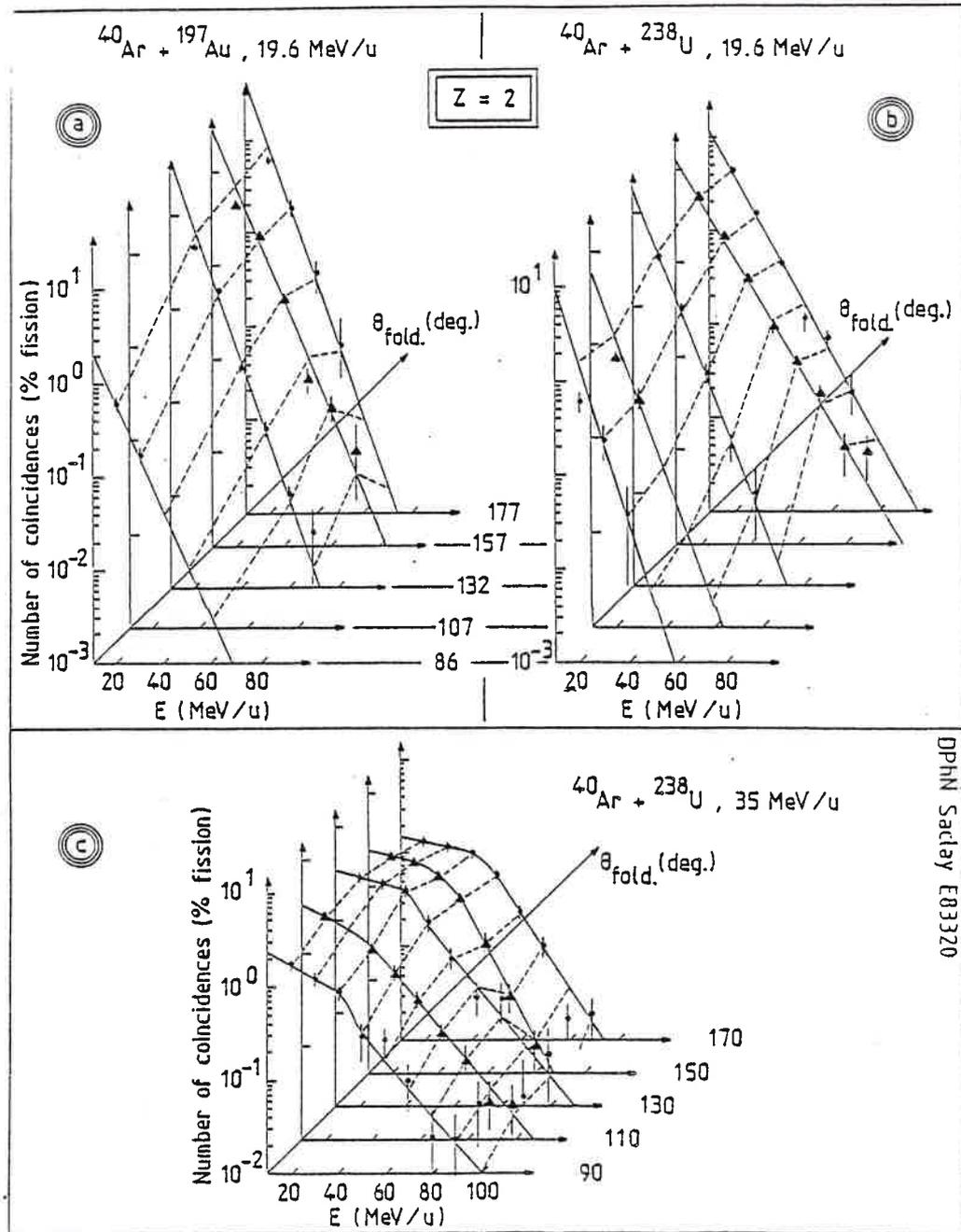


Fig.(I.5).4 - Idem fig.(I.5).3 mais pour les particules de Z=2.

l'angle de corrélation, sauf peut-être pour la position du détecteur à plaques parallèles intermédiaire entre la fission séquentielle et la fusion incomplète (voir fig.(I.4).5). Cela est plus net sur la fig.(I.5).5 montrant le coefficient de pente, S, en fonction de θ_{fold} . S présente un minimum peu profond à cet endroit.

Les coïncidences triples pour les fragments de $Z \geq 3$ ne sont pas montrées car aucune variation appréciable avec θ_{fold} n'était visible sur les courbes.

Les spectres en énergie des particules légères semblent donc confirmer l'hypothèse selon laquelle ces particules emportent l'impulsion manquante à la vitesse du faisceau.

Nous avons suggéré au paragraphe I.4 qu'un changement pouvait intervenir dans les mécanismes de réaction entre 19,6 et 35 MeV/u. Bien entendu, puisque nous ne détectons que les particules légères chargées en coïncidence avec des fragments de fission, il n'est pas possible de savoir quel mécanisme peut remplacer la fission. Cependant le comportement des spectres en énergie des particules de $Z=1$ peut indiquer qu'une modification s'est produite entre 19,6 et 35 MeV/u. En effet à 35 MeV/u le coefficient de pente augmente fortement avec le taux d'impulsion transférée alors qu'il reste pratiquement constant à 19,6 MeV/u.

I.5.2 Distributions angulaires

La connaissance de la distribution angulaire des particules légères est indispensable pour pouvoir calculer leurs multiplicités moyennes. A 35 MeV/u, les différents détecteurs de l'hodoscope étaient placés de telle sorte qu'ils couvraient 40° dans le plan de réaction et 8° hors plan (voir fig.(I.1).4).

Nous avons vu précédemment qu'il semblait exister deux composantes dans les spectres en énergie des particules légères. Nous avons donc essayé de savoir si ces deux composantes avaient des distributions angulaires différentes. Les événements ont donc été divisés en deux contributions : ceux ayant une énergie par nucléon comprise entre 16 et 35 MeV/u et ceux de plus de 35 MeV/u. La fig.(I.5).6 montre les résultats obtenus pour les fragments

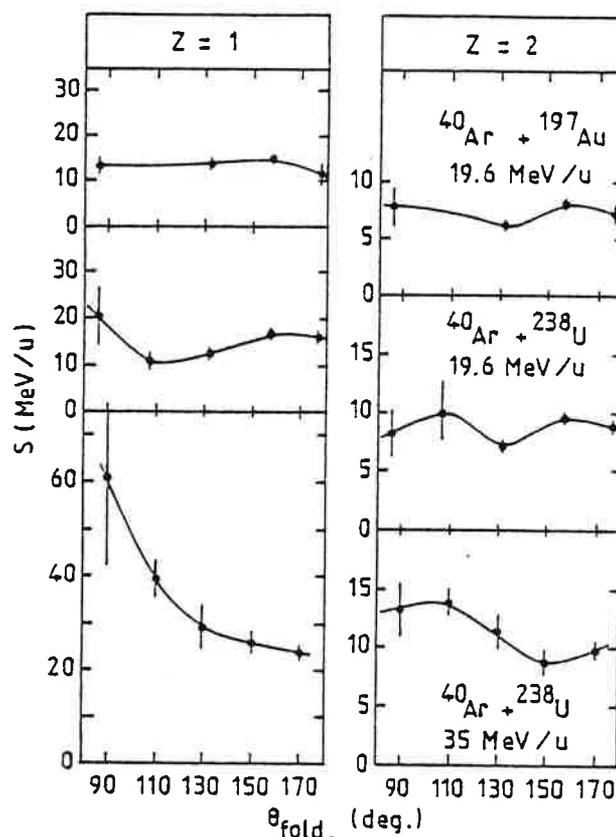


Fig.(I.5).5 - Coefficient de pente, S , en fonction de l'angle θ_{fold} entre les deux fragments de fission.

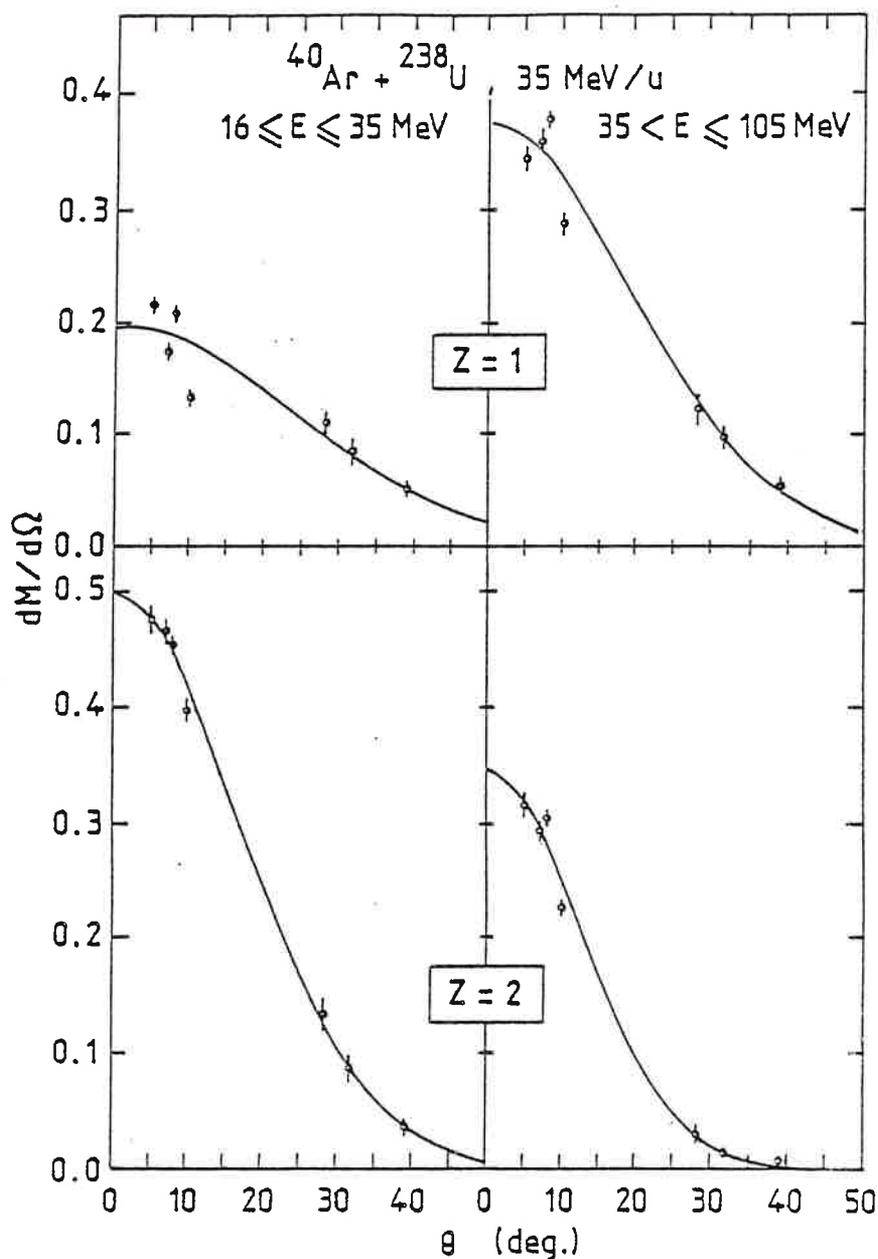


Fig.(I.5).6 - Distributions angulaires des particules détectées dans l'hodoscope pour deux tranches en énergie.

de $Z=1$ et $Z=2$ en coïncidence avec un seul fragment de fission. Les courbes en trait plein représentent un "fit" par une gaussienne centrée à 0° . La symétrie par rapport à l'axe du faisceau a été vérifiée jusqu'à 10° en comparant les spectres obtenus dans des cellules placées symétriquement. Les largeurs à mi-hauteurs, Γ_θ , des distributions angulaires sont reportées dans le tableau (I.5).2. Elles sont plus grandes pour les particules de plus faible énergie, quel que soit Z . Nous avons vérifié, malgré la faible statistique, que Γ_θ ne variait pas avec la position du détecteur à plaques parallèles, lorsqu'on exigeait la coïncidence triple.

En ce qui concerne les fragments de $Z > 3$, il est difficile d'établir leur distribution angulaire dans l'espace. En effet, ils sont fortement focalisés dans le plan de la fission. En conséquence, ils ne présentent pas de symétrie circulaire autour de la direction du faisceau, et le nombre de détecteurs hors plan est insuffisant pour établir la distribution angulaire. De plus, ils semblent ne pas avoir une distribution gaussienne dans le plan

de réaction et être très piqués vers l'avant, là où il n'y a pas de détecteur.

Malheureusement, à 19,6 MeV/u, les différents détecteurs de l'hodoscope étaient trop regroupés autour du faisceau (fig.(I.1).4). L'angle maximal de détection étant de 8° , il était difficile de déterminer la distribution. Nous avons simplement vérifié que la distribution mesurée à 35 MeV/u était compatible avec les quelques mesures disponibles à 19,6 MeV/u. Dans la suite nous supposons donc les mêmes distributions angulaires aux deux énergies. Il va sans dire que les multiplicités déduites de cette façon à 19,6 MeV/u devront être analysées avec précaution.

I.5.3 Multiplicité

En intégrant sur la distribution angulaire des particules légères d'un type donné, on peut évaluer leur nombre moyen par événement de fission, ce que nous appellerons dans la suite leur multiplicité et qui sera notée, M.

Sur la fig.(I.5).7 sont montrées les multiplicités en fonction de l'angle de corrélation entre les fragments de fission. Pour les particules de Z=1, à 19,6 MeV/u, M augmente légèrement pour les grands θ_{fold} . Par contre, à 35 MeV/u, M présente un maximum vers $\theta_{fold} = 110^\circ$ et est faible pour les événements de fission séquentielle (grands θ_{fold}).

La multiplicité de fragments de Z=2 varie substantiellement avec θ_{fold} aux deux énergies incidentes. Un maximum est visible dans les deux cas : il correspond à peu près au pic de la fission séquentielle à 19,6 MeV/u alors qu'il est plutôt associé aux événements de LMT intermédiaire à 35 MeV/u.

On peut remarquer que la multiplicité de protons rapides est faible par rapport au nombre de nucléons manquant évalué à partir de $\tilde{\rho}$ au paragraphe précédent puisque, par exemple, à 20 MeV/u on attendait (en supposant un nombre égal de protons et de neutrons émis) $M \approx 2$. On trouve ici plutôt

Tableau (I.5).2

Largeurs à mi-hauteur des distributions angulaires pour deux tranches en énergie des particules légères de Z=1 et de Z=2 pour le système Ar+U à 35 MeV/u.

E/A (MeV)	Z=1	Z=2
16-35	56 ± 1	39,9 ± 0,3
> 35	45,1 ± 0,5	29,3 ± 0,3

$M \approx 0,5$, ce qui signifie peut être que l'émission de neutrons est très favorisée par rapport à l'émission de protons ou bien que l'impulsion manquante part sous forme de fragments plus gros.

Remarque : Nous n'avons pas distingué, à 35 MeV/u, les fragments d'énergie $E < 35$ MeV/u et $E > 35$ MeV/u. En effet, l'évolution de la multiplicité de ces deux classes d'événements avec θ_{fold} n'est pas sensiblement différente, comme on peut le constater sur la fig.(I.5).8.

Etant donné que nous ne connaissons pas la distribution angulaire des fragments plus lourds ($Z > 3$), nous n'avons pas pu déterminer leur multiplicité. Cependant, nous montrons sur la fig.(I.5)

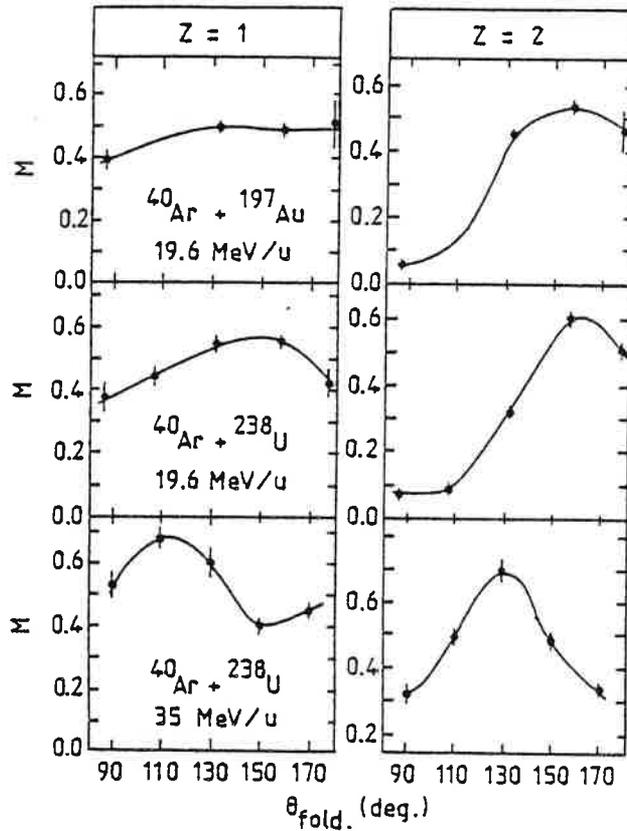


Fig.(I.5).7 - Multiplicité de particules de $Z=1$ et $Z=2$ en fonction de θ_{fold} .

.9 le taux relatif de particules en coïncidence avec deux fragments de fission en fonction de la position du PPD à 35 MeV/u. Les fragments de Z intermédiaires ont un maximum correspondant à des LMT intermédiaires (comme ceux de $Z=2$). La présence de quasi-projectiles ($Z > 8$) est fortement corrélée à la fission séquentielle. D'autres expériences, plus détaillées, réalisées avec d'autres systèmes ont d'ailleurs montré que lorsque l'on sélectionnait un Z donné pour le fragment émis vers l'avant, plus le Z était grand et plus le maximum de la corrélation de fission se déplaçait vers les grandes valeurs de θ_{fold} [BWM 80, VBW 83].

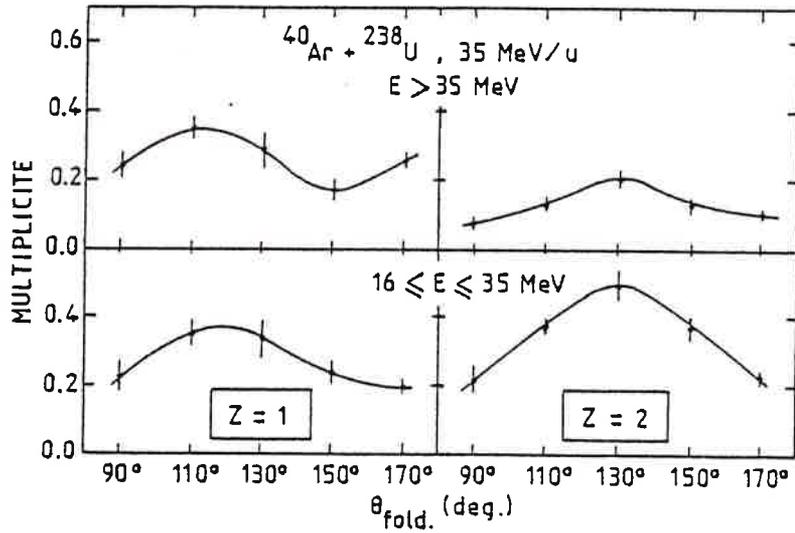


Fig.(I.5).8 - Multiplicité de particules de $Z=1$ et $Z=2$ en fonction de θ_{fold} pour deux tranches en énergie par nucléon $16 < E < 35$ et $E > 35$ Mev.

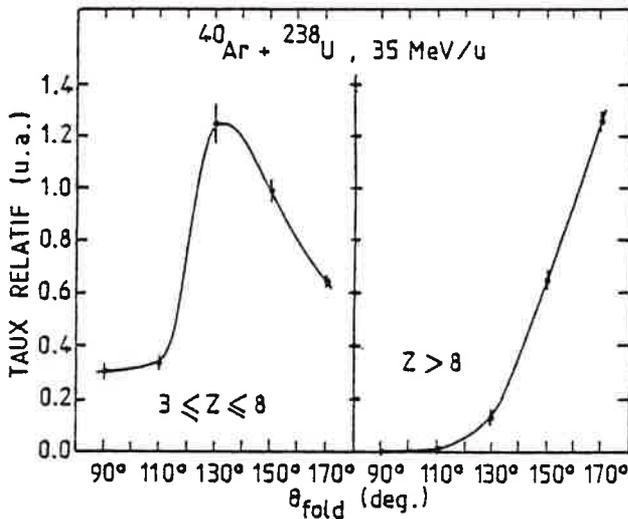


Fig.(I.5).9 - Taux relatif de particules de $3 < Z < 8$ et $Z > 8$ en fonction de θ_{fold} .

En conclusion de ce chapitre, nous pouvons dire que l'analyse expérimentale du transfert incomplet d'impulsion, à travers un certain nombre de systèmes a montré que :

- avec des projectiles comme le ^{20}Ne à 30 MeV/u où l' ^{40}Ar à 20 MeV/u, on obtient un taux d'impulsion transférée en parfait accord avec ce que prédit une systématique établie avec des projectiles plus légers ou à plus basse énergie ;

- avec l' ^{40}Ar à partir de 35 MeV/u, il semble se produire un changement dans le mécanisme de réaction ; la formation d'un système composite fissionnant devient peu probable ;
- les particules légères chargées mesurées en coïncidence avec les fragments de fission semblent confirmer l'hypothèse que l'impulsion manquante est emportée vers l'avant avec la vitesse du faisceau ;
- la multiplicité de protons paraît faible comparée au nombre de nucléons manquant estimé d'après le pourcentage d'impulsion transférée.

Chapitre II

INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

A travers l'étude du transfert incomplet d'impulsion, notre but était de mieux comprendre les mécanismes de réaction mis en jeu lors des collisions centrales aux énergies intermédiaires. En particulier, il était intéressant d'étudier comment évolue le processus de fusion incomplète lorsque l'on utilise des projectiles de plus en plus lourds et de plus en plus énergétiques et de savoir si l'on atteint les limites de la stabilité du système composite fortement excité.

Au vu des résultats décrits au paragraphe précédent, nous pouvons apporter quelques éléments de réponse : premièrement, pour les systèmes ^{20}Ne (30 MeV/u) + ^{197}Au , ^{209}Bi et ^{40}Ar (19,6 MeV/u) + ^{197}Au , ^{238}U , on peut affirmer qu'il y a bien formation d'un système composite qui se désexcite ensuite par fission. D'autre part, le taux le plus probable d'impulsion transférée suit parfaitement la systématique de Viola [VBW 82] établie avec des systèmes plus légers ou à plus basse énergie. Deuxièmement, pour le système ^{40}Ar + ^{238}U à 35 et 44 MeV/u, il semble que la section efficace de fission après formation d'un système composite diminue fortement et en tous cas la systématique de Viola ne s'applique plus pour ce système à ces énergies.

La systématique de Viola n'est qu'une loi empirique, et on peut essayer de l'expliquer à partir d'un modèle simple. Ce point sera traité au paragraphe II.3. Il nous reste à comprendre pourquoi à partir de 35 MeV/u, il semble devenir impossible de former un quasi noyau composé qui fissionne. Une interprétation en termes de l'énergie d'excitation maximale qu'un noyau

donné peut supporter sera proposée au paragraphe II.2. Auparavant, afin de disposer de plus d'informations, nous allons passer en revue les résultats obtenus par d'autres auteurs concernant le même sujet.

II.1 REVUE DE RESULTATS RECENTS

II.1.1 Impulsion transférée

Nous avons vu dans l'introduction que Viola et al. [VBW 82] avaient établi, lors d'une analyse systématique de résultats obtenus avec des projectiles légers, que le taux d'impulsion transférée au système composite diminue à peu près linéairement avec $\sqrt{E/A}$ où E/A est l'énergie incidente par nucléon (Fig.(I.1).1). Beaucoup de données sont maintenant disponibles concernant des projectiles allant de ^4He au ^{58}Ni . Il semble en fait [MBF 82] que le paramètre le plus adéquat pour représenter l'ensemble des résultats soit plutôt la vitesse relative des deux noyaux interagissant :

$$V_{\text{rel.}} = \sqrt{2(E_{\text{cm}} - V_{\text{c}})/\mu} \quad (\text{II.1.1})$$

où E_{cm} est l'énergie dans le système du centre de masse,
 μ la masse réduite,
 V_{c} la barrière coulombienne définie par :

$$V_{\text{c}} = \frac{1,44 Z_1 Z_2}{1,2(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 2} \quad (\text{II.1.2})$$

La Fig.(II.1).1 montre la valeur la plus probable du pourcentage de l'impulsion initiale qui est transféré au quasi noyau composé, $\tilde{\rho}$, en fonction de $V_{\text{rel.}}$ pour une série de résultats obtenus à partir soit de résidus d'évaporation soit de fragments de fission. On constate que $\tilde{\rho}$ est à peu près indépendant de la nature de la cible et du projectile et décroît à peu près linéairement lorsque $V_{\text{rel.}}$ augmente. La courbe en trait plein sur la fig.(II.1).1 caractérise le comportement moyen des données. Elle a pour équation :

$$\begin{aligned} \tilde{\rho} &= 1,0 && \text{pour } V_{\text{rel.}}/c < 0,1 \\ \tilde{\rho} &= - 1,904 V_{\text{rel.}}/c + 1,19 && \text{pour } V_{\text{rel.}}/c > 0,1 \end{aligned} \quad (\text{II.1.3})$$

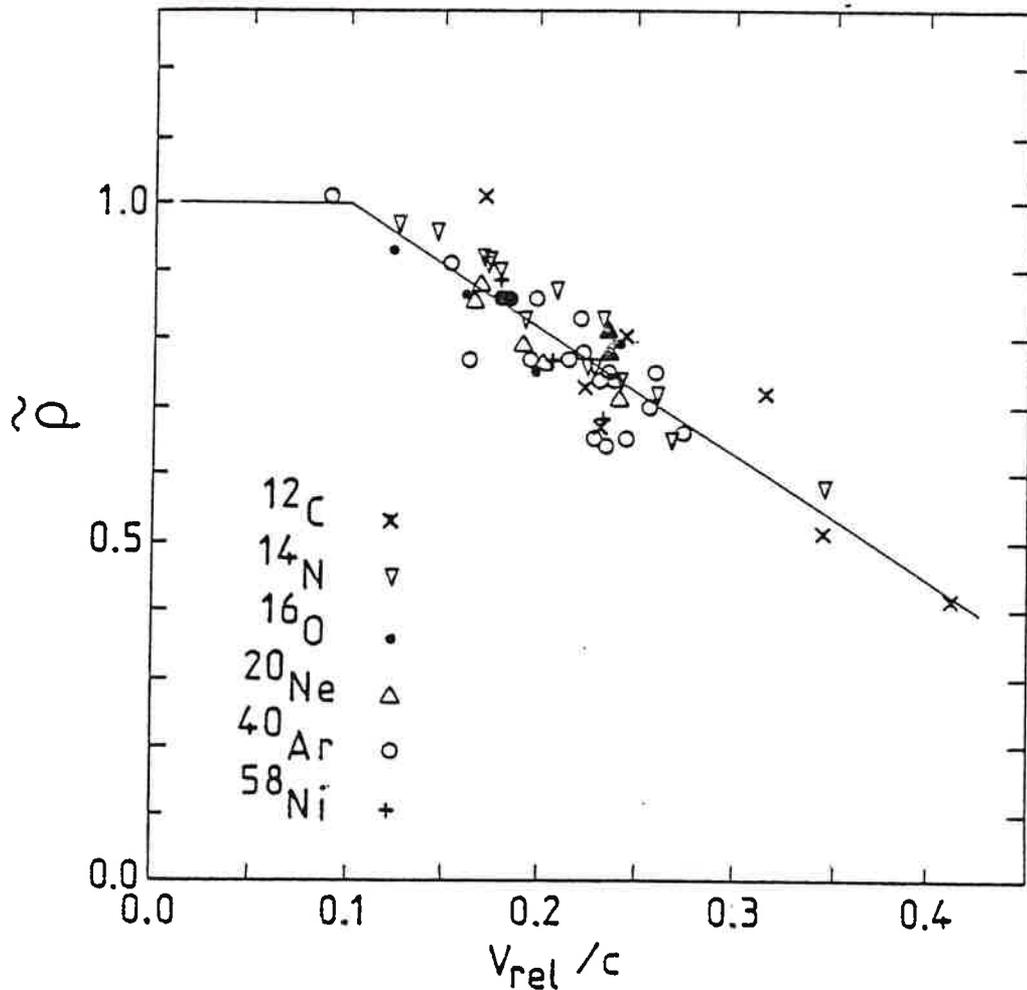


Fig.(II.1).1 - Valeur la plus probable du taux d'impulsion transférée, $\tilde{\rho}$, en fonction de la vitesse relative des noyaux incidents, V_{rel}/c pour divers systèmes. Les différents symboles indiquent les différents projectiles utilisés. La ligne correspond à l'expression (II.1.3). Les données expérimentales sont extraites de [BWM 80, MBG 82, GOS 82, LHK 82, FCG 86, MBG 84, NBC 85, APG 84, LBL 84, CMB 86, SKJ 85, CMS 83, APJ 85, AJP 86, BR 85, BBD 85, BBD 86, TCD 86, CHM 85, KLK 82, JDA 84, V 86, CGC 86, N 86, TKC 84].

Nos résultats indiqués par des symboles pleins, sont en bon accord avec cette systématique, comme avec celle de Viola.

La décroissance de $\tilde{\rho}$ avec l'énergie incidente indique que de plus en plus de particules se sont échappées du système composite (d'après (I.1.8)). Ceci peut signifier que le champ moyen n'est plus assez efficace pour piéger tous les nucléons incidents. On peut donc supposer que les nucléons manquant sont émis sous forme de particules de prééquilibre ou de PEPs (ces termes sont définis plus précisément au chapitre III). C'est pourquoi, une estima-

tion du nombre de nucléons qui peuvent s'échapper du champ moyen est proposée au paragraphe II.2, le chapitre III étant consacré à un calcul plus sophistiqué de PEPs.

Le domaine d'énergie que nous étudions est intermédiaire entre le régime dominé par le champ moyen et celui gouverné par les collisions nucléon-nucléon. On peut donc penser que la diminution du taux d'impulsion transférée avec l'énergie est plutôt due à l'importance de plus en plus grande prise par les collisions nucléon-nucléon. De fait les modèles traitant explicitement cet aspect des mécanismes de réactions, comme les modèles de cascade intranucléaire [C 80] ou le modèle de Grégoire et al. [GS 84] semblent capables de reproduire assez bien les données expérimentales.

Des expériences [GOS 85], réalisées il y a quelques années, mettant en jeu des projectiles de ^{12}C semblaient suggérer que l'impulsion que l'on peut transférée au système composite sature à une valeur d'environ 2 GeV/c lorsque l'énergie incidente augmente. Par la suite, l'étude de réactions faisant intervenir des projectiles plus lourds a montré que l'on pouvait transférer plus de 2 GeV/c. Par exemple, nous avons obtenu des impulsions transférées respectivement de 3,6 et 6,5 GeV/c avec les systèmes ^{20}Ne (30 MeV/u) + Au et ^{40}Ar (19,6 MeV/u) + Au. En fait, il semble y avoir plutôt une limitation de l'impulsion transférée par nucléon du projectile, P_t/A_p , aux alentours de 170-180 MeV/c. On observe par exemple dans la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{232}\text{Th}$ [V 86] que P_t/A_p reste à peu près constant et égal à 165 MeV/c lorsque l'énergie incidente passe de 20 à 30 MeV/u.

Sur la Fig.(II.1).2 est représentée $\tilde{\rho}$ en fonction de $\sqrt{E/A_p}$ pour les mêmes systèmes que la Fig.(II.1).1. La courbe tracée correspond à $P_t/A_p = 175$ MeV/c. On voit qu'à partir d'environ 17-18 MeV/u elle suit assez bien les données expérimentales. Cependant, il faut noter que les valeurs de P_t/A_p obtenues dans différentes réactions varient assez substantiellement : de 165 à 210 MeV/c d'après [TKC 84]. D'autre part cette limitation de l'impulsion transférée par nucléon ne semble pas avoir de véritable justification théorique. Ce n'est donc peut-être qu'un moyen de représenter les résultats.

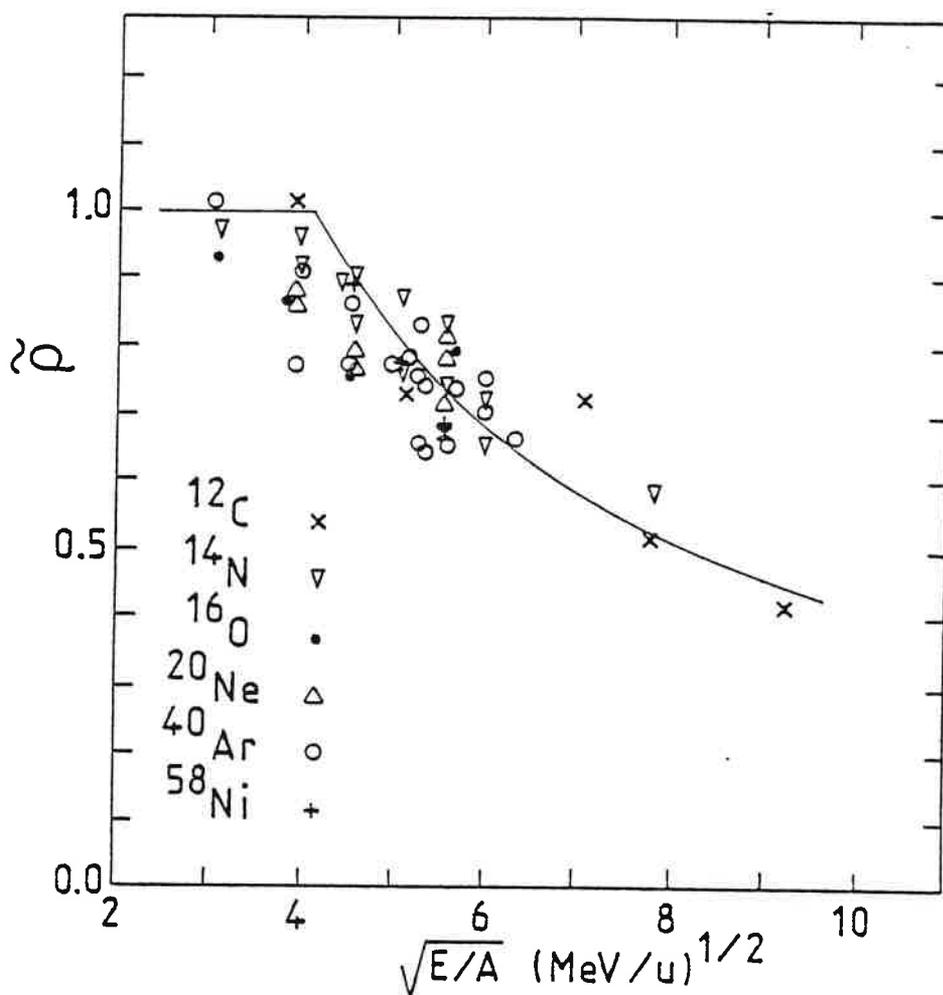


Fig.(II.1).2 - $\tilde{\alpha}$ en fonction de $\sqrt{E/A}$ où E/A est l'énergie incidente par nucléon. La courbe est obtenue en supposant l'impulsion transférée par nucléon du projectile, P_t/A_p , égale à 175 MeV/c. Mêmes données que pour la Fig.(II.1).1.

II.1.2 Limite de stabilité du quasi noyau composé

Nous avons vu au chapitre précédent que pour les systèmes $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$, ^{232}Th et ^{197}Au le pic habituellement associé aux collisions centrales dans la distribution de l'angle de corrélation entre les fragments de fission disparaissait progressivement à partir de $E/A \approx 35$ MeV/u. Les résultats que nous avons décrits indiquent seulement qu'à partir d'une certaine valeur de l'énergie incidente par nucléon, on n'observe plus de fragments provenant de la fission d'un éventuel quasi-noyau composé. On pourrait donc penser que celui-ci, parce qu'il est formé dans des conditions extrêmes d'énergie d'excitation, ne se désexcite pas par fission mais par évaporation de particules : on n'observe pas de fragments de fission mais on aurait pu trouver des

résidus d'évaporation. Cette idée peut d'ailleurs s'appuyer sur des arguments expérimentaux et théoriques : en effet des expériences [LRZ 80, RLA 82] ont montré que l'évaporation de particules avant fission devenait très probable lorsque le noyau composé atteignait des températures de l'ordre de 3 MeV. L'explication théorique peut être trouvée dans les calculs de Grangé [G 84] et de Delagrange et al. [DGS 86] qui ont montré que le temps caractéristique de l'évaporation de particules diminue lorsqu'on augmente l'énergie d'excitation dans un noyau jusqu'à devenir plus petit que le temps pour atteindre le point selle ($\sim 10^{-21}$ s) caractéristique de la fission.

Ceci signifie donc qu'un noyau fortement excité évaporera beaucoup de particules avant de pouvoir fissionner. Si le nombre de nucléons évaporés est suffisamment grand, le noyau de fusion incomplète originellement fissile peut donner lieu à un noyau de masse trop faible pour pouvoir encore fissionner, on trouverait alors des résidus d'évaporation.

Cependant, cette hypothèse ne semble pas très plausible lorsque l'on utilise des cibles aussi fissiles que l' ^{238}U et le ^{232}Th . En effet, il faudrait évaporer très rapidement plus de 100 nucléons pour arriver dans une région de masse où les barrières de fission sont importantes, ce qui semble assez improbable. De plus, nous allons voir que les résultats obtenus à partir de mesures sur les résidus d'évaporation avec des cibles plus légères semblent aussi indiquer un changement de mécanisme vers $E/A \approx 35$ MeV/u.

La Fig.(II.1).3 [FCG 86] montre le rapport de la section efficace des résidus d'évaporation provenant de fusion incomplète, σ_{fus} , sur la section efficace de réaction, σ_{R} , évaluées d'après [RCG 85] pour les systèmes voisins, $^{40}\text{Ar} + ^{68}\text{Zn}$ et $^{32}\text{S} + ^{76}\text{Ge}$ en fonction de la température du système composite, T. On peut constater une diminution progressive de $\sigma_{\text{fus}}/\sigma_{\text{R}}$ lorsque T augmente. Une extrapolation des résultats mesurés montre qu'on s'attend à ce que $\sigma_{\text{fus}}/\sigma_{\text{R}}$ devienne nul pour une température de l'ordre de 7 MeV, ce qui correspond à une énergie incidente par nucléon de l'ordre de 35 MeV/u. La même chose peut être observée avec le système $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$ pour lequel σ_{fus} est la somme des sections efficaces des résidus d'évaporation et de fission. La Fig.(II.1).4 montre $\sigma_{\text{fus}}/\sigma_{\text{R}}$ en fonction de $[(E-V_{\text{C}})/A]^{1/2}$ et dans ce cas aussi, on constate une disparition de la fusion incomplète aux alentours de 34 MeV/u. A 35 MeV/u déjà, Bizard et al. [BBD 86] pensent ne plus voir de produits de réaction identifiables avec des résidus d'évaporation. Enfin, les études concernant deux autres systèmes conduisent à des

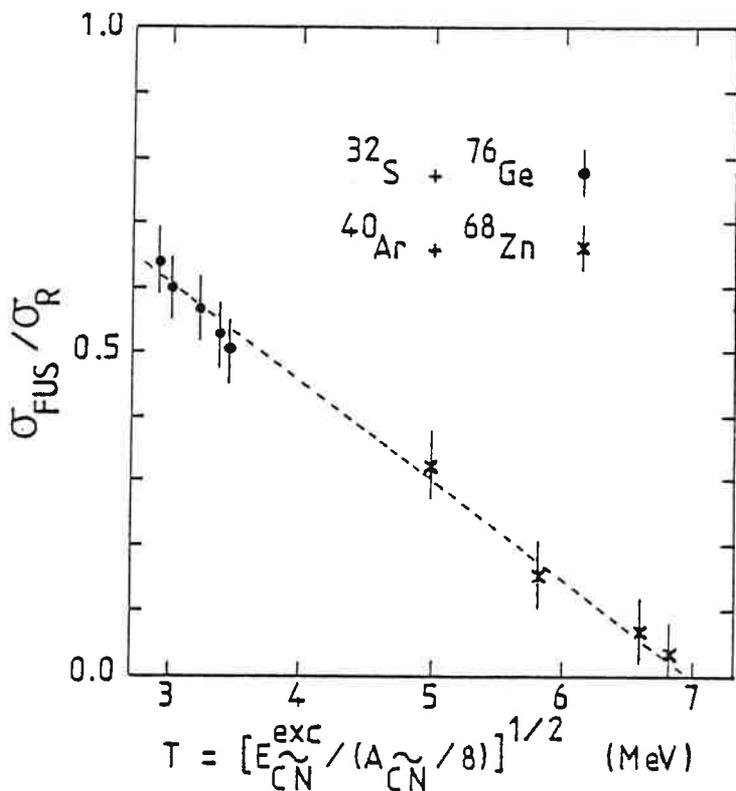
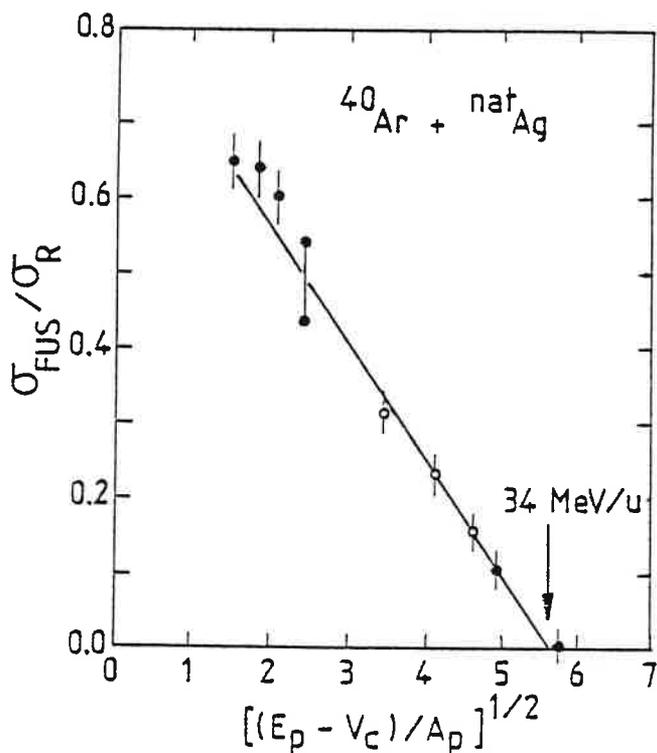


Fig.(II.1).3 - Rapport de la section efficace de quasi fusion, σ_{fus} , par la section efficace de réaction, σ_{R} , pour les systèmes $^{40}\text{Ar} + ^{68}\text{Zn}$ ou $^{32}\text{S} + ^{76}\text{Ge}$ en fonction de la température du système composite T. D'après [FCG 86]. La ligne est juste un guide pour l'oeil.



conclusions semblables : Auger et al. [APJ 86] ont montré que la composante résidues d'évaporation disparaît entre 32 et 36 MeV/u pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$. D'autre part, il semble que pour la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ [LCB 86] on observe aussi une disparition des résidus d'évaporation entre 35 et 44 MeV/u.

Il apparaît donc, au vu de tous ces résultats, que, quelque chose change avec des projectiles d' ^{40}Ar au niveau des mécanismes de réaction lorsque l'énergie incidente par nucléon dépasse environ 35 MeV/u. Ceci est différent de ce qui se passe pour des projectiles plus légers puisque avec ^{12}C jusqu'à 84 MeV/u [LHK 82] ou ^{14}N jusqu'à 60 MeV/u [H 85] on voit sans ambiguïté dans les corrélations angulaires entre fragments de fission un pic que l'on peut attribuer à la fission d'un quasi-noyau composé.

Fig.(II.1).4 - $\sigma_{\text{fus}}/\sigma_{\text{R}}$ pour le système Ar + Ag en fonction de la vitesse du projectile au-dessus de la barrière coulombienne, $\sqrt{(E_{\text{p}} - V_{\text{c}})/A_{\text{p}}}$. D'après [86]. Données de [D 86, RBG 86, BBD 86].

Pour une énergie incidente par nucléon donnée, plus le projectile utilisé est lourd, plus l'énergie d'excitation et la température du système composite formé lors d'une fusion incomplète sont grandes. On peut donc penser qu'avec des projectiles d' ^{40}Ar , on a atteint les valeurs maximales de température ou d'énergie d'excitation qu'un noyau peut supporter et au delà desquelles il peut se désagréger totalement soit par multifragmentation, soit par ébullition complète.

Sur la Fig.(II.1).5, est reportée l'énergie d'excitation par nucléon dans le quasi noyau composé en fonction de la masse de celui-ci pour un certain nombre de systèmes. Les petits symboles vides représentent des réactions au cours desquelles des produits de fusion ont été observés. Les cercles pleins indiquent les systèmes pour lesquels des résidus d'évaporation ou des fragments de fission n'ont pu être mesurés. Dans ce dernier cas, l'impulsion transférée par nucléon du projectile était supposée être égale à 175 MeV/c. On constate que les plus hautes énergies d'excitation par nucléon atteintes jusqu'à présent l'ont toujours été avec des projectiles d' ^{40}Ar et que l'on peut tracer une ligne (en pointillés sur la figure) séparant approximativement les systèmes qui conduisent à de la fusion incomplète (au sens de la formation d'un quasi noyau composé qui vit suffisamment longtemps pour donner lieu à des résidus d'évaporation ou à des fragments de fission) et ceux qui ne fusionnent pas. L'ensemble de ces résultats semble donc montrer que la disparition de la fusion incomplète peut être expliquée par l'existence d'une limite en énergie d'excitation par nucléon, $\varepsilon_{\text{max}}^*$, qui n'aurait été atteinte jusqu'à ce jour qu'avec des projectiles d' ^{40}Ar . Des expériences ont été réalisées récemment avec un projectile de ^{58}Ni [V 86]. L'énergie incidente n'était apparemment pas suffisante pour atteindre la région de disparition de la fusion incomplète. Les données concernant ce projectile sont indiquées par des croix sur la Fig.(II.1).1. On peut aussi remarquer sur cette figure que $\varepsilon_{\text{max}}^*$ dépend de la masse du système composite : on peut déposer plus d'énergie d'excitation par nucléon dans un noyau léger que dans un noyau lourd.

Il faut noter que les valeurs d'énergie d'excitation que nous avons calculées ne tiennent pas compte de l'énergie de rotation et supposent, pour calculer le Q de réaction, que la masse manquante est partie sous forme de nucléons libres. Tout ceci, ajouté aux incertitudes expérimentales, fait que les valeurs de $\varepsilon_{\text{max}}^*$ que l'on peut déduire de la Fig.(II.1).1 doivent être considérées comme approximatives. On peut estimer l'incertitude sur ces valeurs à environ 0,5 MeV.

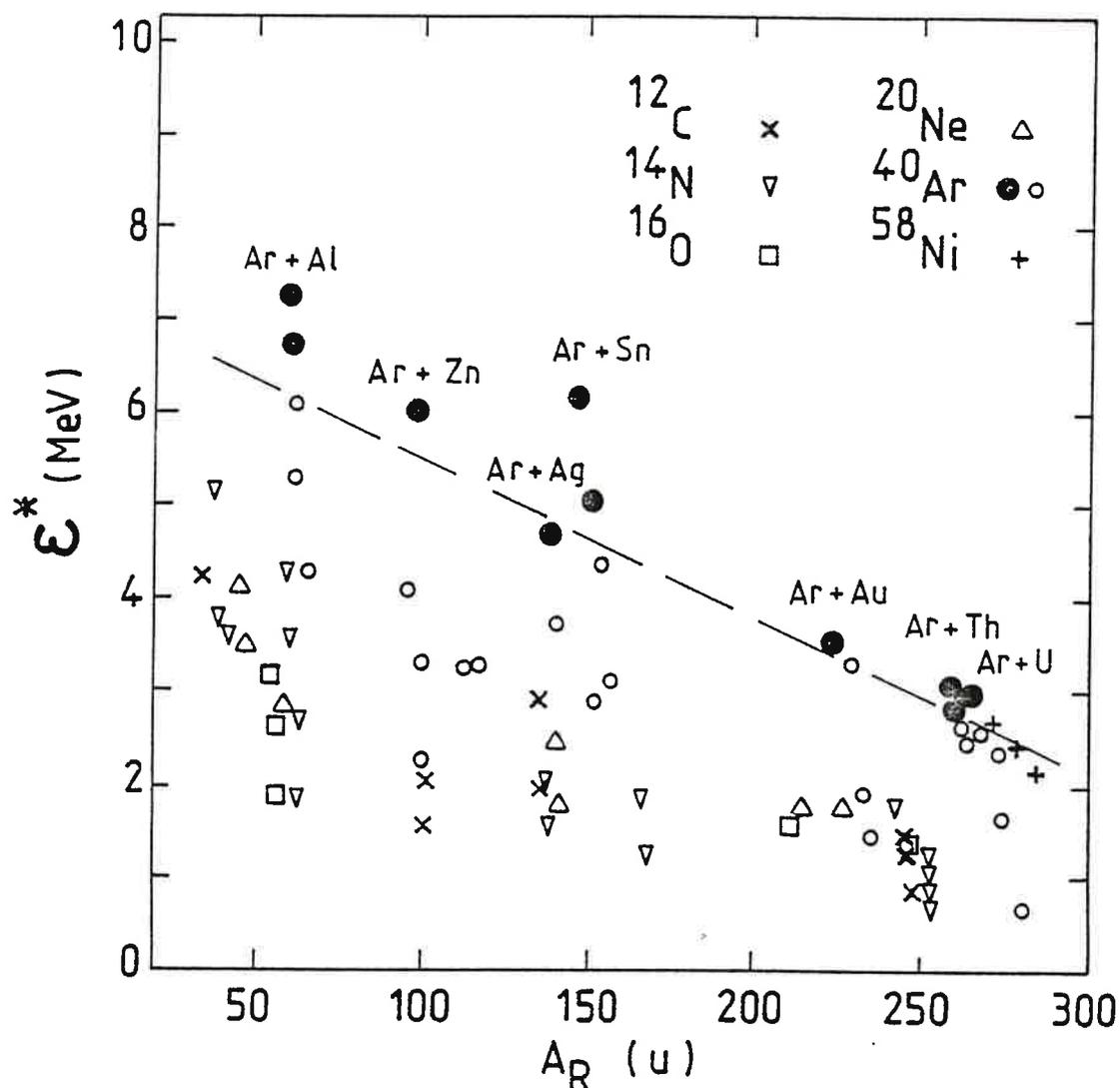


Fig.(II.1).5 - Energie d'excitation par nucléon, ϵ^* , dans le quasi noyau composé en fonction de la masse de celui-ci. Les petits symboles vides correspondent aux cas où un système composite se désexcitant par évaporation de particules ou par fission a effectivement été observé, les symboles pleins aux cas où cela ne l'a pas été : dans ce cas ϵ^* est calculé en supposant $p_t/A_p = 175 \text{ MeV}/c$. La ligne sépare les deux régions.

Nous avons vu au paragraphe I.5.2 que les pentes des spectres en énergie des particules de $Z=1$ dépendaient beaucoup plus du taux d'impulsion transférée à 35 qu'à 19,6 MeV/u : à 35 MeV/u et pour les grands transferts on observe beaucoup de particules très énergétiques; Ceci est peut être relié du fait que justement pour les plus grands transferts on est susceptible d'atteindre ϵ_{max}^* . En effet, on peut penser que la formation du quasi noyau composé n'est possible que si des particules très rapides ont emporté suffisamment d'énergie d'excitation : par exemple il se peut que le départ d'un nucléon avec la vitesse du faisceau conduise à un système dont l'énergie

d'excitation est supérieure à ε_{\max}^* alors que si le nucléon part avec deux fois la vitesse du faisceau ε_{\max}^* n'est pas atteinte. On observerait donc des produits de fission seulement dans le deuxième cas. Ceci expliquerait pourquoi les particules détectées en coïncidence avec de grands transferts d'impulsion sont beaucoup plus énergétiques.

Remarque : Nous aurions pu tout aussi bien exprimer la limitation au processus de fusion en termes de température limite dans un noyau. Si l'on admet la relation $E^* = A/8 T^2$, les deux approches sont équivalentes. Cependant, on ne sait pas encore très bien du point de vue théorique si le paramètre de densité de niveaux, $A/8$, change ou non avec la température. C'est pourquoi nous avons préféré l'approche en termes d'énergie d'excitation par nucléon.

II.2 ENERGIE D'EXCITATION MAXIMALE QU'UN NOYAU PEUT SUPPORTER

Le paragraphe précédent a montré que l'absence des produits de fusion que l'on pouvait attendre pour un certain nombre de systèmes au-delà d'environ 35 MeV/u pouvait être comprise si l'on supposait que l'énergie d'excitation par nucléon maximale, ε_{\max}^* , que le système composite peut supporter a été atteinte. On a vu aussi que ε_{\max}^* diminue quand la masse du noyau concerné augmente. Nous allons essayer dans ce paragraphe de comprendre ces deux faits.

II.2.1 Estimation de l'énergie d'excitation maximale par nucléon dans un noyau

On peut tout d'abord penser qu'un noyau fortement excité peut se vaporiser complètement en ses constituants si l'énergie d'excitation par nucléon est supérieure à l'énergie de liaison des nucléons ε_B . On sait que ε_B varie avec la masse du noyau dans lequel on la calcule : ε_B présente un maximum pour $A=56$ puis diminue avec A . On comprend donc pourquoi on a observé sur la Fig.(II.1).1 qu'un noyau de masse intermédiaire peut contenir plus d'énergie d'excitation par nucléon qu'un noyau plus lourd. Cependant, ε_B est de l'ordre de 7 à 8 MeV, valeur trop élevée par rapport aux valeurs trouvées expérimentalement.

On a maintenant des indications à la fois théoriques et expérimentales que des noyaux très chauds peuvent émettre des fragments assez lourds : cela a été mis en évidence expérimentalement par [LRZ 80, RLA 82]. D'autre part,

des calculs théoriques récents comme ceux de Gross et al. [GXS 86] ou de [DGS 85] montrent que la probabilité d'évaporer des agregats augmente rapidement avec la température du noyau. Enfin, à plus haute énergie les mesures inclusives montrent [PCT 84] une grande variété de fragments dont la distribution de masse suit généralement une loi de puissance.

On peut donc essayer de tenir compte de la possibilité d'évaporer des agregats pour calculer ϵ_{\max}^* . Si l'on suppose un équilibre statistique global entre le noyau, les nucléons et les agrégats on a :

Noyau \leftrightarrow nucléons \leftrightarrow agregats

Le noyau de masse A pourra se vaporiser totalement sous forme d'agrégats si son énergie d'excitation par nucléon est supérieure à :

$$\epsilon_{\max}^*(A) = \epsilon_B(A) - \langle \epsilon_{\text{agr}}(A) \rangle$$

où $\epsilon_B(A)$ est calculée à partir d'une formule de masse de goutte liquide,

$\langle \epsilon_{\text{agr}}(A) \rangle$ est l'énergie de liaison par nucléon moyenne des agrégats.

$\langle \epsilon_{\text{agr}}(A) \rangle$ est évalué en supposant une distribution des agrégats en $A_{\text{agr}}^{-\tau}$ avec τ de l'ordre de 7/3 [PCT 84]

$$\langle \epsilon_{\text{agr}}(A) \rangle = \frac{\sum A_{\text{agr}}^{-\tau} \epsilon_B(A_{\text{agr}})}{\sum A_{\text{agr}}^{-\tau}}$$

La somme étant effectuée pour des noyaux appartenant à la vallée de stabilité.

On obtient alors pour ϵ_{\max}^* , les courbes représentées sur la Fig.(II.2) .1, pour différentes valeurs de τ . Ce paramètre n'est en effet pas très bien défini expérimentalement [PCT 84].

On voit que les valeurs de ϵ_{\max}^* prédites par cette estimation très simple sont en bon accord avec celles déduites expérimentalement sur la Fig.(II.1).1.

Remarque : Il existe de nombreux calculs théoriques qui peuvent expliquer la loi de puissance en $A^{-\tau}$ observée expérimentalement : les modèles de transition de phase liquide-vapeur [S 84, PCT 84], les modèles de percolation [CD 85, BDM 85] ou les modèles de multifragmentation statistique [BDM 85, BG 85]. Nous n'avons pas ici cherché à savoir quel est le mécanisme responsable de la dislocation du noyau fortement excité, mais nous nous sommes seulement appuyés sur l'existence expérimentale de cette loi décrivant la distribution de masse des fragments de réaction.

II.2.2 Energie d'excitation maximale et taux d'impulsion transférée

On peut aussi, pour un système donné, prévoir à partir de quelle énergie incidente l'énergie d'excitation par nucléon sera trop grande pour que le noyau composite formé lors d'une fusion incomplète garde sa cohésion. Pour cela, nous avons calculé pour une valeur du pourcentage d'impulsion transférée donnée, l'énergie d'excitation par nucléon, ϵ^* , dans le système composite à partir des formules données au chapitre I. On peut alors aussi déduire la masse du quasi noyau composé et donc connaître grâce aux courbes représentées sur la Fig.(II.2).1 la valeur de ϵ_{\max}^* correspondante. La Fig. (II.2).2 montre les résultats de cette analyse pour trois systèmes différents : les différentes sortes de points donnent ϵ^* pour trois énergies incidentes différentes en fonction du taux d'impulsion transférée, ρ , tandis que les courbes représentent ϵ_{\max}^* pour différentes valeurs de l'exposant τ . Pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ on constate que jusqu'à 27 MeV/u, quelle que soit le choix de τ , ϵ^* n'atteint jamais la valeur limite ϵ_{\max}^* . Par contre, à partir de 35 MeV/u ϵ_{\max}^* peut être atteinte pour les plus grandes valeurs de ρ . Ceci signifie que dans la distribution en impulsion transférée, seule la

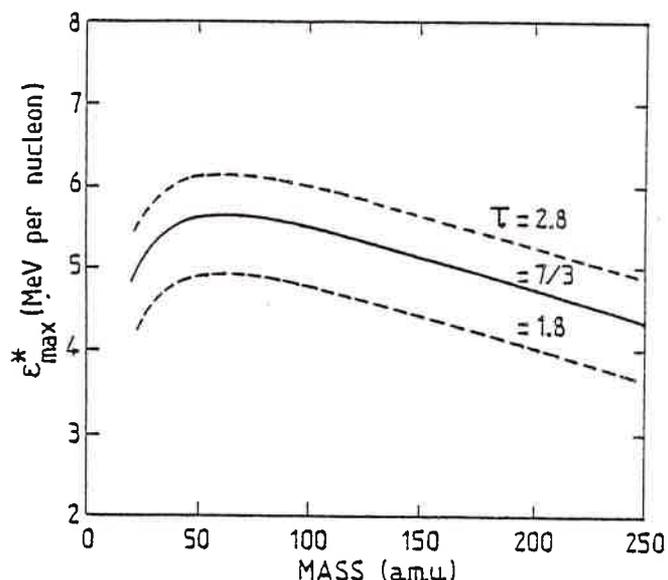


Fig.(II.2).1 - Energie maximale par nucléon, ϵ_{\max}^* , qu'un noyau peut supporter en fonction de la masse de celui-ci. Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs de l'exposant τ . Le calcul est effectué pour des noyaux appartenant à la vallée de stabilité.

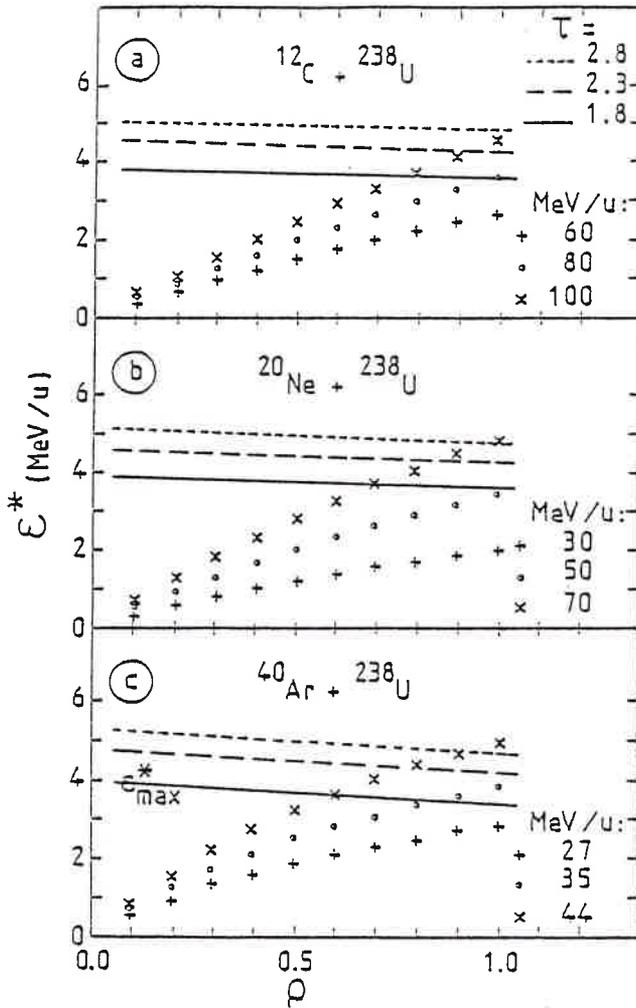


Fig.(II.2).2 - Energie d'excitation par nucléon, ϵ^* , dans le quasi noyau composé en fonction du pourcentage d'impulsion transférée (ρ) à différentes énergies pour les systèmes C+U (a), Ne + U (b), Ar + U (c). Les lignes représentent ϵ^*_{\max} calculée comme sur la Fig. (II.2).1 pour différentes valeurs de τ .

l'ordre de 60 MeV/u pour le ^{20}Ne et de l'ordre de 90 MeV/u pour le ^{12}C . Ceci explique que l'on n'ait pas encore vu de changement de comportement dans les réactions de fusion incomplète utilisant ces ions puisque les énergies incidentes étudiées n'ont pas dépassé respectivement 49 et 84 MeV/u.

On voit finalement que ce modèle très simple permet de rendre compte de façon tout à fait satisfaisante de l'ensemble des résultats concernant la disparition apparente des produits de fusion dans certaines réactions.

partie correspondant à de faibles ρ pourra donner lieu à l'observation de produits de fission. On obtiendra donc une section efficace de fission plus faible que prévue et une valeur moyenne apparente de la distribution en ρ déplacée vers des valeurs plus petites que celles attendues d'après la systématique établie sur des systèmes à plus basse énergie. On peut ainsi comprendre la disparition progressive à partir de 35 MeV/u du pic associé à la fusion incomplète dans nos corrélations angulaires de fragments de fission. On s'attend à ne plus observer du tout de fission lorsque toute la distribution d'impulsion transférée correspond à des valeurs de ϵ^* supérieures à ϵ^*_{\max} .

Sur la même figure (a,b) on a reporté les résultats du calcul pour des systèmes dans lesquels le projectile est plus léger. On constate que l'énergie incidente par nucléon à partir de laquelle on peut atteindre ϵ^*_{\max} est d'autant plus grande que le projectile est plus léger : on trouve de

L'accord avec les résultats expérimentaux ne peut cependant être que qualitatif, étant donné la simplicité de notre approche : la valeur de l'exposant τ à choisir n'est pas très bien déterminée ; d'autre part nous avons supposé que le noyau excité se vaporisait complètement sous forme d'agrégats, or il y a vraisemblablement à la fois des nucléons et des fragments plus lourds qui sont émis, ce qui conduirait à des valeurs de ε_{\max}^* légèrement plus élevées. Enfin, notre calcul est effectué pour des noyaux appartenant à la vallée de stabilité ce qui n'est pas forcément exact pour de grandes énergies d'excitation.

II.3 MODELE STATIQUE POUR L'EMISSION DE PARTICULES RAPIDES

L'étude expérimentale du transfert d'impulsion lors de collisions centrales a montré (paragraphe II.1) que le taux d'impulsion transférée au système composite diminuait à peu près linéairement avec la vitesse relative des ions interagissant. On estime généralement que l'impulsion manquante est emportée par des particules rapides qui n'ont pas pu être piégées par le champ moyen. L'idée de ce modèle est d'évaluer le nombre de nucléons qui peuvent s'échapper lors de la collision à partir de considérations très simples dans l'espace des phases. En fait, comme nous le verrons par la suite, ce modèle schématique est une version très simplifiée des modèles de PEPs [BDK 79] mais il doit pouvoir permettre de comprendre la tendance générale des données. Au chapitre III, un modèle de PEPs plus sophistiqué sera développé.

II.3.1 Description du modèle

Au cours de l'interaction entre deux noyaux, les nucléons de l'un peuvent passer dans l'autre si les noyaux sont en contact. A cause du couplage entre la vitesse intrinsèque, due au mouvement de Fermi, des nucléons et la vitesse relative des deux ions, les nucléons provenant du noyau donneur peuvent avoir dans le noyau récepteur une énergie suffisante pour pouvoir surmonter la barrière de potentiel et s'échapper. Le nombre de nucléons émis peut être estimé simplement en considérant l'espace des phases :

a) Espace des impulsions

Dans l'espace des impulsions, les deux noyaux en interaction sont représentés par leur sphère de Fermi (Fig.(II.3).1a) de rayon k_F . L'impulsion de Fermi, k_F , est supposée identique pour les deux ions et égale à la valeur trouvée pour la matière nucléaire infinie :

$$k_F = 1,36 \text{ fm}^{-1}$$

Les centres des deux sphères sont séparés par une distance, \vec{q} , qui est la vitesse relative par nucléon des ions. Un nucléon venant du projectile et qui est passé dans la cible pourra s'échapper si son énergie cinétique est plus grande que l'énergie de Fermi, ϵ_F , de la cible, augmentée pour les neutrons de l'énergie de séparation S_n d'un neutron et pour les protons de $S_p + V_p$, somme de l'énergie de séparation et de la barrière coulombienne pour un proton. Ceci signifie sur la Fig.(II.3).1a que seuls les nucléons appartenant à la sphère de Fermi du projectile mais n'appartenant pas à la sphère (en tiretés) de rayon k tel que :

$$k = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (\epsilon_F + S_n)} \quad \text{pour les neutrons} \quad (\text{II.3.1})$$

ou

$$k = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (\epsilon_F + S_p + V_p)} \quad \text{pour les protons}$$

pourront s'échapper. Cela correspond à la zone hachurée sur la figure.

S_n et S_p sont calculées à partir d'une formule de masse de goutte liquide, V_p est donnée par l'expression [CNT 83] :

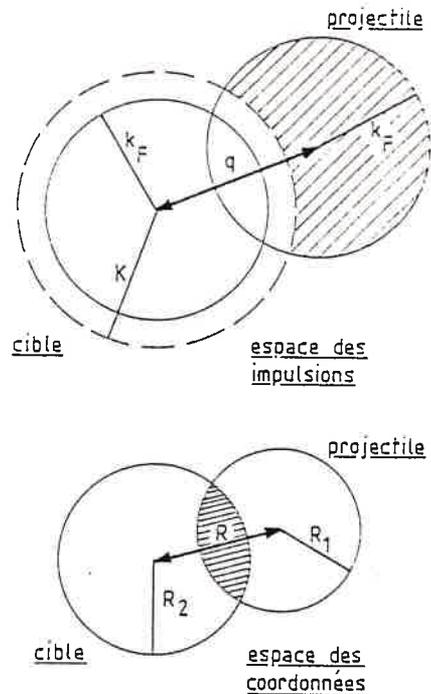


Fig.(II.3).1 - Représentation des noyaux en interaction : a) dans l'espace des impulsions : k_F est l'impulsion de Fermi, k est donné par (II.3.1), q est l'impulsion relative par nucléon des ions. b) dans l'espace des coordonnées : R_1 , R_2 sont les rayons des noyaux, R la distance séparant leurs centres de masse. Les régions hachurées sont celles auxquelles les nucléons du projectile doivent appartenir pour pouvoir s'échapper.

$$V_p = 1,44 \frac{(Z-1)}{r_p A^{1/3} + 1} \text{ MeV} \quad (\text{II.3.2})$$

$$\text{avec : } r_p = 2,05 - 0,0019 A$$

Z, A étant le numéro atomique et la masse de la cible.

Le même raisonnement peut être utilisé pour les nucléons venant de la cible et traversant le projectile.

b) Espace de coordonnées

Les considérations dans l'espace des impulsions que nous venons de faire impliquent que le nombre de nucléons qui peut être émis sera d'autant plus grand que la vitesse relative entre les ions sera plus grande. Or, lors de la fusion du projectile et de la cible, ceux-ci décélèrent jusqu'à ce que leur vitesse relative s'annule. Ceci signifie donc que les nucléons qui s'échappent sont passés dans le noyau receptrice au tout début de la réaction. Si l'on suppose que le temps pendant lequel ces nucléons ont des chances de pouvoir sortir est faible devant le temps que met un nucléon pour traverser le noyau donneur, on peut admettre que seuls les nucléons appartenant à l'intersection des deux sphères, séparées de R, représentant les ions dans l'espace des coordonnées (Fig.(II.3)1b), pourront participer à l'émission. R est un paramètre sur lequel nous reviendrons plus loin.

c) Calcul du nombre de nucléons émis

Finalement, les nombres de neutrons $N'_{p,T}$ et de protons $Z'_{p,T}$ provenant respectivement du projectile et de la cible seront simplement donnés par des rapports de volumes dans l'espace des impulsions (V^k) et des coordonnées (V^R). Par exemple :

$$\frac{N'_p}{N_p} = \frac{V_H^k}{V_p^k} \frac{V_H^R}{V_p^R} \quad (\text{cf. Appendice C}) \quad (\text{II.3.3})$$

où : N_p est le nombre de neutrons du projectile,

$V_p^{k,R}$ sont les volumes dans l'espace des impulsions et des coordonnées du projectile,

$V_H^{k,R}$ sont les volumes hachurées sur la Fig.(II.3).1.

Si l'on suppose que les particules provenant du projectile ont en moyenne la vitesse du faisceau et que celles provenant de la cible ont une vitesse nulle on peut alors calculer d'après (I.1.8) le taux d'impulsion transférée :

$$\rho_p = \frac{A_p'}{A_p} \quad \text{avec} \quad A_p' = A_p - N_p' - Z_p' \quad (\text{II.3.4})$$

ainsi que le taux que l'on observerait si l'on inversait cible et projectile

$$\rho_T = \frac{A_T'}{A_T} \quad (\text{II.3.5})$$

d) Choix de R

En toute rigueur, si nous voulions faire un calcul plus complet il faudrait tenir compte de la dynamique de la réaction et suivre l'évolution du nombre de particules émises avec la distance séparant les deux noyaux, R. Notre but, ici, est juste une estimation de ce nombre à l'aide d'un modèle très simple. Nous avons donc choisi une approche statique. Pour cela, nous devons choisir une valeur de R pour faire le calcul. Il est clair, d'après l'expression (II.3.3), que N_p'/N_p est nul tant que $R > R_p + R_T$ puisqu'alors l'intersection des sphères dans l'espace des coordonnées est vide. N_p'/N_p redevient nul quand R atteint R_{\min} la distance minimale d'approche car $\vec{q}=0$ à cet instant. N_p'/N_p doit donc passer par un maximum pour une valeur intermédiaire de R. La Fig.(II.3).2 montre ρ_p calculé d'après (II.3.4) en fonction de R pour le système Ne + Au à différentes énergies incidentes. q est donné en fonction de R par la vitesse relative au-dessus de la barrière coulombienne. Le potentiel nucléaire utilisé est celui de [NN 80]. Le moment angulaire est négligé. On voit que ρ_p passe par un minimum assez aigu lorsque R varie (ce qui correspond à un maximum du nombre de particules émises). C'est la valeur de R correspondant au minimum de ρ_p qui sera choisie dans la suite pour effectuer le calcul.

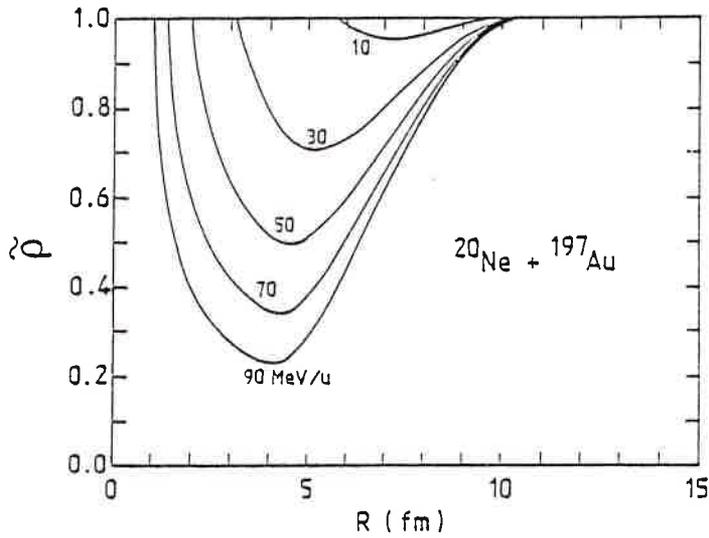
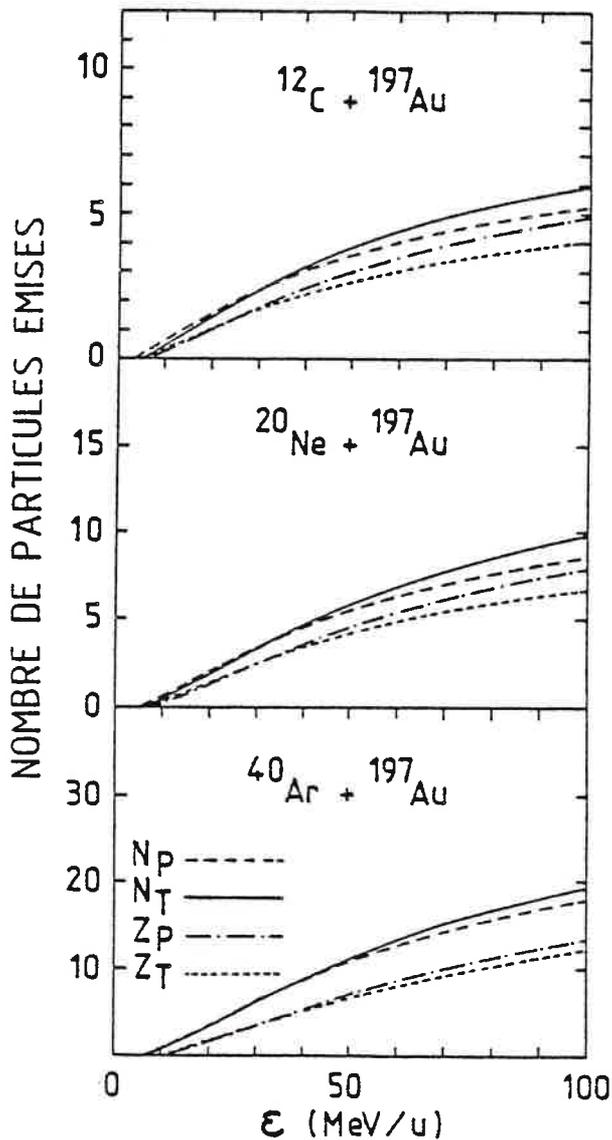


Fig.(II.3).2 - Evolution de ρ_p avec la valeur R pour laquelle on effectue le calcul.



II.3.2 Résultats

a) Nombre de nucléons émis

La Fig.(II.3).3 montre le nombre de particules rapides provenant de la cible et du projectile pour trois systèmes différents en fonction de la racine de l'énergie incidente par nucléon. On constate que les neutrons sont émis en plus grand nombre que les protons ce qui est normal puisque la barrière à franchir est plus élevée. D'autre part, les nombres de nucléons émis par le projectile et par la cible sont sensiblement identiques ce qui signifie, pour un système très asymétrique, que le projectile émet proportionnellement à sa masse beaucoup plus de nucléons que la cible. Ceci semble en accord avec ce qui est observé expérimentalement (cf. paragraphe I.1.1).

Fig.(II.3).3 - Nombre de particules rapides émises en fonction de $\epsilon = \sqrt{E/A}$. N_p , N_T sont les nombres de neutrons émis respectivement par le projectile et la cible, Z_p , Z_T les nombres de protons.

b) Taux d'impulsion transférée

La fig.(II.3).4 représente ρ_p en fonction de la vitesse relative des deux noyaux en interaction pour différents systèmes comparé à la formule empirique donnée au paragraphe II.1 (eq.(II.1.3)). La tendance générale des données est reproduite. Cependant on remarque une légère différence selon la nature du projectile : celle-ci est due à l'augmentation du volume de recouvrement dans l'espace des coordonnées avec la masse du projectile. On trouve de la même façon une variation légère avec la masse de la cible.

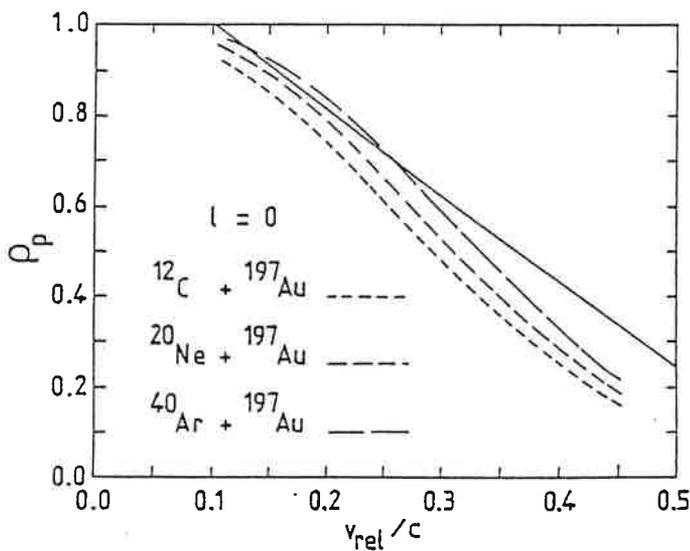


Fig.(II.3).4 - Taux d'impulsion transférée, ρ_p , obtenu avec le calcul pour trois systèmes différents en fonction de la vitesse relative v_{rel}/c . La courbe en trait plein est la loi donnée par l'expression (II.1.3)

Dans ce calcul nous n'avons considéré que des collisions centrales. Cependant, la fusion se produit pour un domaine assez grand de paramètres d'impact. Il est donc peut être nécessaire de ne pas négliger le moment angulaire qui influe sur la détermination de \vec{q} et donc de R. Afin de tester cette influence nous avons effectué le même calcul que précédemment avec une valeur de λ égale à $2/3 \lambda_{max}$ où λ_{max} est le moment angulaire maximum de la réaction si $2/3 \lambda_{max} < 80$ et à $80\hbar$ sinon : les résultats sont présentés sur la Fig.(II.3).5. On notera

que les valeurs de ρ_p obtenues sont légèrement supérieures à celles obtenues sur la Fig.(II.3).4 ce qui rend l'accord avec la formule empirique meilleur.

On voit donc que ce modèle très schématique permet de reproduire à peu près les données expérimentales dont nous disposons et prévoit une légère dépendance de ρ_p avec le projectile et la cible.

II.3.3 Energie incidente limite pour former un quasi noyau composé

Nous avons vu au paragraphe II.2 que la formation d'un quasi noyau composé devient impossible lorsque l'énergie d'excitation déposée est trop grande. En associant le calcul que nous venons de décrire et l'approche du paragraphe II.2 on peut estimer l'énergie incidente par nucléon limite, ϵ_{lim} , à partir de laquelle le système composite perd sa

cohésion. Avec les notations définies plus haut, pour une valeur de ρ donné, l'énergie d'excitation par nucléon ϵ^* est donnée par:

$$\epsilon^* = \epsilon \frac{\rho_p A_p + \rho_T A_T}{(\rho_p A_p + \rho_T A_T)^2} \quad (II.3.6)$$

où ϵ est l'énergie incidente par nucléon

Si l'on appelle X , l'asymétrie de masse du système

$$X = \frac{A_T - A_p}{A_p + A_T} \quad (II.3.7)$$

et que l'on suppose qu'un même nombre de particules sont émises par le projectile et la cible, ce qui semble vrai d'après la Fig.(II.3).3, on peut écrire :

$$\epsilon^* = \epsilon \frac{\rho_p \rho_T (1-X^2)}{\rho_p (1-X) + \rho_T (1+X)} \quad (II.3.8)$$

avec d'après (II.3.5) et (II.3.7)

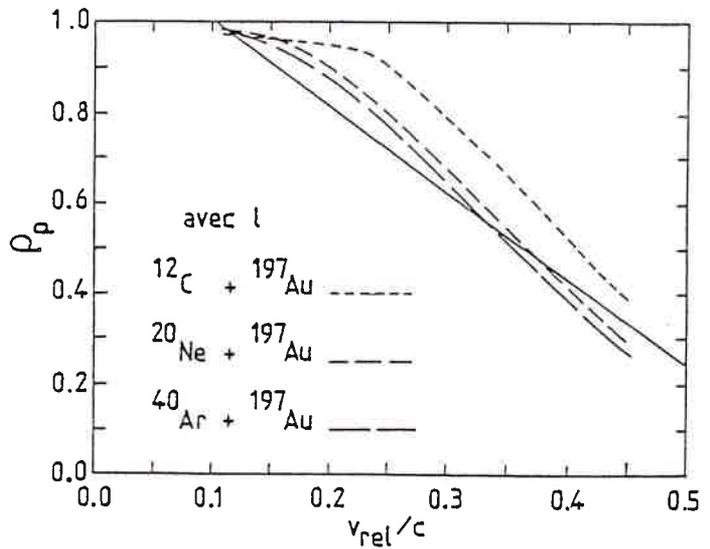


Fig.(II.3).5 - Idem Fig.(II.3).4 mais en tenant compte du moment angulaire.

$$\rho_T = \frac{2X + \rho_P(1-X)}{1+X} \quad (\text{II.3.9})$$

ϵ_{lim} sera alors la valeur telle que $\epsilon^* = \epsilon_{max}^*$

$$\epsilon_{lim} = \epsilon_{max}^* \frac{\rho_P(1-X) + \rho_T(1+X)}{\rho_P \rho_T (1-X^2)} \quad (\text{II.3.10})$$

Sur la Fig.(II.3).6 ϵ_{lim} est tracée en fonction de l'asymétrie de masse, X , et de ρ_P . Nous avons choisi pour effectuer ce calcul, $\epsilon_{max}^* = 5$ MeV, ce qui correspond à une valeur moyenne de ce que donne la Fig.(II.2).1.

Si l'on suppose par exemple un transfert complet d'impulsion ($\rho_P = 1$) on trouve pour les systèmes $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$, $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ et $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ respectivement $\epsilon_{lim} \approx 100, 80$ et 40 MeV/u. On retrouve donc approximativement ce que nous avons observé au paragraphe II.2.2.

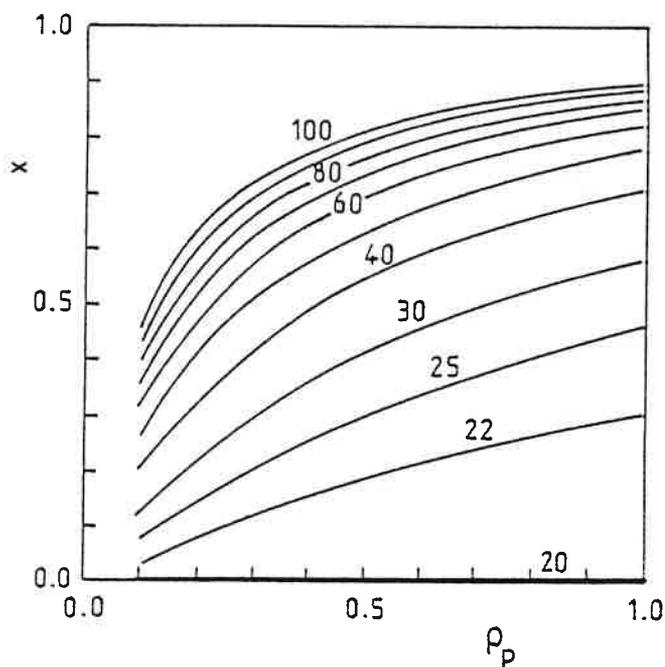


Fig.(II.3).6 - Energie incidente par nucléon limite au-dessus de laquelle il n'est plus possible de former un quasi noyau composé en fonction du taux d'impulsion transférée, ρ_P et de l'asymétrie de masse, X , du système.

En conclusion de ce chapitre nous pouvons dire que nous comprenons, au moins qualitativement, l'ensemble de nos résultats et des données fournies par d'autres expériences : la disparition apparente de la fusion incomplète lorsque l'on utilise des projectiles d' ^{40}Ar à plus de 35 MeV/u peut être associée à une limitation de l'énergie d'excitation par nucléon qu'un noyau peut supporter. Cette limite peut être estimée de façon simple en tenant

compte de l'émission possible d'agregats et de nucléons. Avant que cette limite ne soit atteinte, le taux d'impulsion transférée au système composite suit une loi qui semble à peu près indépendante de la nature des ions interagissant. Cette loi peut être comprise à partir d'une évaluation statique du nombre de nucléons qui ne sont pas piégés dans le champ moyen du fait de leur trop grande vitesse. Ce modèle très simple est en fait une simulation schématique d'un modèle de PEPs comme celui que nous allons décrire au chapitre suivant.

Chapitre III

MODELE POUR L'EMISSION DE NUCLEONS RAPIDES

De nombreuses expériences dans lesquelles étaient détectées des particules légères en coïncidence avec des fragments lourds ont montré l'existence d'une composante rapide dans les spectres en énergie des nucléons ou des alphas, qui ne pouvait pas s'expliquer par un processus d'évaporation. Ces particules rapides sont généralement associées à des temps d'émission courts ($< 10^{-22}$ s), elles sont donc émises au tout début de la réaction, avant que le système n'ait atteint un équilibre statistique (qui nécessite un temps de l'ordre de 10^{-21} s).

Les premiers à mentionner ces fragments légers de grande énergie furent Britt et Quinton [BQ 61] puis Galin et al. [GGG 74], mais leurs résultats concernaient des mesures en simple. Plus récemment, des expériences de coïncidence entre produits de fusion et particules légères rapides ont été réalisées [WSH 78, GSB 81, JCK 81, LRZ 80], qui montrent que ces dernières sont associées à une fusion incomplète.

De nombreuses approches théoriques ont tenté de rendre compte de cette émission de fragments rapides. Parmi celles-ci, citons les modèles de pré-équilibre [HM 68, G 66, B 71], de zone chaude [GW 77, GSZ 80] et de PEPs (Promptly Emitted Particles) [BDK 79, BDF 80]. Dans le cadre de l'étude du transfert d'impulsion dans les réactions de fusion incomplète, il nous a semblé intéressant de développer un modèle susceptible d'expliquer pourquoi une partie de l'impulsion initiale peut manquer au système composite. Nous avons choisi une approche du type PEPs, inspirée de celle de Bondorf et al.

[BDF 79, BDF 80], mais à laquelle nous avons apporté quelques modifications et compléments.

Au cours de ce chapitre, nous passerons d'abord brièvement en revue, au paragraphe III.1, les modèles cités plus haut en insistant plus sur celui de Bondorf et al., puis nous nous attacherons, au paragraphe III.2, à décrire notre calcul. Enfin le paragraphe III.3 sera consacré aux résultats, à leur discussion et à la comparaison à quelques expériences.

III.1 LES DIFFERENTS MODELES D'EMISSION DE PARTICULES LEGERES RAPIDES

III.1.1 Les modèles de prééquilibre

Les modèles de prééquilibre ont d'abord été imaginés dans le cadre des réactions proton-noyau afin d'expliquer la présence dans les spectres en énergie des protons, d'une composante continue de haute énergie, intermédiaire entre la contribution due aux réactions directes et celle due à la formation d'un noyau composé [S 62, BP 73]. Le premier susceptible de reproduire les formes de ces spectres a été le modèle des excitons de Griffin [G 66] puis Harp et al. [HM 68, HM 71] ont proposé une approche sensiblement différente capable de prédire à la fois les formes des spectres et les sections efficaces. Enfin une théorie combinant certains aspects des deux précédentes a été élaborée par Blann [B 71, B72] et s'accorde de manière satisfaisante aux résultats expérimentaux.

Dans toutes ces approches, l'énergie initiale apportée par le projectile est partagée en quelques degrés de liberté intrinsèques, puis le système évolue vers des configurations de plus en plus compliquées du fait des interactions à deux corps (collisions nucléon-nucléon) jusqu'à ce que une distribution d'équilibre pour l'énergie soit atteinte. Au cours de ce processus, certains des nucléons dont l'énergie d'excitation est supérieure à leur énergie de liaison dans le noyau cible peuvent s'échapper. Il y a donc émission de particules dès les premières phases de la réaction, avant que le système n'ait atteint l'équilibre d'où le nom de processus de prééquilibre.

Dans le modèle de Griffin [G 66], la particule incidente, dont l'énergie est supérieure à l'énergie de Fermi subit des collisions avec des nucléons au-dessous de la surface de Fermi générant à chaque fois deux excitons : une particule et un trou. L'hypothèse dite d'irréversibilité suppose une

prédominance des transitions vers des états de plus en plus compliqués. Il est supposé d'autre part, pour un nombre d'excitons donnés, toutes les répartitions possibles de l'énergie sont équiprobables. Ces deux hypothèses rendent ce modèle remarquablement simple.

L'approche de Harp et al. [HMB 68, HM 7] est sensiblement différente : des intervalles en énergie sont définis, dans lesquels le nombre de niveaux à une particule disponibles est calculé. Le taux d'occupation de ces intervalles d'énergie est alors décrit en fonction du temps par un jeu d'équations-maîtres. Dans ces équations entrent la probabilité de diffusion vers et hors de chaque intervalle en énergie ainsi que la probabilité d'émission vers le continuum en fonction du temps.

Blann, enfin, a proposé une théorie inspirée des excitons de Griffin [G 66] mais qui tient compte des taux de transition intranucléaire comme dans [HMB 68]. Ce modèle qui prend aussi en considération la diffusivité de la surface du noyau a été appelé "géométrie-dependent hybrid model" (GDH) [B 72].

L'application des modèles de prééquilibre aux ions lourds n'a été tentée que très récemment [B 81, B85, CGD 85]. En fait les réactions entre ions lourds présentent des différences importantes avec les réactions induites par des particules légères. Premièrement, le temps moyen entre collisions nucléon-nucléon est du même ordre de grandeur que le temps d'approche des deux noyaux, les particules sont donc émises au début de la phase de fusion, et il faut tenir compte de la dynamique de la réaction et de la relaxation de l'énergie. Deuxièmement, l'hypothèse dite d'irréversibilité faite dans les théories de Griffin et GDH n'est certainement plus valable car le nombre d'excitons initial est peu inférieur aux nombre d'excitons à l'équilibre. Enfin, de nombreux degrés de liberté collectifs et d'échange de nucléons existent et les degrés de liberté d'excitations intrinsèques ne sont certainement pas prépondérants en dessous de 100 MeV/u.

Néanmoins, Cerruti et al. [CGD 85] ont étendu l'approche GDH aux ions lourds légers en tenant compte de la dynamique de la réaction de fusion. D'autre part, Blann [B 81] a repris le modèle de Harp et al. [HM 71] pour l'appliquer aux ions lourds. Cette approche en termes d'équation-maître de Boltzmann modifiée permet de s'affranchir des deux premières difficultés mentionnées ci-dessus car la dynamique, bien que traitée approximativement,

et l'émission de particules sont calculées de manière couplée au cours du temps. Ce modèle, où le nombre initial d'excitons est un paramètre ajustable, reproduit relativement bien les formes des spectres en énergies des particules rapides. Récemment Blann a montré [B 85] qu'il pouvait aussi prédire de façon satisfaisante le taux d'impulsion transférée au cours des réactions de fusion incomplète, à condition de faire des hypothèses appropriées sur l'angle d'émission des nucléons de prééquilibre et sur le taux de particules composites (d, t, ^3He , α) aussi émises. La comparaison avec les résultats expérimentaux de [FKV 85] concernant le système $^{14}\text{N} + ^{218}\text{U}$ montre que le calcul de Blann a tendance à surestimer légèrement le taux d'impulsion emportée par les particules de prééquilibre.

III.1.2 Les modèles de zone chaude

Un autre type de mécanisme peut être responsable de l'émission de particules rapides : c'est la désexcitation d'une zone chaude de la matière nucléaire produite lors d'une collision d'ions lourds. La possibilité de former un lieu de haute température localisé sur la surface nucléaire a été suggérée il y a longtemps par Bethe [B 38]. Cette idée a été utilisée par Gottschalk et al. [GW 77] pour décrire l'émission de particules rapides dans les collisions profondément inélastiques. Dans ce modèle, un point chaud est supposé apparaître au moment de la scission au point de contact entre les deux noyaux. Sa désexcitation est décrite par une équation de diffusion de la chaleur [WW 77] dans les deux fragments de la voie de sortie. Par contre Garpman et al. [GSZ 80] ont considéré l'émission de nucléons à partir d'une région de forte température du système composite formée lors d'une collision centrale. Cette région est un lieu de forte densité comprenant tous les nucléons du projectile et une partie de ceux de la cible, et est supposée sphérique. Les nucléons de cette zone constituent un gaz de Fermi en équilibre thermodynamique à une température calculée par le modèle du gaz de Fermi, le reste de la matière nucléaire environnante étant supposé froid. Ceux qui émergent du point chaud sont réfractés à la surface du noyau composé et ne peuvent s'échapper que si leur énergie cinétique est suffisante pour sortir du puits de potentiel nucléaire. La densité et le rayon de la zone chaude sont les paramètres du modèle.

En fait, considérer que le domaine de haute température se forme dans un système composite sphérique n'est certainement pas une bonne approximation : en effet, le temps mis pour atteindre la configuration sphérique au

cours d'une réaction de fusion est de l'ordre de 10^{-21} s soit beaucoup plus que le temps d'émission des particules dites de prééquilibre. D'autres modèles ont donc été proposés [MSS 80, MMS 81] dans lesquels la zone chaude est constituée de calottes sphériques des deux noyaux au contact. L'énergie cinétique du mouvement relatif est supposée se convertir en énergie d'excitation intrinsèque, d'une part par le mécanisme de dissipation à un corps conduisant à un échauffement uniforme des deux noyaux, d'autre part, puisque ce premier mécanisme ne peut rendre compte de toute l'énergie dissipée, par une répartition de l'énergie restante sur un petit nombre de nucléons au voisinage du point de contact et qui donc forment le point chaud. L'émission de nucléons est alors supposée se produire en des temps de l'ordre de 2×10^{-22} s.

La comparaison avec des résultats expérimentaux montre qu'un accord qualitatif peut être obtenu en supposant une épaisseur de 2,5 fm pour la zone chaude.

En fait, tous les mécanismes invoqués pour expliquer l'émission de particules rapides ne sont pas forcément concurrents mais peuvent coexister. Dans [MMH 81] il est montré qu'on obtient un bon accord quantitatif avec les résultats expérimentaux en ajoutant aux nucléons émis par la zone chaude, des nucléons provenant du mécanisme de PEPs (calculés par le modèle de Bondorf et al. [BDF 79]) dont nous parlerons plus loin. Les auteurs de [MMS 81] suggèrent que le mécanisme de PEPs serait prépondérant pour des énergies incidentes de l'ordre de quelques MeV au-dessus de la barrière coulombienne alors que l'émission à partir d'une zone chaude deviendrait un mécanisme de plus en plus important avec l'augmentation de l'énergie incidente.

III.1.3 Les modèles de PEPs

Un troisième phénomène a été invoqué afin d'expliquer l'émission de particules rapides dans les premières étapes de la réaction : c'est le couplage du mouvement interne des nucléons avec le mouvement relatif des deux noyaux interagissant. Ce mécanisme a été proposé pour la première fois par Bondorf et al. [BDK 79, BDF 80] dans un modèle dit de PEPs (pour "Promptly Emitted Particles") ou de jets de Fermi, puis étudié par d'autres auteurs [SR 80, R 80, DRS 85].

III.1.3.1 Le modèle de Bondorf et al.

a) Description

Quand, au cours d'une réaction, une fenêtre s'établit entre deux noyaux, des nucléons peuvent passer de l'un à l'autre. Les nucléons provenant du noyau donneur (A), ont par rapport au noyau accepteur (B) une vitesse égale à la somme de leur vitesse intrinsèque dans A, due au mouvement de Fermi, et de la vitesse relative de A par rapport à B. Dans les cas les plus favorables, cette vitesse peut être très grande et permettre aux nucléons de surmonter la barrière de potentiel à la surface du noyau receveur. Si les nucléons n'ont pas été absorbés au cours de la traversée du receveur (en fait ils le sont peu du fait du grand libre parcours moyen), ils seront donc émis avec une énergie importante.

b) Les hypothèses

- 1) La distribution des vitesses des nucléons dans le noyau donneur est une distribution de Fermi à température nulle.
- 2) La profondeur du potentiel à un corps est constante dans le volume des deux noyaux.
- 3) La dissipation d'énergie due au transfert de nucléons d'un noyau à l'autre n'est pas traitée explicitement mais est simulée par une force de friction dans la dynamique.
- 4) Il n'est pas tenu compte du principe de Pauli.
- 5) Le flux de nucléons transférés entre les noyaux est le flux de proximité de Raudrup [R 78a].
- 6) Le déplacement de la fenêtre dans le système lié au noyau receveur n'est pas pris en compte.
- 7) Le déplacement du receveur pendant la traversée du nucléon est négligé car la vitesse relative est supposée très inférieure à la vitesse de Fermi.
- 8) On néglige le recul et la variation de moment angulaire dus au départ des nucléons.
- 9) La condition d'échappement s'écrit :

$$\frac{1}{2} m v_r^2 > U + V \quad (\text{III.1.1})$$

où U est la profondeur du potentiel nucléaire, V la barrière coulombienne dans le cas des protons. v_r^B est la composante radiale de la vitesse du nucléon dans le noyau receveur, qui seule intervient du fait de la symétrie sphérique du potentiel.

10) L'absorption possible du nucléon dans le receveur est prise en compte par un facteur, $e^{-d/\lambda}$, multipliant le flux. d est la distance traversée dans le noyau, λ le libre parcours moyen calculé à partir de la partie imaginaire du potentiel optique comme dans [BM 69].

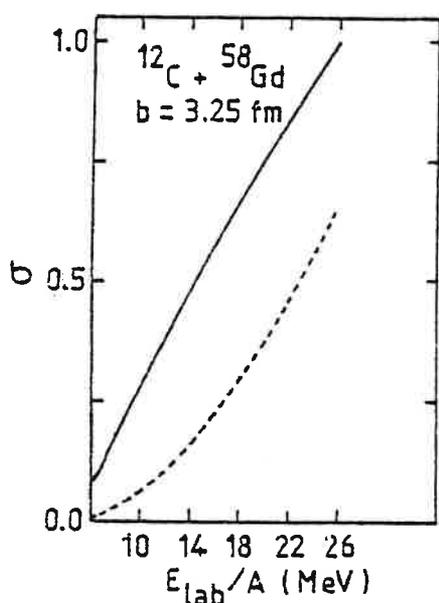
11) Les équations de la dynamique sont résolues numériquement. Le potentiel noyau-noyau est le potentiel de proximité [BRS 77], la dissipation est donnée par une force de friction de proximité [R 78].

12) Les PEPs à deux corps, c'est-à-dire les nucléons qui ont subi une collision avec les nucléons du noyau récepteur sont traités.

c) Les résultats

Bondorf et al. ont comparé les résultats de leur modèle à des spectres expérimentaux de neutrons rapides. Il semble qu'en général celui-ci sous-estime le nombre de particules rapides mesurées, surtout dans les directions perpendiculaires au faisceau.

D'après ce calcul les PEPs à deux corps représentent finalement de



l'ordre de 30 % de la section efficace des PEPs à un corps dans le système C + Gd à 152 MeV, ce pourcentage augmentant avec l'énergie incidente (Fig.(III.1).1).

Fig.(III.1).1 - Dépendance en énergie des sections efficaces de production des PEPs à un corps (courbe pleine) et des PEPs à deux corps (courbe pointillé) pour le système $^{12}\text{C} + ^{158}\text{Gd}$ et pour le paramètre d'impact $b=3.25$ fm (d'après [BDF 80]).

Du fait de la barrière supplémentaire à franchir pour pouvoir s'échapper, les protons sont émis en moins grand nombre que les neutrons.

III.1.3.2 Les autres modèles

a) Le modèle de Seville et Remaud [SR 83]

Dans celui-ci les auteurs se restreignent aux collisions centrales et aux systèmes symétriques, et étudient plus particulièrement le rapport des taux d'émission des neutrons et des protons par rapport au modèle de Bondorf et al., celui-ci diffère essentiellement par le fait que :

- Pour le calcul du flux de nucléons transférés entre les noyaux deux approches différentes sont comparées : l'une, microscopique, utilisant le passage par effet tunnel des nucléons à travers la barrière, l'autre s'appuyant sur l'approximation des densités gelées et considérant l'extension de la queue de la densité du noyau donneur dans le potentiel du noyau receveur comme la source d'émission. [SR 83] montre que les deux approches sont complémentaires.

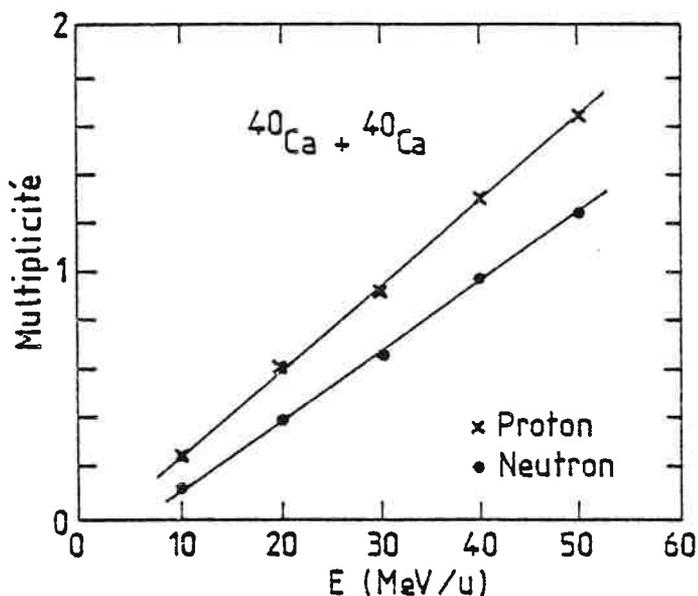
- Le formalisme de la densité d'énergie [L 73] est utilisé pour déterminer les potentiels noyau-noyau et nucléon-noyau [NTB 77]. La dynamique est celle de [GNR 78].

- Le potentiel coulombien direct pour les protons est calculé à partir de la résolution de l'équation de Laplace.

Contrairement à ce qu'avaient trouvé Bondorf et al., le nombre de protons se trouve être supérieur au nombre de neutrons émis (dans un système $N=Z$) (Fig.(III.1).2), ce qui semble en accord avec certains résultats expérimentaux [KSA 81].

Les auteurs de [SR 83] constatent une augmentation linéaire de la multiplicité des PEPs avec l'énergie incidente.

Fig.(III.1).2 - Multiplicité des PEPs neutrons et protons en fonction de l'énergie incidente pour le système $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ (d'après [SR 83]).



b) Le modèle de Davies et al. [DRS 84]

Celui-ci décrit en détail l'émission de nucléons rapides et étudie plus particulièrement différents choix possibles pour le calcul de l'absorption des PEPs au cours de la traversée du noyau receveur. D'autre part des comparaisons sont faites avec l'émission de particules rapides produites dans certains calculs TDHF récents [DSD 81]. Dans ce modèle, la dynamique choisie est celle de [GNR 82]. Les effets coulombiens sont négligés, par contre les effets d'isospins sont pris en compte pour les protons et les neutrons, ce qui revient à multiplier par un facteur Z/A (respectivement (N/A)) les densités et par un facteur $(Z/A)^{1/3}$ ($(N/A)^{1/3}$) les vitesses de Fermi.

Le principe de Pauli n'est pas considéré, le passage des nucléons du noyau donneur au noyau receveur est supposé avoir lieu au centre de la fenêtre.

Les auteurs ont analysé les résultats obtenus avec différents choix pour l'absorption :

- i) pas d'absorption ;
- ii) un libre parcours moyen calculé comme dans le modèle de Bondorf et al. ;
- iii) un libre parcours moyen, λ , obtenu par un fit moindre carré des calculs théoriques de Collins et Griffin [CG 80] qui donne :

$$\begin{aligned} \lambda &= \infty && \text{pour } \epsilon < \epsilon_F \\ &= 2,2 + 0,8 \left(\frac{\epsilon_F}{\epsilon - \epsilon_F} \right)^2 && \text{pour } \epsilon > \epsilon_F \end{aligned} \tag{III.1.2}$$

ϵ étant l'énergie des nucléons, ϵ_F l'énergie de Fermi.

Il apparaît (Fig.(III.1).3) que les multiplicités avec absorption sont beaucoup plus faibles que sans absorption et que la multiplicité calculée avec le libre parcours moyen théorique (iii) est d'un facteur deux plus faible que celle calculée avec la prescription (ii). Les valeurs moyennes de l'angle d'émission dans le laboratoire (pour les PEPs avant) ne sont pratiquement pas sensibles au choix de λ . Par contre le choix (iii) modifie for-

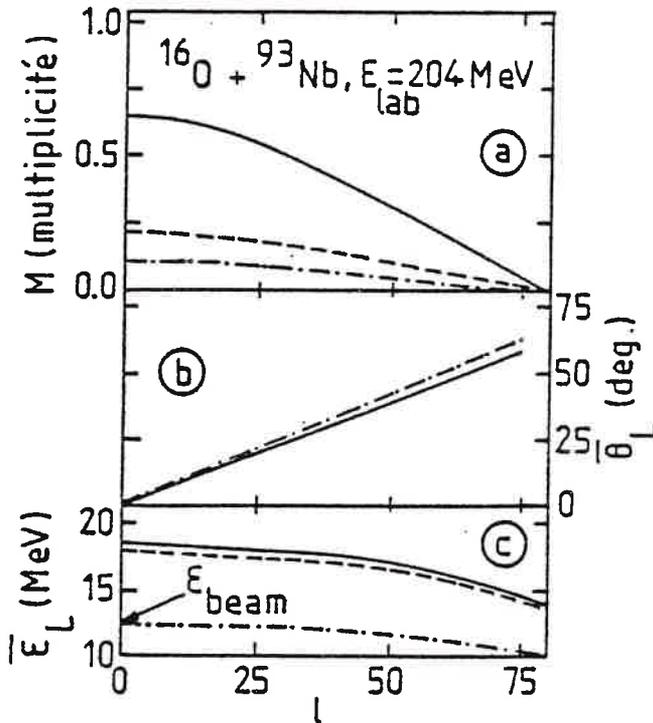


Fig.(III.1).3 - Caractéristiques moyennes des PEPs avant en fonction du moment angulaire l : a) multiplicité, b) angle moyen dans le système du laboratoire, c) énergie moyenne dans le laboratoire. La courbe en trait plein correspond au calcul sans absorption, celle en tiretés à l'absorption empirique de [BDF 80], celle en tiretés-pointillés à l'absorption théorique de [CG 80]. D'après [DRS 84].

tement l'énergie moyenne des nucléons émis, ceci à cause de la brutale décroissance de λ à partir de l'énergie ϵ_F dans ce cas.

La comparaison avec les résultats TDHF de La comparaison avec les résultats TDHF de [DSD 81] montre que ceux-ci se situent à mi-chemin entre le calcul sans absorption et le calcul avec l'absorption de (ii). D'autre part, les temps d'émission obtenus dans les deux approches sont comparables.

Les modèles, brièvement évoqués dans ce chapitre concernent uniquement l'émission de nucléons. Certains ont essayé d'étendre ce genre de calculs à des particules composites, en particulier aux alphas [GR 83, T 83]. On se heurte alors aux problèmes de la préformation des alphas dans le noyau et de leur description, problèmes qui ne semblent pas pour le moment avoir reçu de réponses satisfaisantes.

Enfin, il existe des modèles comme les modèles de break-up-fusion [UT 80, KM 79] dans lesquels le projectile se casse en deux morceaux avant que l'un des morceaux ne fusionne avec la cible, l'autre étant émis vers l'avant. Ces théories décrivent donc plutôt l'émission de fragments rapides plus lourds.

Il est probable qu'en fait plusieurs mécanismes différents soient responsables du processus de fusion incomplète puisque expérimentalement on mesure à la fois des particules et des fragments plus lourds en coïncidence avec les produits de fusion. On ne devra donc pas s'étonner si un modèle donné ne permet pas de rendre compte de toute l'impulsion manquante.

III.2 DESCRIPTION DU MODELE

Nous avons vu au chapitre précédent qu'il existait déjà un certain nombre de théories pour expliquer la présence de composantes de haute énergie dans les spectres de particules légères en coïncidence avec des produits de fusion, parmi lesquelles celles dites de PEPs [BDK 79, BDF 80] qui semblent assez bien adaptées pour des énergies incidentes de l'ordre de quelques MeV à quelques dizaines de MeV au-dessus de la barrière coulombienne [MMS 81]. Cependant, le modèle de Bondorf et al. [BDF 80] et les autres modèles qui ont été développés par la suite [SR 83, R80, DRS 85], souffrent d'un certain nombre d'approximations qu'on peut en fait lever sans pour cela rendre les calculs considérablement plus compliqués. C'est pourquoi nous avons proposé une approche sensiblement différente de celle de Bondorf et al. Les différences essentielles concernent :

- Le calcul du flux

Nous n'avons pas pris le flux de proximité de Randrup [R 78a] mais utilisé le calcul de [PVB 84] qui tient compte du principe de Pauli, de la vitesse relative des deux ions et de la transparence de la barrière entre les noyaux. Ce calcul, initialement réalisé à température non nulle et décrit dans l'Appendice A, a été repris ici à température nulle.

- La fenêtre séparant les noyaux

Son déplacement dans le système lié au noyau receveur et son extension géométrique sont considérés dans notre modèle.

- La dynamique

Elle diffère dans le choix du potentiel noyau-noyau et de la force de friction.

- Les PEPs à deux corps

Ils ne sont pas traités dans notre calcul.

Les autres hypothèses du modèle de Bondorf et al., décrites en paragraphe III.1.3.1 (1) à (3) et (7) à (9) sont conservées. Nous n'avons pas pris en compte dans notre approche les effets coulombiens ni les effets d'isospin. Il ne sera en fait valable que pour les neutrons.

III.2.1 Dynamique de la réaction

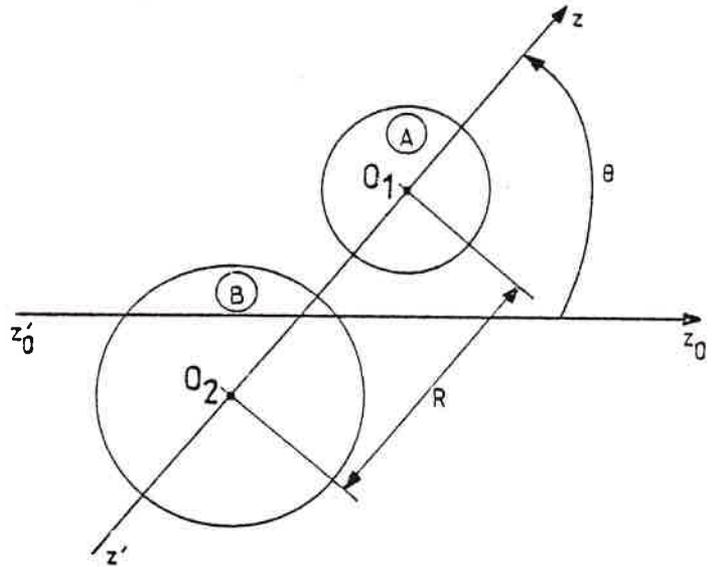
Le but de notre modèle est de calculer de façon dynamique le nombre de particules rapides émises au cours de la fusion des deux ions. Le nombre de nucléons pouvant passer d'un noyau à l'autre dépend, comme nous le verrons plus loin dans le calcul du flux, de la distance séparant les surfaces nucléaires, de la vitesse relative des deux ions et de la vitesse de la fenêtre séparant les noyaux. Il nous faut donc connaître l'évolution de ces quantités au cours du temps de la réaction, c'est-à-dire pouvoir décrire les trajectoires des ions.

Nous avons choisi la dynamique la plus simple possible : d'une part dans un souci d'économiser le temps de calcul, d'autre part parce que nous voulons seulement estimer les grandeurs mentionnées plus haut ainsi que leur variation au cours du temps, et non reproduire de façon précise les caractéristiques des réactions de fusion. De toute façon, les particules rapides sont émises surtout en début de réaction, donc la phase finale de la trajectoire concernant la fusion proprement dite n'est pas la plus importante. Nous avons néanmoins cherché à ce que notre dynamique permette de reproduire à peu près correctement les sections efficaces de fusion expérimentales pour les systèmes que nous voulions étudier. La connaissance de la section efficace de fusion, soit à partir de l'expérience, soit à partir d'un modèle, est importante car elle donne le nombre d'ondes partielles qui doivent être prises en compte dans le calcul.

a) Equations de la dynamique

Nous n'avons utilisé que deux variables macroscopiques pour décrire l'évolution du système au cours du temps (Fig.(III.2).1) :

Fig.(III.2).1 - Représentation schématique de la réaction entre un projectile A et une cible B. Définition des variables de la dynamique : R distance séparant les centres de masses O_1 , et O_2 , θ angle polaire entre la direction incidente ($z'_0 z_0$) et la direction passant par O et $O_2(z'z)$.



- la distance radiale, R, séparant les centres de masse des deux noyaux supposés sphériques ;
- l'angle polaire, θ , que fait l'axe joignant les centres des ions ($z'z$) avec la direction incidente (z'_0, z_0)

Le mouvement radial est gouverné par l'équation suivante :

$$\mu \ddot{R} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R^2} - \frac{\partial V_N}{\partial R} + \frac{\ell^2 \hbar^2}{\mu R^3} - C_R g(R) \dot{R} \quad (\text{III.2.1})$$

où : Z_1, Z_2 sont les numéros atomiques du projectile et de la cible,
 μ est la masse réduite,

$$\mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} \quad (\text{III.2.2})$$

$\ell \hbar$ est le moment angulaire orbital,

V_N est le potentiel nucléaire paramétrisé comme dans [NN 80] par :

$$V_N = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} U_N(s) \quad (\text{III.2.3})$$

$$\text{avec : } s = R - C_1 - C_2 \quad (\text{III.2.4})$$

C_1, C_2 rayons centraux des noyaux :

$$C_i = R_i - \frac{b^2}{R_i}, \quad R_i = 1,16 A_i^{1/3}, \quad b = 1 \text{ fm} \quad (\text{III.2.5})$$

$$U_N(s) = -34 \exp\left[-\frac{(s + 1,6)^2}{5,4}\right] \quad \text{si } s > -1,6 \text{ fm} \\ = -34 + 5,4 (s + 1,6)^2 \quad \text{si } s < -1,6 \text{ fm} \quad (\text{III.2.6})$$

Le dernier terme de (III.2.1) proportionnel à la vitesse radiale représente la force de friction. C_R est la constante de friction radiale, $g(R)$ est le facteur de forme :

$$g(R) = (s - s_{cr})^2 \quad \text{si } s < s_{cr} \\ 0 \quad \text{si } s > s_{cr} \quad (\text{III.2.7})$$

En ce qui concerne le mouvement tangentiel, nous avons adopté l'équation suivante :

$$\frac{d\lambda}{dt} = -\frac{C_t}{\mu} g'(R) (\lambda - \lambda_{St}) \quad (\text{III.2.8})$$

où : λ_{St} est le moment angulaire de collage (ou de "sticking"). Comme dans de nombreux modèles dynamiques, on suppose en effet que lorsque les deux noyaux, considérés comme des sphères dures, arrivent au contact, ils se collent et forment alors un système rigide

$$\lambda_{St} = \frac{\mu(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{\mu(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 2/5 A_1^{5/3} + 2/5 A_2^{5/3}} \lambda_I \quad (\text{III.2.9})$$

λ_I étant le moment angulaire initial

C_t est la constante de friction tangentielle
 $g'(R)$ le facteur de forme tangentiel,

$$g'(R) = 1 \quad \text{si } s < s_{cr} \\ 0 \quad \text{si } s > s_{cr} \quad (\text{III.2.10})$$

Compte tenu de (III.2.10) l'équation (III.2.8) régissant la dissipation de moment angulaire devient simplement :

$$\begin{aligned} \lambda &= (\lambda_0 - \lambda_{St}) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \lambda_{St} & \text{pour } s > s_{cr} \\ \lambda &= \lambda_0 & s < s_{cr} \end{aligned} \quad \text{(III.2.11)}$$

$$\text{avec : } \tau = \frac{\mu}{C_t}$$

b) Choix des paramètres

Dans les eqs.(III.2.1) à (III.2.11) trois paramètres sont à déterminer: C_R , τ , s_{cr} . Nous les avons choisis de façon à ce que le calcul reproduise convenablement les sections efficaces d'une série de systèmes assez lourds et à des énergies nettement au-dessus de la barrière coulombienne. Nous avons adopté les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} C_R &= 500 \text{ MeV} \cdot (10^{-23} \text{ s})^{-1} \\ \tau &= 15 \times 10^{-23} \text{ s} \\ s_{cr} &= 0 \text{ fm} \end{aligned} \quad \text{(III.2.12)}$$

Comme on peut le constater sur le tableau (III.2).1, l'accord entre les valeurs expérimentales du moment angulaire critique, λ_{cr}^{exp} , et les valeurs déduites du modèle, λ_{cr}^{mod} , avec ce choix de paramètres est relativement satisfaisant. λ_{cr} est le moment angulaire de la dernière onde partielle conduisant à la fusion, dans le développement en ondes partielles de la section efficace de fusion :

$$\sigma_{fus} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\lambda=0}^{\lambda_{cr}} (2\lambda + 1) \quad \text{(III.2.13)}$$

Remarque : Dans le cas des modèles de dissipation à un corps, ce qui est notre cas, il a été montré [R 78a] que l'on devait avoir :

$$g'(R) \equiv g(R) \quad \text{et} \quad C_t = \frac{C_R}{2}. \quad \text{(III.2.14)}$$

Ici nous avons considéré les mouvements tangential et radial comme complètement découplés, puisque nous avons pris $g(R)$ et $g'(R)$ différents et C_R et τ indépendants. Ceci nous a permis de trouver facilement un jeu de paramètres convenant aux systèmes que nous souhaitons étudier.

Tableau (III.2).1

Moments angulaires critiques pour quelques systèmes : λ_{cr}^{exp} expérimentaux, λ_{cr}^{mod} obtenus avec notre modèle, λ_{cr}^S obtenus avec le modèle de [SLN 84]

Système	E_{lab} (MeV)	λ_{cr}^{exp}	λ_{cr}^{mod}	λ_{cr}^S	Réf.
$^{20}Ne + ^{197}Au$	220	102	96	103	[EBF 83]
—	290	127	119	129	—
—	400	143	138	156	—
—	600	154	142	180	[LNT 83]
$^{20}Ne + ^{165}Ho$	220	95	95	102	[RHH 83]
$^{40}Ar + ^{165}Ho$	300	126	132	124	[BTH 79]
$^{40}Ar + ^{157}Ho$	333	144	147	134	[HBS 81]
$^{40}Ar + ^{238}U$	300	117	128	119	[BTH 79]
—	400	150	179	157	—
$^{64}Ni + ^{208}Pb$	506	136	134	82	[HBS 81]

Sur le tableau (III.2).1 sont aussi indiquées les valeurs du moment angulaire critique obtenues avec le modèle de [SLN 84]. On peut constater que celui-ci, qui satisfait aux relations (III.2.14) et qui est un peu plus compliqué que le notre, donne des résultats équivalents.

La Fig.(III.2).2 montre schématiquement sur un exemple, comment évoluent au cours de la réaction l'énergie du système dans le centre de masse (courbe marquée E) et le moment angulaire (courbe marquée λ). Les courbes indiquées $V(\lambda_i)$ et $V(\lambda_f)$ représentent respectivement les potentiels d'interaction initial et final car, puisqu'il y a dissipation de moment angulaire, la partie centrifuge du potentiel évolue au cours de la réaction. On peut voir sur cette figure, que les paramètres que nous avons pris conduisent à une dissipation très rapide de l'énergie et du moment angulaire à partir du point de contact des noyaux. Cela peut se justifier pour des énergies assez hautes où les collisions à deux corps doivent devenir importantes. En effet, un calcul TDHF avec prise en compte des effets à deux corps [KN 84] montre que les temps de relaxation associés sont relativement faibles.

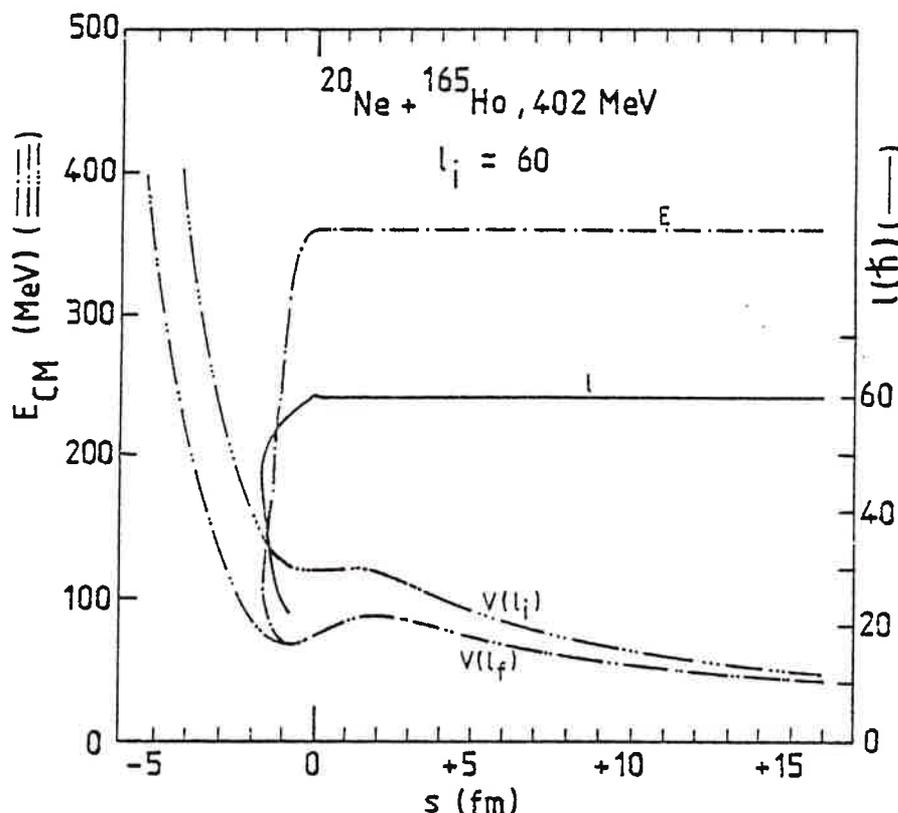


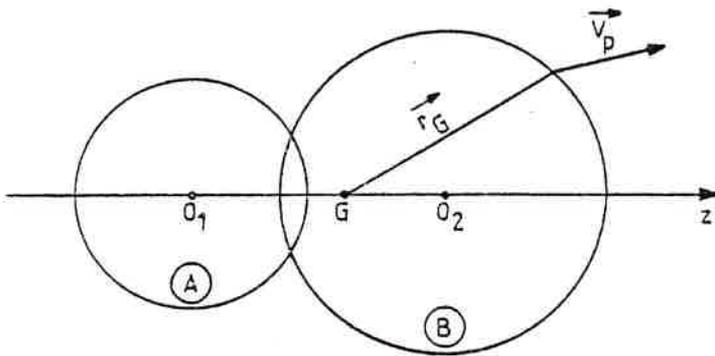
Fig.(III.2).2 - Evolution de différentes quantités dynamiques au cours de la réaction en fonction de la distance séparant les surfaces des noyaux, s : E est l'énergie du système dans le système du centre de masse, l le moment angulaire, $V(l_i)$ est le potentiel au début de la réaction, $V(l_f)$ le potentiel en fin de réaction ($l_f = l_{St}$, eq.(III.2.9)).

c) Modification dues à l'émission de particules

Lorsque des particules sont émises au cours de la réaction, elles emportent de l'impulsion et du moment angulaire. Il faudrait donc normalement tenir compte des modifications induites par le départ des particules rapides sur les équations régissant la dynamique de la réaction. Comme nous allons le voir, on peut en fait négliger ces effets si le nombre de nucléons émis n'est pas trop grand.

Dans l'équation (III.2.1), on peut se convaincre facilement que les termes coulombiens, nucléaires et de friction seront peu affectés par l'émission de quelques nucléons. Par contre le terme de répulsion centrifuge doit être examiné plus attentivement :

Supposons un nucléon du projectile (A) qui traverse la cible (B) et est émis (Fig.(III.2).3), le moment angulaire emporté par le nucléon sera (dans le système du centre de masse) :



$$\Delta \vec{\ell} = m \vec{r}_G \wedge \vec{v}_p \quad (\text{III.2.15})$$

où \vec{r}_G est la distance du centre de masse au point d'émission du nucléon,

\vec{v}_p est la vitesse du nucléon dans le centre de masse.

Fig.(III.2).3 - Moment angulaire emporté par un nucléon $\Delta \vec{\ell} = m \vec{r}_G \wedge \vec{v}_p$.

r_G est de l'ordre de grandeur du rayon du noyau, v_p en moyenne de l'ordre de grandeur

de la moitié de la vitesse de Fermi. Dans le cas d'une cible d'Au, le moment angulaire emporté sera au maximum de :

$$\begin{aligned} \Delta \ell_{\max} &= m r_G v_p \\ \Delta \ell_{\max} &\approx \frac{931,5 \times 1,16 (197)^{1/3}}{197,3} \times \frac{28}{2} \approx 4\hbar \end{aligned} \quad (\text{III.2.16})$$

En fait, c'est seulement pour les collisions périphériques que la variation de moment angulaire peut être significative car dans le cas d'une collision centrale \vec{v}_p est en moyenne parallèle à \vec{r}_G , donc $\vec{r}_G \wedge \vec{v}_p \approx 0$. En ce qui concerne les systèmes que nous étudions, ℓ_{cr} est de l'ordre de 100 \hbar , donc la variation relative de moment angulaire est faible tant que peu de particules sont émises.

Il a été mentionné plus haut que les quantités dynamiques importantes pour le calcul du flux étant la vitesse relative des deux ions et la surface de la fenêtre séparant les noyaux à un instant donné. On peut estimer les variations qui résultent du départ des nucléons rapides :

- Variation de la vitesse relative, V_R

\vec{V}_R est la différence des vitesses du projectile et de la cible (III.2.16) $\vec{V}_R = \vec{V}_B - \vec{V}_A$ si A est le projectile, B la cible. Si l'on suppose que des particules sont émises du projectile (respectivement de la cible) après avoir traversé la cible (respectivement le projectile) avec une vitesse \vec{V}_p^A (respectivement \vec{V}_p^B), la conservation de l'impulsion impose :

$$\begin{aligned} m_A \vec{V}_A &= (m_A - \Delta m_A) \vec{V}'_A + \Delta m_A \vec{V}_p^A \\ m_B \vec{V}_B &= (m_B - \Delta m_B) \vec{V}'_B + \Delta m_B \vec{V}_p^B \end{aligned} \quad (\text{III.2.17})$$

où Δm_A (Δm_B) est la masse des particules émises par le projectile (la cible). La nouvelle vitesse relative sera donc :

$$\vec{V}'_R = \vec{V}'_B - \vec{V}'_A = \frac{m_A \vec{V}_A - \Delta m_A \vec{V}_p^A}{(m_A - \Delta m)_A} - \frac{(m_B \vec{V}_B - \Delta m_B \vec{V}_p^B)}{(m_B - \Delta m)_B} \quad (\text{III.2.18})$$

On voit donc que si \vec{V}_p^A (respectivement \vec{V}_p^B) a une valeur voisine de la \vec{V}_R . Par exemple, dans le cas d'un projectile de ^{40}Ar émettant quatre nucléons avec $\vec{V}_p^A = 0,9 \vec{V}_A$ on a :

$$\frac{\Delta V_A}{V_A} = \frac{V'_A - V_A}{V_A} = \frac{\Delta m_A (V_A - V_p^A)}{V(m_A - \Delta m_A)} \approx 0,1 \times \frac{4}{36} \sim 0,01$$

Ce qui conduit à une variation négligeable de la vitesse relative.

- Variation de la surface de la fenêtre

La surface de la fenêtre séparant les noyaux, S_f , doit dépendre des rayons de ces noyaux comme approximativement :

$$S_f \propto R_A R_B \quad (\text{III.2.19})$$

or $R_i \propto A_i^{1/3}$

donc :

$$\frac{\Delta S_f}{S_f} \approx \frac{1}{3} \left(\frac{\Delta A_A}{A_A} + \frac{\Delta A_B}{A_B} \right) \quad (\text{III.2.20})$$

Dans le cas, par exemple, d'une réaction $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ où quatre particule seraient émises par le projectile et par la cible, on aurait :

$$\frac{\Delta S_f}{S_f} \approx \frac{1}{3} \left(\frac{4}{40} + \frac{4}{187} \right) \approx 0,04$$

ce qui est faible.

Il apparaît donc, que les erreurs que nous commettons en négligeant les modifications suscitées par le départ de quelques particules sur les quantités intervenant dans la dynamique, ne sont pas très importantes, tant que le nombre de ces particules ne dépassent pas quelques unités (pour chacune des deux sources de particules : le projectile et la cible), et étant donné le simplisme de notre modèle dynamique. Il est clair qu'un choix différents des paramètres (III.2.12) entraînerait des variations plus importantes sur le nombre de nucléons émis. Notre approximation semble donc tout à fait justifiée.

III.2.2 Paramétrisation de la fenêtre entre les noyaux

Lorsque deux ions se rapprochent l'un de l'autre un col peut se développer entre eux à partir d'une certaine distance, de sorte que des nucléons peuvent passer d'un noyau à l'autre avant que les ions, considérés comme sphériques, ne soient en contact. Afin de ne pas négliger cette possibilité d'échange de nucléons pour des distances $s \geq 0$ fm, nous avons introduit dans notre calcul ce degré de liberté supplémentaire, sans toutefois modifier notre modèle dynamique. Pour ce faire, nous avons choisi la paramétrisation de Bertsch [B 82]. Dans celle-ci, le col projeté sur un plan (xOz) (Fig.(III.2).4) est représenté par une portion de cercle tangente aux cercles représentant les deux noyaux. Le rayon de ce cercle C_n obéit pendant la phase d'approche à l'équation

$$\frac{d C_n}{dt} = \frac{\alpha}{C_n} \quad \text{avec} \quad \alpha = 0,04 \quad (\text{III.2.21})$$

Le col s'ouvre à partir d'une certaine distance entre les ions, S_n , qui est un paramètre libre. Bertsch a montré [B 82] que cette paramétrisation associée à un modèle dynamique simple permettait de reproduire assez bien certains résultats de calculs TDHF. Le choix de s_n n'est en fait pas crucial, car, comme nous le verrons plus loin, la majorité des nucléons s'échangent entre les ions quand $s < 0$ fm. Nous avons pris $s_n = 2$ fm.

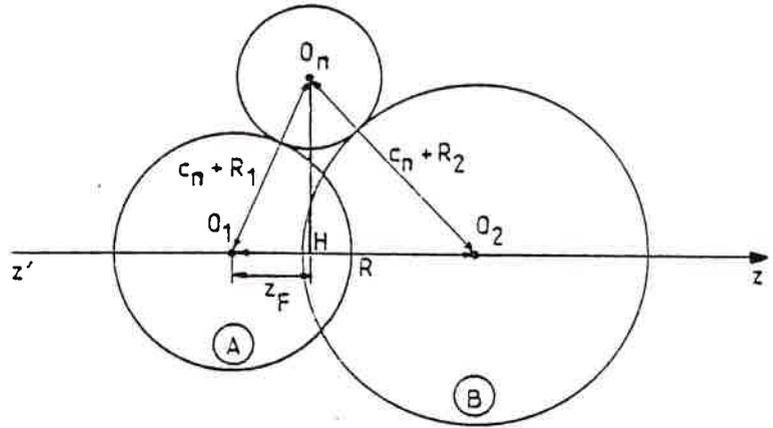


Fig.(III.2).4 - Paramétrisation de la fenêtre entre les noyaux. Dans le plan $(x Oz)$ le col est une portion du cercle de centre O_R et de rayon C_R tangent aux deux cercles représentant les noyaux A et B.

Une fois le col paramétrisé, nous pouvons définir la fenêtre entre les ions. La position de cette fenêtre et sa surface sont importantes dans notre calcul : en effet la trajectoire d'un nucléon venant du noyau donneur et traversant le noyau accepteur est supposée avoir pour origine un point quelconque de la fenêtre, nous avons supposé que tous les points étaient équiprobables. D'autre part, le flux de nucléons passant d'un noyau à l'autre sera calculé par unité de surface et devra donc être intégré sur celle-ci.

La fenêtre est définie, dans notre modèle, comme étant la surface perpendiculaire à l'axe $(z'z)$ de l'endroit le plus étroit du col (Fig.(III.2).4). Sa position z_F et son rayon R_F peuvent être calculées à partir de R_1 , R_2 , C_n et de R distance séparant les noyaux. Ce calcul est fait dans l'Appendice B.6 (formules (B.27) et (B.28)).

III.2.3 Flux de nucléons entre les noyaux

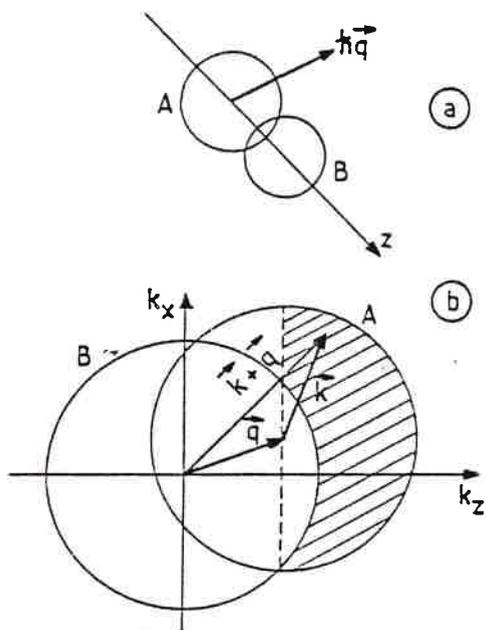
Pour ce calcul nous avons employé la même méthode que dans [PVB 84], où le flux de nucléons entre deux ions est calculé à température non nulle en tenant compte de la vitesse relative entre ceux-ci. Néanmoins, pour notre calcul, il n'est pas nécessaire de considérer l'influence de la température

car les particules rapides que nous voulons décrire sont émises au début de la réaction, avant que les degrés de liberté internes ne soient fortement excités. Au moment de l'émission les noyaux peuvent donc être supposés froids.

Dans l'Appendice A, le calcul du flux à température non nulle est décrit en détail. Nous utiliserons ici quelques unes des formules qui y sont établies.

Considérons, tout d'abord, deux noyaux A et B : B est au repos, A se déplace en direction de B avec une impulsion relative par nucléon :

$$\hbar \vec{q} = \hbar \vec{V}_R \quad (\text{III.2.22})$$



Dans l'espace des impulsions, cela signifie que les centres des sphères de Fermi des deux noyaux sont distants de \vec{q} (Fig.(III.2).5). Compte tenu du principe de Pauli (cf.Appendice A, paragraphe 3), seuls les nucléons ayant une impulsion appartenant à la partie hachurée de la sphère de Fermi du noyau A sur la Fig.(III.2).5) pourront passer dans le noyau B. Le nombre de ces nucléons ayant une impulsion comprise entre \vec{k} et $\vec{k} + \vec{\Delta}k$ sera donc donné par l'expression (A.18), qui est aussi la limite à température nulle de l'équation (A.20) .

Fig.(III.2).5 - Représentation schématique de la collision du noyau A avec le noyau B au repos : a) dans l'espace des coordonnées, b) dans l'espace des moments.

$$d^3 N_k = \frac{g}{8 \pi^3} d^3 k \theta(k_F - |\vec{k}_A|) [1 - \theta(k_F - |\vec{k}_A + \vec{q}|)] \quad (\text{III.2.23})$$

avec : $g = 4$ facteur de dégénérescence quand on ne distingue pas neutrons et protons

et θ la fonction échelon définie par (A.19).

Lorsque les deux noyaux se rapprochent, il existe une barrière entre leur puits de potentiel qui empêche les nucléons de passer librement d'un noyau à l'autre. La probabilité de pénétration de cette barrière $P(k_z, S)$ est donnée par la formule de Hill et Wheeler (A.23), la barrière étant calculée dans le cadre de l'approximation soudaine (cf. Appendice A à la limite $T=0$).

Finalement, le nombre de nucléons du noyau A, qui ont une impulsion comprise entre \vec{k} et $\vec{k} + d\vec{k}$, par unité de temps et de surface de la fenêtre séparant les noyaux, et qui peuvent passer dans le noyau B, est :

$$\frac{d^6 N_k}{dt dS} = \frac{\pi k_z}{m^*} \frac{g}{8 \pi^3} P(k_z, S) \theta(k_F - |\vec{k}|) [1 - \theta(k_F - |\vec{k} + \vec{q}|)] d^3 \vec{k} \quad (\text{III.2.24})$$

Dans notre calcul, les nucléons qui passent dans le noyau B sont supposés émis à partir de la fenêtre séparant les ions. Or dans le système lié en noyau B, cette fenêtre se déplace selon la direction $z'z$. Pour les nucléons venant de A, tout ce passe comme s'ils avaient une vitesse selon zz' , égale à $v_z + V_F$, V_F étant la vitesse de la fenêtre, v_z la vitesse intrinsèque dans la direction z .

V_F est donné par l'éq.(B.29) où $\dot{R} = v_z$, donc :

$$V_F = \frac{v_z}{2} \left[1 + \frac{(C_n + R_1)^2 - (C_n + R_2)^2}{(R_1 + R_2)^2} \right] \quad (\text{III.2.25})$$

et il faut alors remplacer dans (III.2.26) :

$$k_z \quad \text{par} \quad k_z + q_F \quad (\text{III.2.26})$$

et intégrer de $-q_F$ à $+\infty$ pour avoir le nombre total de nucléons. En fait, il faudrait aussi tenir compte du fait que la barrière se déplace, dans le calcul de $P(k_z, S)$. L'effet attendu n'est pas très clair, cependant il semble d'après [PG 83] qu'une barrière qui se déplace voit sa largeur varier. Le calcul n'étant, en tous cas, pas simple, nous avons négligé cet effet.

III.2.4 Condition d'échappement

Après être passés dans le noyau receveur (ici B), tous les nucléons provenant du noyau donneur (A) ne vont pas pouvoir s'échapper. En effet, ils sont piégés dans le puits de potentiel du noyau receveur et ne pourront être émis que si leur énergie est suffisante pour surmonter la barrière de potentiel à la surface. Le potentiel à l'intérieur du noyau B est supposé constant et à symétrie sphérique. Ceci implique que la composante tangentielle de la vitesse d'un nucléon ne change pas à la traversée de la surface nucléaire. Seule la composante radiale subira une modification. La condition d'échappement concerne donc uniquement la partie radiale de l'énergie cinétique et s'écrit :

$$\frac{1}{2} m v_r^B > U \quad (\text{III.2.27})$$

v_r^B étant la vitesse radiale du nucléon dans le système lié à B, U étant la profondeur du puits de potentiel nucléaire et est donné par l'expression (A.16) de l'Appendice A dans le cas $T=0$, $\rho=\rho_0$.

Le noyau B étant supposé à bords abrupts, la traversée de la surface nucléaire entraîne une discontinuité de la composante radiale de la vitesse, alors que la composante tangentielle reste constante. Cela produit une réflexion des nucléons dont il faut tenir compte pour déterminer l'angle et l'énergie d'émission des PEPs.

Remarques :

- Nous n'avons pas ici tenu compte de la diffusivité de la surface nucléaire. Ceci aurait pour effet de rendre continue la variation de la vitesse radiale du nucléon à la traversée du noyau. Les calculs seraient alors beaucoup plus compliqués sans que les directions asymptotiques soient sensiblement modifiées.

- Les nucléons sont supposés traverser le noyau receveur avec une vitesse constante par rapport à celui-ci. Ceci signifie que l'on néglige la variation de la vitesse relative des deux ions pendant le temps que dure la traversée. Cela sera valable si la décélération des ions dans la phase d'approche n'est pas trop brutale. Considérons un noyau de H_0 que traverse un nucléon ayant la vitesse de Fermi V_F , la durée de la traversée sera :

$$\Delta t \sim \frac{R}{V_F} \sim \frac{1,16 \times (165)^{1/3}}{0,28 \times 3} 10^{-23} \text{ s} \approx 7 \times 10^{-23} \text{ s}$$

or l'étude de la dynamique montre que pendant ce temps, la vitesse relative peut être réduite d'un facteur 2. L'approximation sera donc valable si :

$$\frac{V_R}{2} \ll V_F ,$$

donc si l'on n'utilise pas ce modèle à trop haute énergie. Cette approximation conduit à une sous estimation du nombre de particules émises : en effet, puisque les nucléons sont émis pendant la phase de décélération, la vitesse relative des ions au moment de l'émission est inférieure à la vitesse relative au passage de la fenêtre. Ceci signifie donc que la vitesse des nucléons dans le système lié à B, au moment de l'émission est supérieure à celle calculée au passage de la fenêtre, et donc que plus de nucléons pourraient s'échapper. Ce phénomène correspond en fait à ce que Tricoire appelle émission inertielle de particules [T 84]. On voit ici que ce n'est pas un processus différent de l'émission de PEPs. Il apparaît uniquement parce que l'on ne traite pas correctement la trajectoire des nucléons dans le noyau receptr.

III.2.5 Absorption

Jusqu'à présent nous avons négligé les interactions des nucléons du noyau donneur avec ceux du noyau receptr. Or une partie de ces nucléons vont être absorbés et ne pourront donc pas être émis. Pour tenir compte de cette absorption, on peut multiplier la probabilité d'émission des nucléons par un facteur

$$e^{-d/\lambda} \tag{III.2.28}$$

où d est la distance traversée dans le receptr et λ le libre parcours moyen d'un nucléon dans un noyau. Malheureusement, la détermination de λ n'est pas chose facile. En effet, il n'est pas clair que l'on puisse légitimement utiliser les libres parcours moyens obtenus lors des expériences de diffusion neutron-noyau (dans lesquelles λ est déduit de la partie imaginaire du potentiel optique) car dans ce cas le nucléon traverse deux fois la surface nucléaire alors qu'il ne la traverse qu'une seule fois dans notre cas. Or l'absorption est supposée se produire principalement à la surface du

noyau [BM 69, p. 215] pour des nucléons incidents de moins de 40-50 MeV. Il faudrait donc dans notre cas, multiplier par deux les valeurs de λ trouvées dans la littérature. Cependant, les nucléons rapides que nous considérons ont souvent des énergies supérieures à 40-50 MeV ; d'autre part, le libre parcours moyen est réputé être grand à cause du principe de Pauli, or dans notre calcul les nucléons arrivant dans le receptrer satisfont déjà au principe de Pauli, λ doit peut-être être pris plus faible. En l'absence de réponse à toutes ces interrogations, nous avons choisi, la détermination la plus commune de λ , c'est-à-dire à partir de la partie imaginaire du potentiel optique W [BM 69, p. 165] :

$$\lambda = \frac{\pi V_B}{2W} \quad (\text{III.2.29})$$

$$\text{avec : } W = 3 + 0,07 (\varepsilon_B - U) \quad (\text{III.2.30})$$

où V_B , ε_B sont respectivement la vitesse et l'énergie du nucléon dans le noyau receptrer B.

La distance d , entre le point de traversée de la fenêtre et le point d'émission sur la surface du receptrer, qui intervient dans l'expression (III.2.30) est calculée dans l'Appendice B (formule (B.6)).

Avec les expressions (III.2.29 et III.2.30) on trouve pour les nucléons rapides des valeurs de λ qui sont typiquement de l'ordre de $\lambda \approx 10$ fm. Pour des noyaux lourds, cela correspond à un facteur d'atténuation $e^{-d/\lambda}$ variant de 0,4 à 1 selon que le nucléon traverse suivant un diamètre du noyau ou près de la surface.

Nous avons testé un libre parcours moyen deux fois plus grand que celui donné par (III.2.31). Il est apparu que le nombre de PEPs émis est dans ce cas majoré de ~ 15 % pour les nucléons traversant un noyau de ^{20}Ne , de ~ 30 % pour les nucléons traversant un noyau ^{165}Ho . Par contre, bien évidemment, les formes des spectres en énergie ou en angle ne change pas. Il s'avère donc que le nombre total de particules émises est relativement sensible au choix du libre parcours moyen. D'autre part, dans le cas de système très asymétrique, le rapport $\frac{\text{Nombre de PEPs arrière}}{\text{Nombre de PEPs avant}}$ est aussi très dépendant du choix de λ .

Les auteurs de [DRS 84] ont testé différentes loi d'absorption dans leur modèle. Nous avons vu au paragraphe III.1.3.2 qu'une loi différente pour λ induisait aussi des modifications importantes sur les spectres en énergie et en angle; La comparaison avec des calculs TDHF semblait indiquer d'après [DRS 84] que la loi empirique que nous avons choisie était mieux adaptée que la loi théorique de [CG 80].

III.2.6 Calcul du nombre de nucléons émis

Finalement, le nombre de nucléons émis à travers le noyau receptr par unité de temps est obtenu par intégration de (III.2.26) mutiplié par le facteur d'absorption (III.2.28) et en tenant compte de la condition d'échape-ment (III.2.31). L'intégration étant effectuée sur l'espace des impulsions, et sur la surface de la fenêtre à partir de laquelle sont émis les nucléons provenant du donneur. On aura donc :

$$\frac{dN}{dt} = 2 \int_0^\pi d\phi \int_0^{R_F} r dr \iint_{-\infty}^{+\infty} dk_x dk_y \int_{-q_F}^{+\infty} dk_z e^{-d/\lambda} \theta(U - \frac{1}{2} m V_B^2) \frac{d^6N}{dt dS d^3\vec{k}} \quad (III.2.31)$$

(r, ϕ) étant les coordonnées du point d'émission sur la fenêtre, le facteur 2 provenant du fait qu'il existe une symétrie par rapport au plant contenant \vec{q} et Oz (Fig.(B.2)). Les détails géométriques du calcul sont donnés dans l'Appendice B.

On peut étudier comment sont émis les PEPs au cours de la réaction. La Fig.(III.2).6 montre l'évolution de la vitesse relative, de la surface de la fenêtre et du nombre de nucléons par unité de temps en fonction de la distance relative entre les ions ou du temps, pour une collision centrale ($\lambda=0$) et une collision périphérique ($\lambda=100$). Lorsque les noyaux se rapprochent, leur vitesse relative diminue fortement dès que la dissipation d'énergie se fait sentir, alors que la surface du col augmente. Le nombre de nucléons émis commence à augmenter à partir du moment où la fenêtre s'ouvre et tant que la vitesse relative est grande puis il diminue rapidement en même temps que la vitesse relative. Ce nombre est maximum quand les ions sont approximativement au contact donc quand $s \approx 0$ fm.

Le temps d'émission, c'est-à-dire le temps entre le moment où la fenêtre s'ouvre et le moment où le nombre de nucléons émis par unité de temps

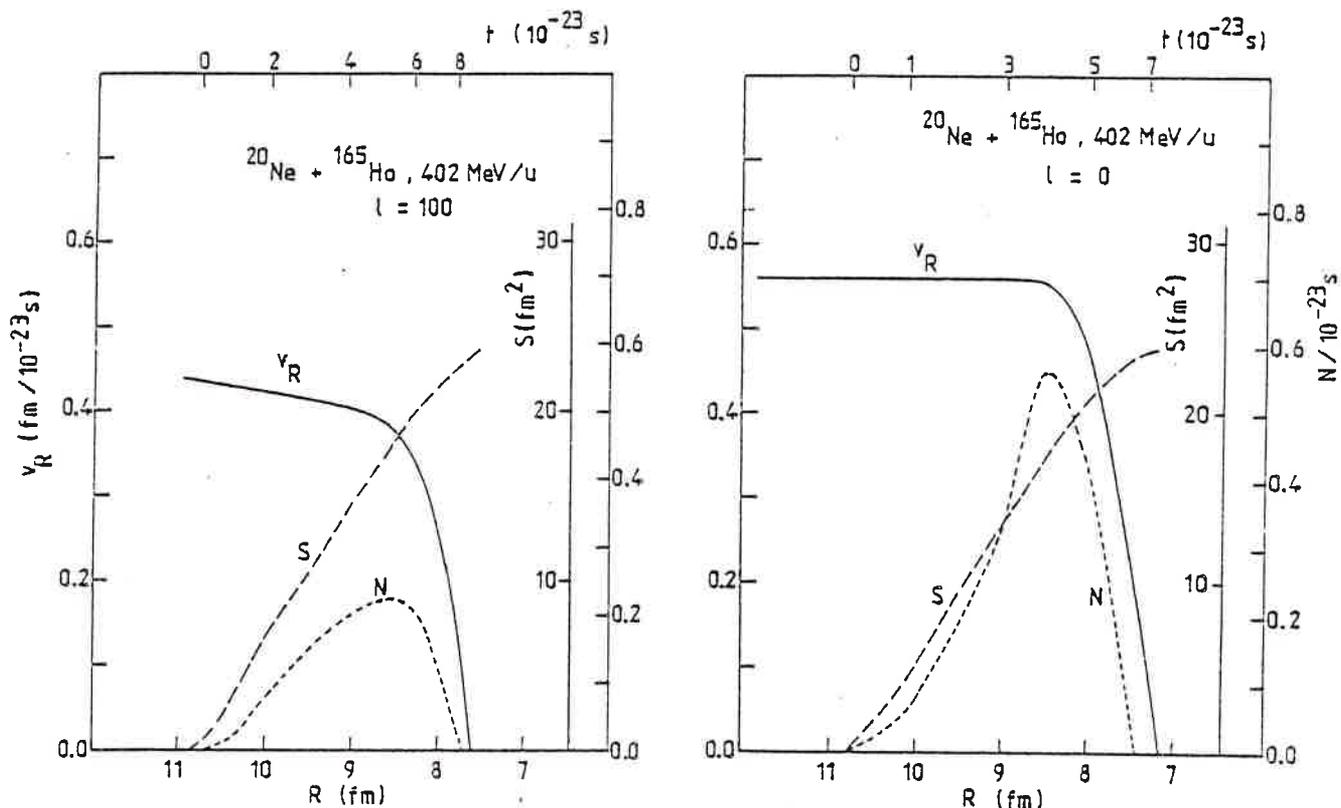


Fig.(III.2).6 - Evolution en fonction du temps et de la distance entre les noyaux, R , de la vitesse relative, V_R , de la surface de la fenêtre, S , et du nombre de nucléons par unité de temps (10^{-23} s).

est de l'ordre de 8×10^{-23} s et est légèrement plus grand pour une collision périphérique que pour une collision centrale.

L'intégration de (III.2.21) sur le temps se fait pour une onde partielle donnée en sommant les nombres de PEP émis à chaque pas en temps défini dans le calcul dynamique et donne $N(\ell)$. En fait les PEPs ne peuvent être émis qu'entre le moment où la fenêtre s'ouvre et le moment où la vitesse relative s'annule.

Enfin, on somme les ondes partielles, pour avoir la section efficace de production des PEP

$$\sigma_{\text{PEP}} = \sum_{\ell=0}^{\ell_{\text{cr}}} (2\ell+1)N(\ell) = \sum_{\ell=0}^{\ell_{\text{cr}}} \sigma(\ell) \quad (\text{III.2.32})$$

et N_{PEP} est donné par :

$$N_{PEP} = \frac{\sum_{\lambda=0}^{\lambda_{cr}} (2\lambda+1)N(\lambda)}{\sum_{\lambda=0}^{\lambda_{cr}} (2\lambda+1)} \frac{\sigma_{PEP}}{\sigma_{fus}} \quad (III.2.33)$$

cf.(III.2.13).

III.3 RESULTATS

III.3.1 Caractéristiques générales

Au cours de la réaction, il y a à la fois des nucléons provenant du projectile qui ont traversé la cible, et des nucléons provenant de la cible qui ont traversé le projectile. Les premiers sont préférentiellement émis vers des angles avant et seront désormais appelés PEPs avant, les seconds sont émis plutôt vers l'arrière et seront donc nommés PEPs arrière. Dans un système symétrique, bien évidemment, il y aura autant de PEPs à l'avant qu'à l'arrière. Ceci nous donne d'ailleurs un moyen de tester notre calcul. Nous avons vérifié que dans ce cas, nous obtenions bien les mêmes nombres de nucléons émis et les mêmes spectres en énergie et en angle dans le système du centre de masse.

La plupart du temps, dans la suite, nous analyserons séparément les PEPs avant et arrière et nous nous intéresserons plus particulièrement aux particules émises à l'avant. En effet, souvent dans les expériences seuls les PEPs avant sont détectés. Les nucléons rapides émis vers l'arrière sont d'ailleurs généralement difficile à séparer des nucléons d'évaporation puisqu'ils ont dans le laboratoire une vitesse assez faible.

a) Spectre en énergie

Sur la Fig.(III.3).1 sont présentés les spectres en énergie dans le système du laboratoire pour les nucléons avant et arrière dans le cas du système $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$ à 402 MeV. On constate que les PEPs avant sont évidemment plus énergétiques que les PEPs arrière. La valeur la plus probable dans le spectre des PEPs avant correspond à peu près à l'énergie par nucléon du faisceau. Ceci reste vrai quelle que soit l'énergie incidente comme on peut le voir sur la Fig.(III.3).2 sur laquelle sont comparés les spectres pour différentes énergies incidentes.

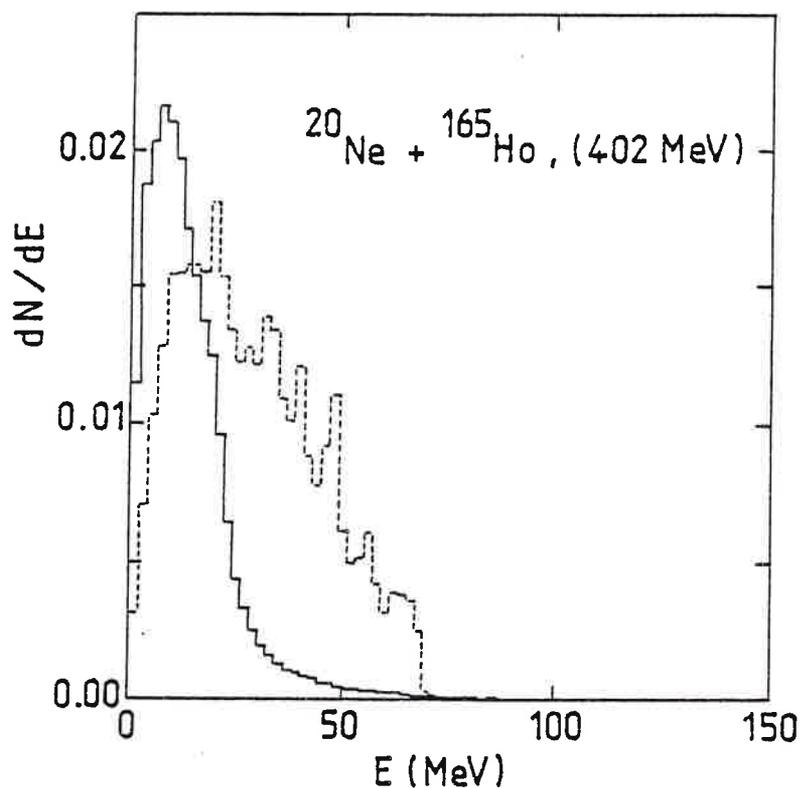


Fig.(III.3).1 - Spectre en énergie des PEPs avant (courbe en pointillés) et arrière (courbe pleine) dans le cas de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$ à 402 MeV.

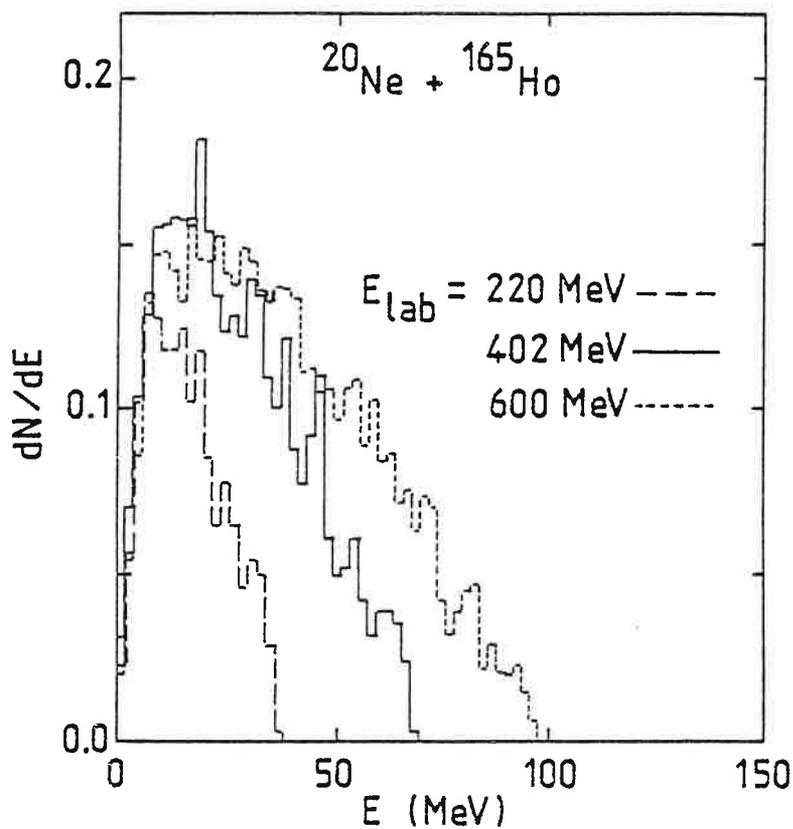


Fig.(III.3).2 - Spectre en énergie des PEPs avant pour le système $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$ à trois énergies différentes.

Comme on pourrait s'y attendre, le nombre de nucléons rapides émis vers l'avant augmente avec l'énergie incidente et leur spectre en énergie s'étend vers des énergies de plus en plus grandes pouvant atteindre trois fois

l'énergie par nucléon du projectile (ceci n'est pas contraire à la conservation de l'énergie mais provient de la composition de la vitesse intrinsèque du nucléon et de la vitesse du projectile qui sont du même ordre de grandeur).

La Fig.(III.3).3 montre les distributions angulaires des PEPs avant et arrière dans le système du laboratoire. Les PEPs avant sont fortement piqués à 0° , et ceci, d'autant plus que l'énergie incidente est plus grande, comme on peut le voir sur la Fig.(III.3).4 qui comparent les distributions angulaires totales à différentes énergies. Par contre, les PEPs arrière ne sont pas très focalisés vers 180° . Ceci est dû au fait que ceux-ci sont moins rapides dans le système du centre de masse que les PEPs avant quand le projectile est plus léger que la cible (on peut s'en convaincre en comparant les vitesses dans le centre de masse (formule (B.21) dans les deux cas). Or l'effet de focalisation est plus important quand les particules sont plus énergétiques. De plus, le passage dans le système du laboratoire diminue encore la focalisation puisque on ajoute à la vitesse du PEP la vitesse du centre de masse, de direction opposée (cf. B.24).

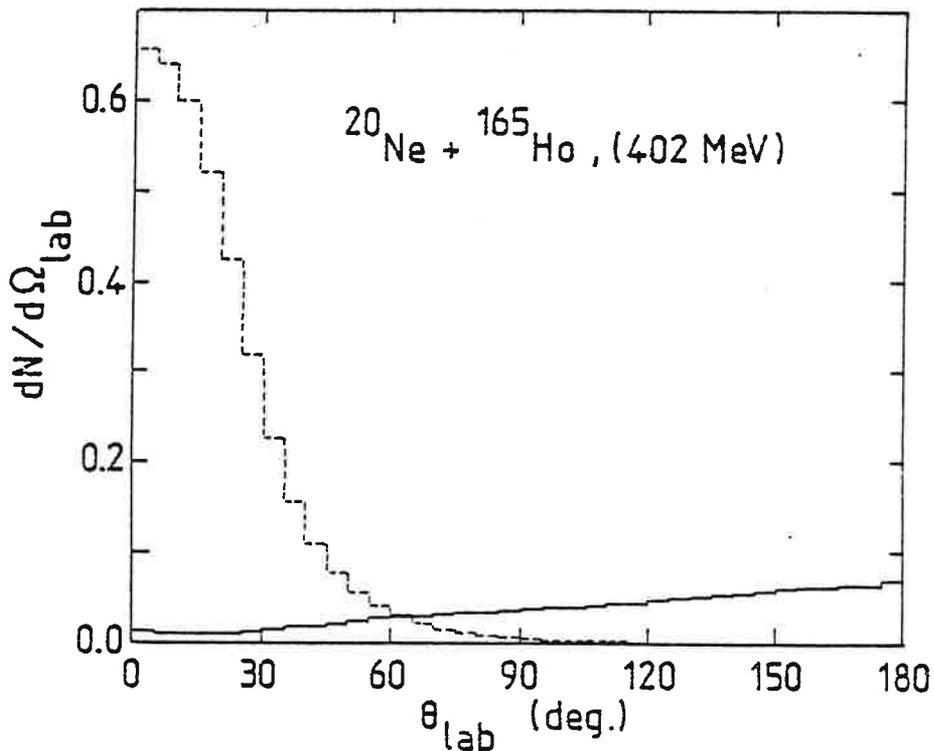


Fig.(III.3).3 - Distribution angulaire des PEPs avant (courbe en pointillés) et arrière (courbe pleine) pour le système $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$ à 402 MeV.

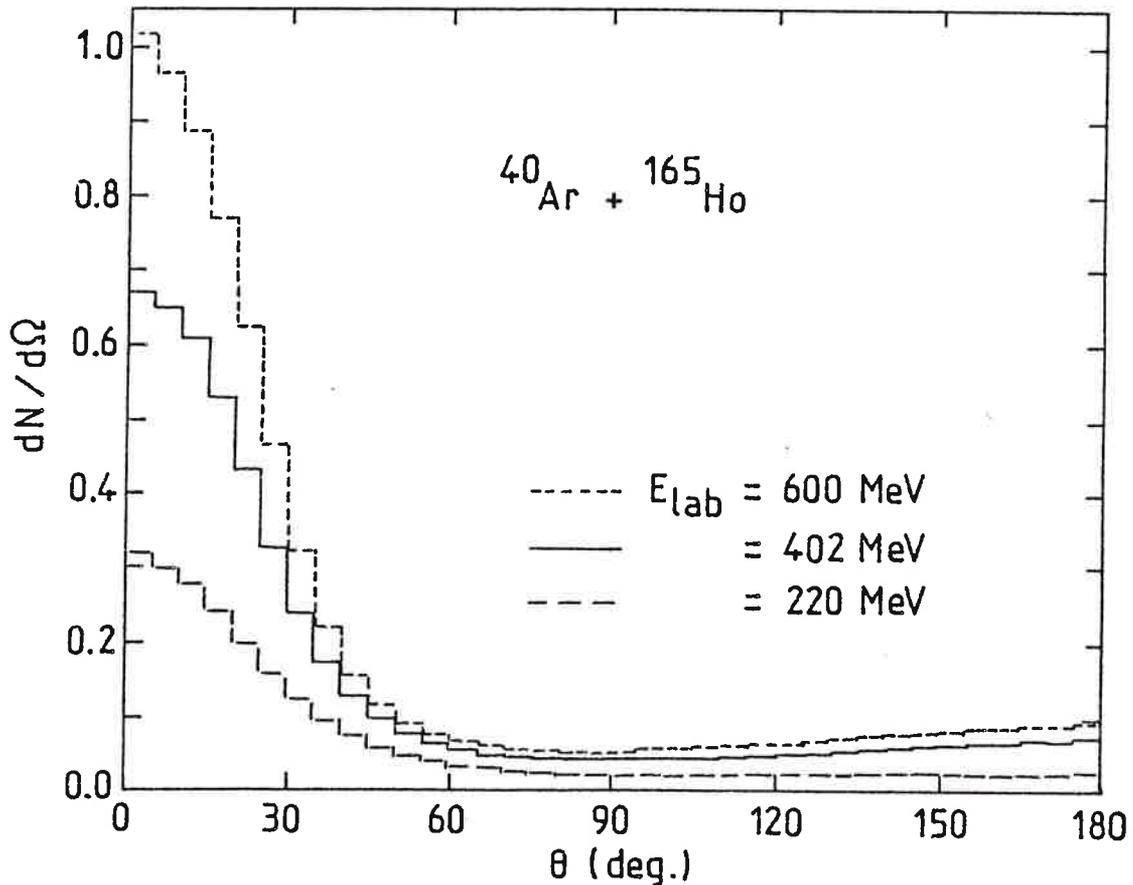


Fig.(III.3).4 - Distributions angulaires totales pour le système $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$ à différentes énergies.

b) Influence du paramètre d'impact

Dans notre modèle, le calcul est effectué pour chaque onde partielle conduisant à la fusion. On peut donc connaître l'évolution des grandeurs avec le moment angulaire, ou, ce qui revient au même, avec le paramètre d'impact. Il est intéressant, par exemple, de savoir si la multiplicité de nucléons rapides est plus grande pour les collisions centrales ou pour les collisions périphériques. Sur la Fig.(III.3).5 sont reportées les multiplicités de neutrons rapides en fonction du moment angulaire à différentes énergies, λ . La multiplicité est le nombre de neutrons émis pour une collision conduisant à la fusion du projectile et de la cible. Elle est plus grande pour les collisions centrales et intermédiaires, puis diminue lentement avec λ pour les collisions plus périphériques. Nous verrons plus loin que cela est dû au principe de Pauli.

On peut aussi étudier la variation de la section efficace partielle de production de neutrons rapides, σ_λ (Fig.(III.3).6) ; σ_λ est, comme on peut le remarquer dans l'expression (III.2.32), simplement la multiplicité pondérée par le facteur $(2\lambda+1)$.

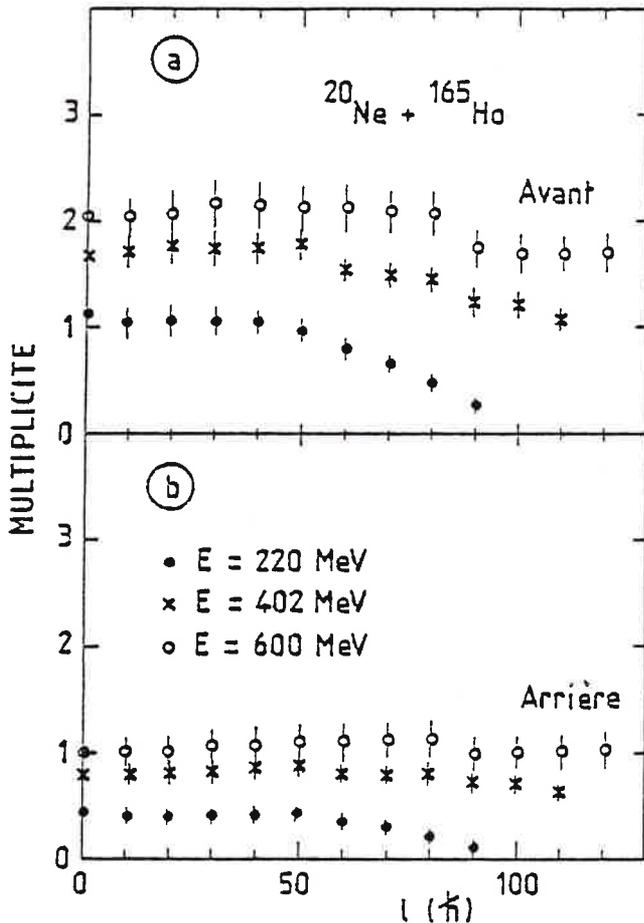


Fig.(III.3).5 - Multiplicité des PEPs (neutrons) avant et arrière en fonction du moment angulaire, λ , de l'onde partielle, à différentes énergies.

A $E=220$ MeV, σ_λ , produit d'un terme qui croît fortement avec λ ($2\lambda+1$) et d'un terme qui diminue à partir de $\lambda=50\hbar$ (N_λ) présente un maximum pour $\lambda=50\hbar$ alors qu'elle est maximale pour les collisions les plus périphériques à plus haute énergie, car N_λ varie peu avec λ .

La Fig.(III.3).7 montre la valeur moyenne de l'énergie cinétique des PEPs avant dans le laboratoire, $\langle E \rangle$, en fonction du moment angulaire de l'onde partielle considérée pour trois énergies incidentes différentes. On remarquera que $\langle E \rangle$ est toujours supérieure à l'énergie incidente, contrairement à la valeur la plus probable du spectre en énergie (cf. paragraphe a)). Ceci est normal, puisque les spectres en énergie ne sont pas symétriques (Fig. (III.3).2). Pour une énergie incidente donnée, on constate une légère augmentation de $\langle E \rangle$ lors des collisions périphériques.

Pour comprendre cet effet, considérons la Fig.(III.3).8 et raisonnons schématiquement : dans le cas d'une collision centrale, les nucléons provenant du projectile ont, en moyenne, une vitesse dirigée selon l'axe du faisceau qui correspond aussi à l'axe joignant les centres de masse. Ils pourront s'échapper (eq. (III.2.27)) si leur vitesse, qui est purement radiale obéit à :

$$V \equiv V_r > \sqrt{\frac{2U}{m}}$$

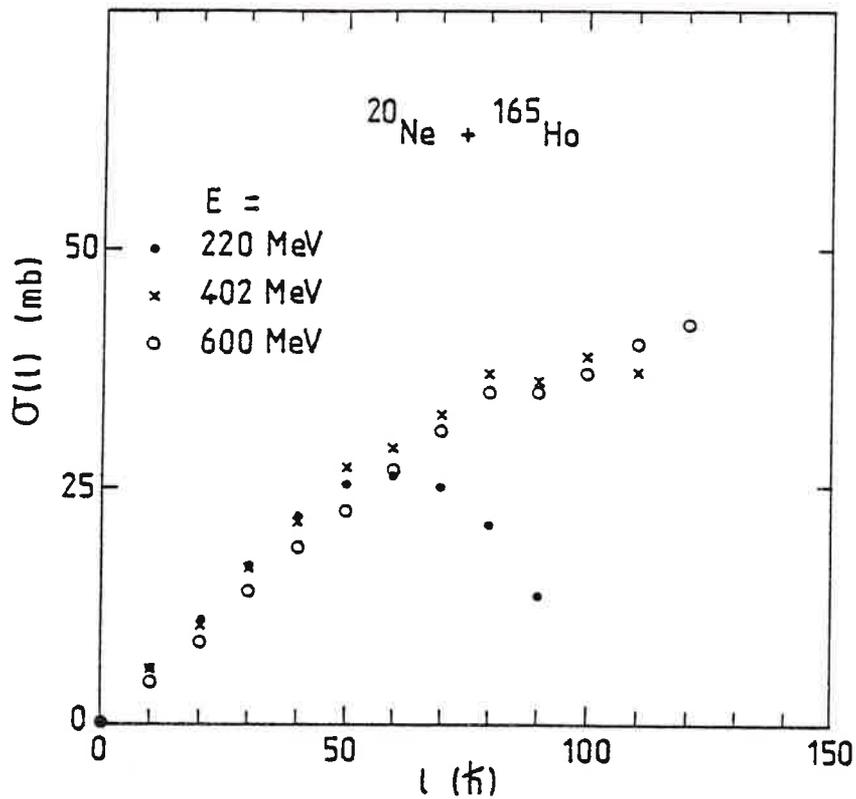


Fig.(III.3).6 - Sections efficaces partielles, $\sigma(l)$, de production des PEPs en fonction du moment angulaire, l , à différentes énergies.

Dans le cas d'une collision périphérique, la vitesse moyenne des nucléons dans la cible est aussi dirigée selon l'axe du faisceau. Mais dans ce cas, les PEPs qui pourront s'échapper et qui donc satisfont

$$v_r > \sqrt{\frac{2U}{m}},$$

ont aussi une vitesse tangentielle, v_t , substantielle. Ceci signifie que le module de la vitesse des nucléons, pouvant être émis, devra en moyenne être plus grand dans le cas d'une collision périphérique que dans le cas d'une collision centrale.

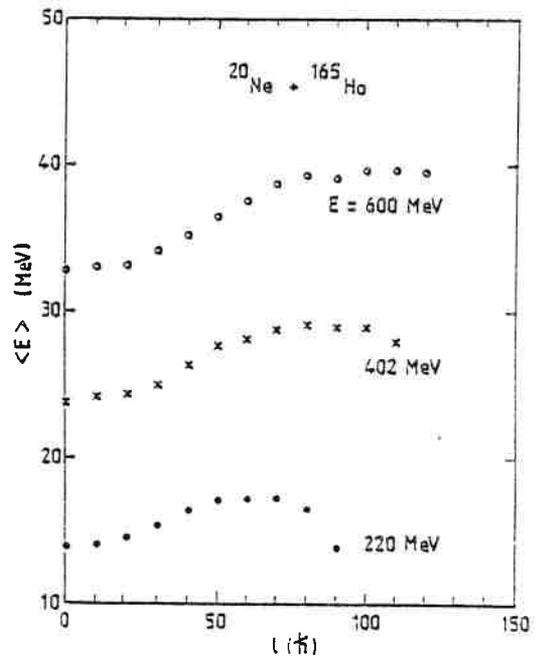


Fig.(III.3).7 - Energie moyenne des PEPs avant en fonction du moment angulaire.

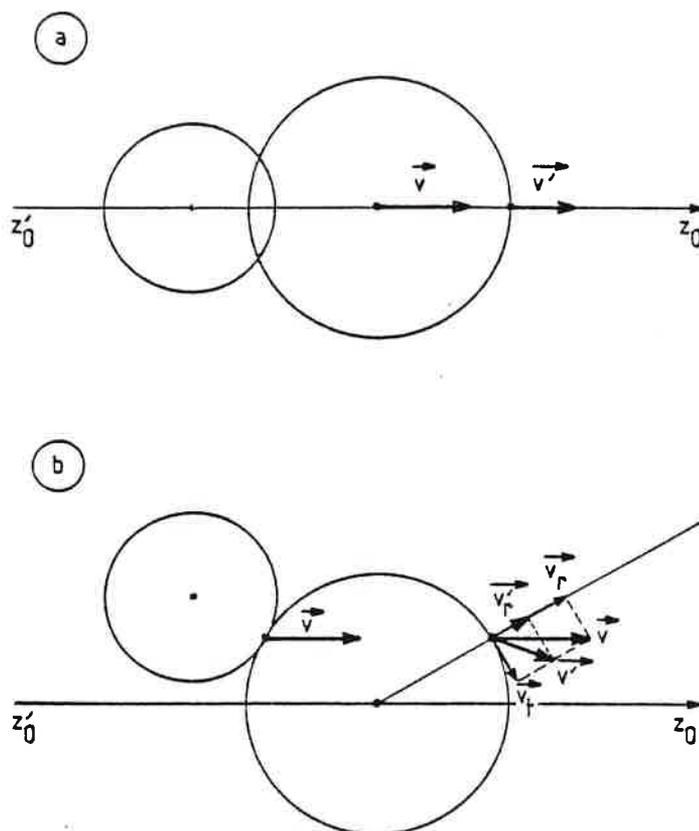


Fig.(III.3).8 - Vitesse des PEPs après réfraction, \vec{v}' , dans le cas d'une collision centrale (a), ou d'une collision périphérique (b) (\vec{v} , vitesse avant réfraction, ayant même module et même direction dans les deux cas).

III.3.2 Influence des divers ingrédients du modèle

Nous avons vu au paragraphe III.2 que notre calcul différerait de certains autres modèles de PEPs essentiellement par la prise en compte d'effets généralement négligés. Nous allons étudier dans ce paragraphe, en quoi ceux-ci modifient les prédictions du modèle.

a) Principe de Pauli

Sur la Fig.(III.3).9 sont montrées les multiplicités des PEPs avant et arrière en fonction du moment angulaire selon que l'on impose ou non le respect du principe de Pauli, c'est-à-dire selon que l'on tient compte ou non du terme $[1 - \theta(k_F - |\vec{k} + \vec{q}|)]$ dans (III.2.24). On constate que ce terme ne joue un rôle important qu'à basse énergie et pour les collisions les plus périphériques. On s'attend évidemment à ce que le principe de Pauli soit inefficace à haute énergie puisqu'alors les sphères de Fermi sont pratiquement disjointes (Fig.(A.3b)). Pour comprendre l'influence du moment angulai-

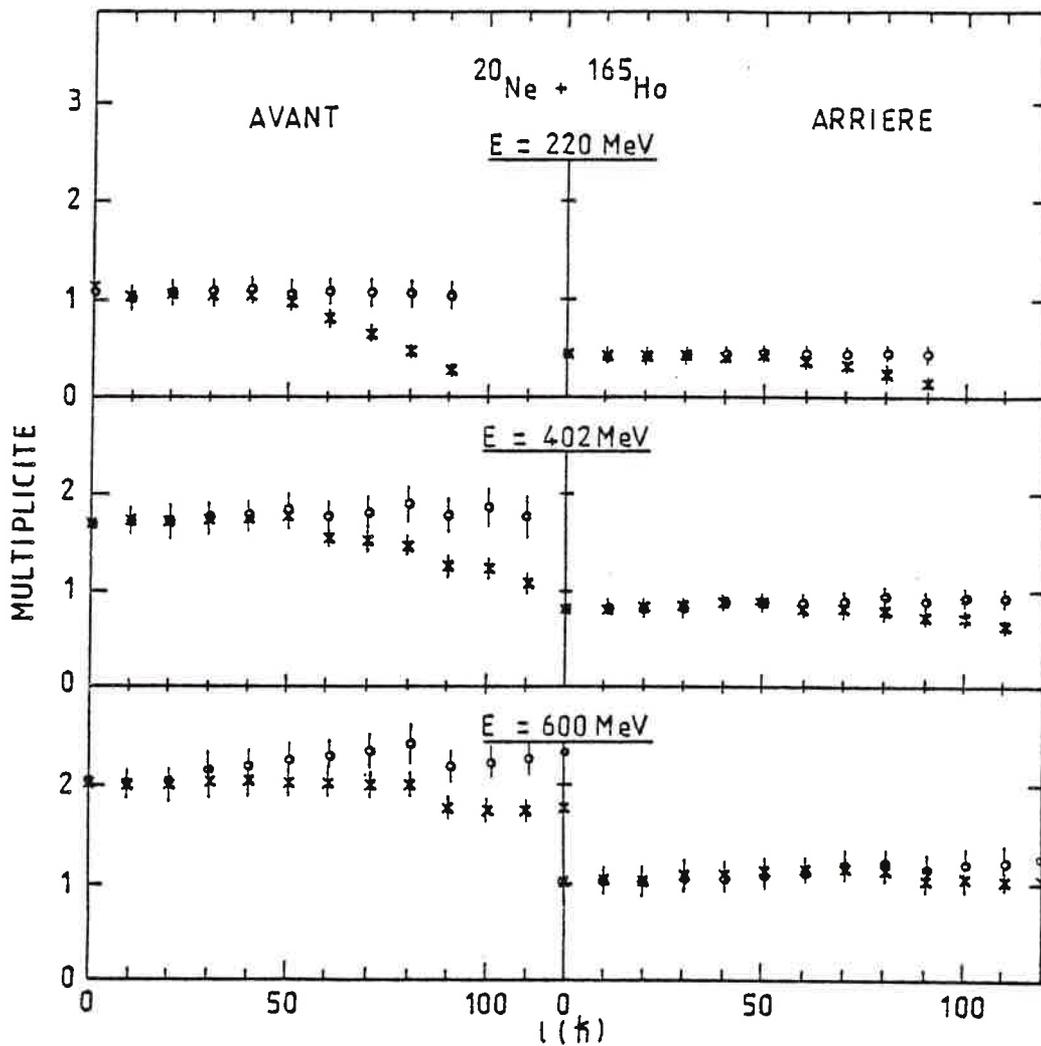


Fig.(III.3).9 - Nombre de nucléons rapides par événement de fusion (multiplicité) en fonction du moment angulaire de l'onde partielle considérée, l , pour le système $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$ à trois énergies de bombardement différentes. Les contributions des PEPs avant et arrière sont distinguées. Les croix sont le résultats du calcul complet, les cercles d'un calcul ne prenant pas en compte le principe de Pauli.

re, il faut considérer la Fig.(III.3).10 : les sphères de Fermi y sont représentées dans le cas de collisions centrales a) et de collisions périphériques b). Compte tenu du fait que seuls les nucléons ayant $k_z > 0$ nous intéressent, on voit que le blocage dû au principe de Pauli cessera dès que l'impulsion relative par nucléon, q , vérifiera :

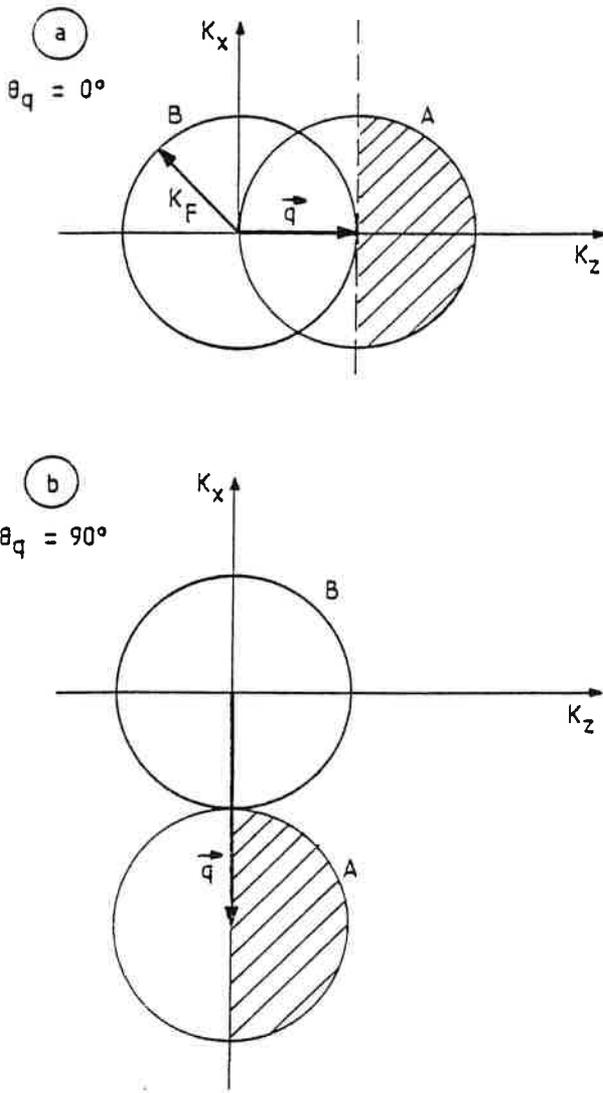


Fig.(III.3.10 - Sphères de Fermi pour une collision centrale ($\theta_q = 0$) a) et pour une collision périphérique ($\theta_q = \pi/2$) b), θ_q étant l'angle entre la direction z et la vitesse relative. Les régions hachurées représentent les états de B accessibles pour un nucléon provenant de A.

b) Vitesse de la fenêtre

Il a été montré au paragraphe III.2.2, que la fenêtre séparant les noyaux se déplaçait par rapport au noyau accepteur et que cela conduisait à

$q > k_F$ pour une collision centrale ($\theta_q = 0$),

mais

$q > 2 k_F$ pour une collision périphérique ($\theta_q = \pi/2$).

On conçoit donc que la prise en compte du principe de Pauli ait une influence plus importante pour les ondes partielles de grand λ que pour celles de faible λ .

En fait, quelle que soit l'énergie incidente considérée, on peut remarquer, qu'il n'y a jamais de réduction du nombre de PEPs pour les collisions centrales à cause du principe de Pauli bien que les valeurs de q mises en jeu soient inférieures à k_F . Ceci provient de la condition d'échappement qui impose une contrainte plus forte encore sur la vitesse du nucléon susceptible d'être émis.

L'influence du blocage de Pauli sur les formes des spectres en énergie et en angle est relativement faible : on constate une très légère diminution de l'énergie moyenne et une moindre focalisation des particules lorsqu'on lève la contrainte due au principe de Pauli.

ajouter la vitesse de la fenêtre à la vitesse des nucléons pouvant provenir du noyau donneur (eq.(III.2.26)). On s'attend donc à ce que le nombre de PEPs soit plus grand dans ce cas que dans le cas où l'on néglige cette vitesse. C'est bien ce que l'on constate sur la Fig.(III.3).11 où sont montrées les multiplicités avant et arrière, avec et sans vitesse de la fenêtre. La différence entre les deux calculs est d'autant plus grande que l'énergie incidente est plus élevée, car la vitesse de la fenêtre est proportionnelle à la vitesse radiale (eq.(III.2.25)). L'effet est beaucoup plus prononcé pour les PEPs avant que pour les PEPs arrière. En effet, dans le cas d'un système très asymétrique comme celui-ci, la vitesse de la fenêtre par rapport au noyau receptrer est beaucoup plus grande dans le cas du noyau lourd que du noyau léger à cause du terme géométrique dans (III.2.25).

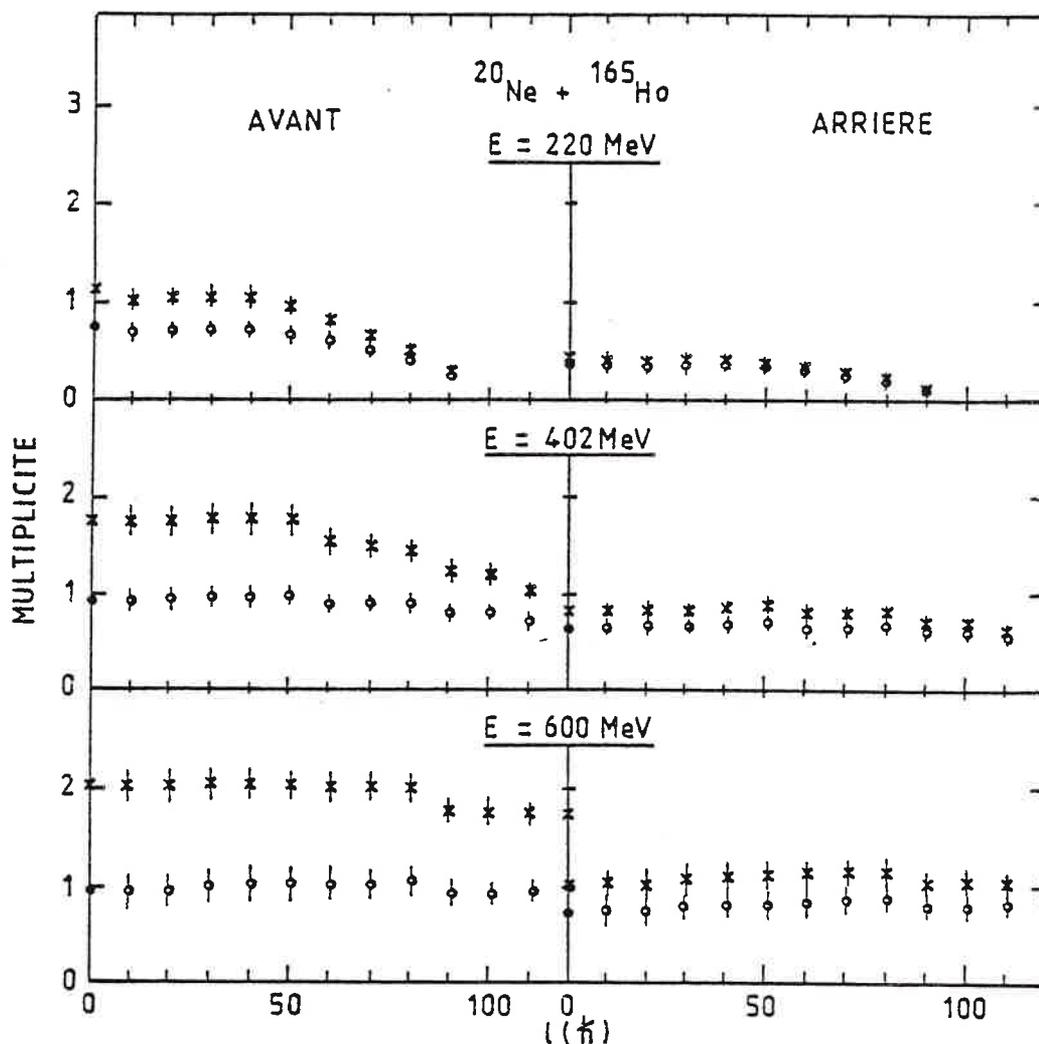


Fig.(III.3).11 - Idem Fig.(III.3).9 mais les cercles représentent les résultats d'un calcul où l'on néglige la vitesse de la fenêtre.

On peut remarquer aussi sur la Fig.(III.3).11 que les PEPs émis dans les collisions périphériques sont moins affectés par la prise en compte de la vitesse de la fenêtre que ceux provenant de collisions centrales. Ceci s'explique par le fait que la composante radiale de la vitesse relative est plus grande dans le second cas que dans le premier.

La forme des spectres en énergie et en angle n'est pratiquement pas influencée par la vitesse de la fenêtre.

c) Extension de la fenêtre

Dans de nombreux modèles de PEPs, dont celui de Bondorf, on suppose que les nucléons traversent la fenêtre qui sépare les deux ions en son centre. Nous avons vu au paragraphe III.2.2, que dans notre calcul, les nucléons sont supposés émis de manière équivalente par tous les points de la surface de la fenêtre. Nous avons testé (Fig.(III.3).12) comment varie le nombre de PEPs selon que ceux-ci sont supposés émis à partir du centre ou de toute la surface de la fenêtre. Il apparaît que les PEPs avant sont peu sensibles à cette modification. Par contre, le nombre de particules arrière est fortement diminué lorsque l'extension de la fenêtre est prise en considération. Ceci tient à la grande asymétrie du système considéré : en effet les nucléons traversant la fenêtre près des bords de celle-ci (cf.Fig.(III.3).13), ont plus de chance de sortir directement par le col (et donc de ne pas contribuer à l'émission de PEPs) lors du passage du gros noyau au petit que lors du passage inverse.

L'hypothèse d'une émission à partir du centre de la fenêtre modifie sensiblement les spectres en énergie et en angle. Les énergies des PEPs sont plus faibles (surtout pour les PEPs arrière) car (Fig.(III.3).14) la réfraction à la surface du noyau fait plus diminuer l'énergie de l'éjectile dans ce cas que dans le cas du calcul complet.

L'étude des différents effets introduits dans notre modèle a donc montré que :

- on peut négliger le blocage dû au principe de Pauli pour les collisions centrales mais pas pour les collisions périphériques à basse énergie ;
- lorsqu'on ne tient pas compte de la vitesse de la fenêtre séparant les ions, on sous-estime la multiplicité des PEPs, surtout de ceux provenant du noyau le plus léger ;

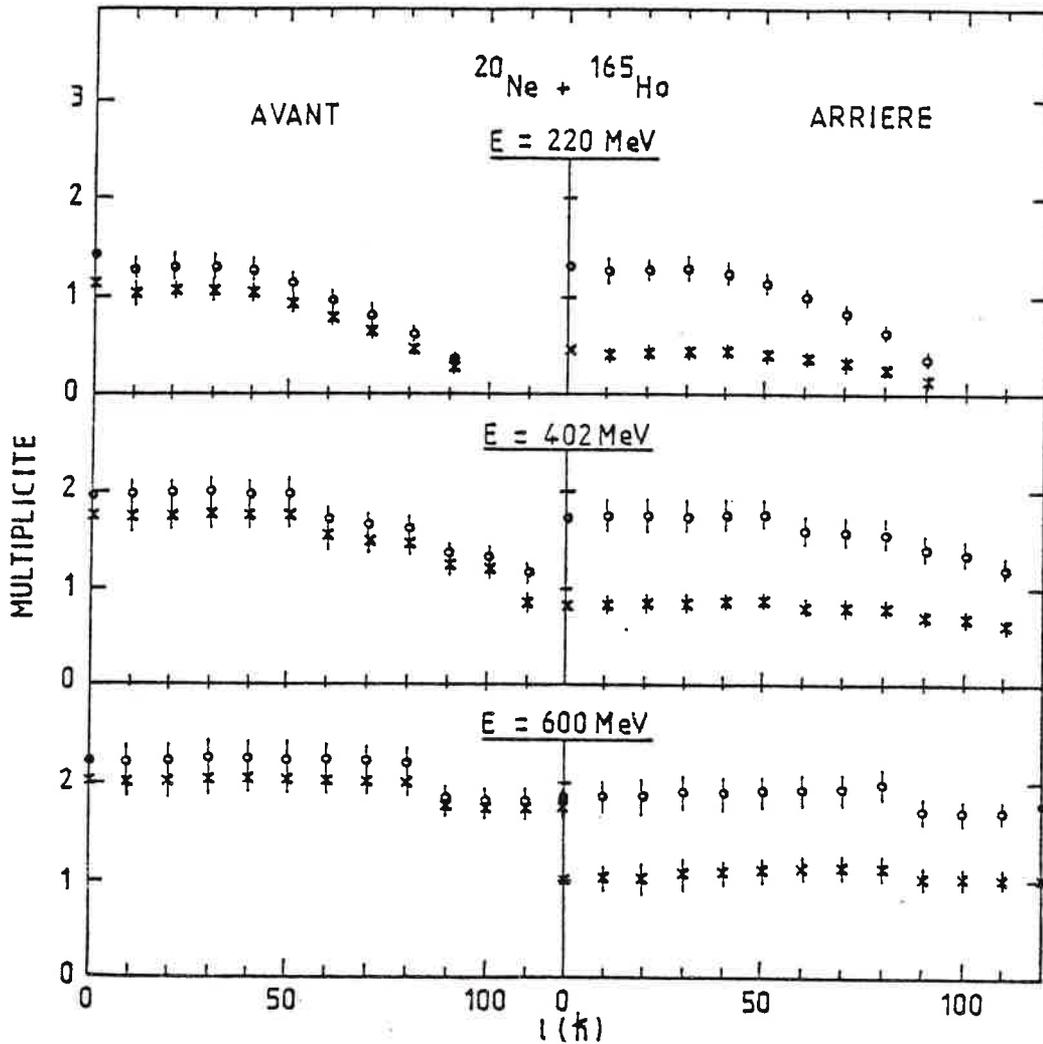
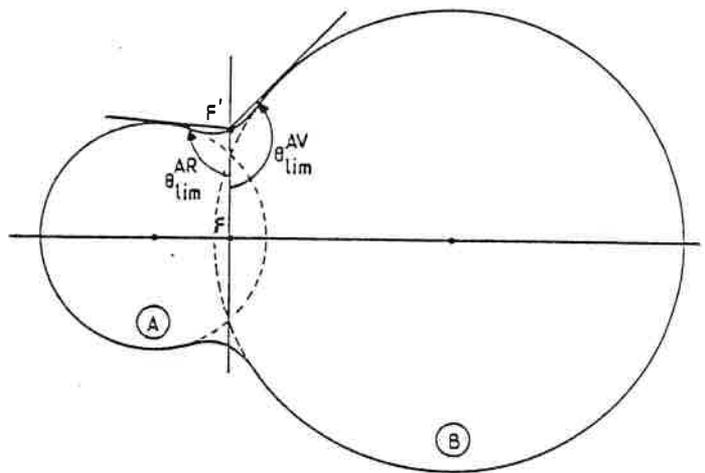


Fig.(III.3).12 - Idem Fig.(III.3).9 mais les cercles sont obtenus lorsque les PEPs sont tous supposés émis à partir du centre de la fenêtre.

Fig.(III.3).13 - Lorsque les nucléons sont émis près d'un bord de la fenêtre (point F'), il existe une direction limite (θ_{lim}) d'émission au-delà de laquelle les PEPs sortent directement par le col sans traverser le noyau recep-teur. Elle est déterminée par la tangente au recep-teur issue de F' . θ_{lim} est plus petit pour le plus petit noyau. Par contre, pour les particules traversant la fenêtre en son centre (F), il n'y a aucune restriction (dans le cas où le plan de la fenêtre passe à l'intérieur des deux noyaux).



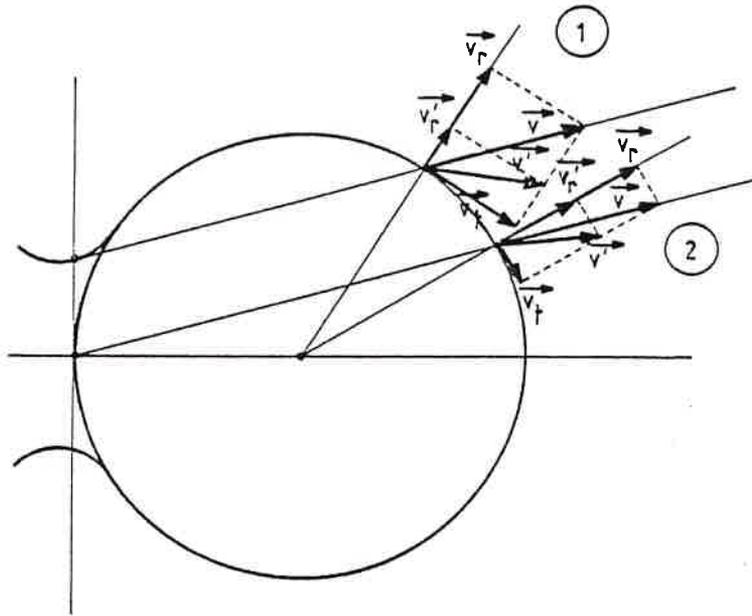


Fig.(III.3).14 - Réfraction à la surface du noyau receveur d'un nucléon de vitesse \hat{V} (dans le système lié au receveur) provenant (1) des bords de la fenêtre (2) du centre de la fenêtre. \hat{V}' , vitesse après réfraction, est plus grande dans le cas (1) que dans le cas (2).

- si l'on fait l'approximation que les particules passent dans le noyau receveur par le centre de la fenêtre, on surestime le nombre de particules émises vers l'arrière et l'on modifie sensiblement les spectres en énergie et en angle.

Cette analyse permet aussi de comprendre pourquoi le nombre de PEPs avant est plus grand que celui des PEPs arrière. En effet, le calcul du flux de nucléons pouvant passer d'un noyau à l'autre est parfaitement indépendant de la taille des noyaux donneur et accepteur, puisque fait à partir de la matière nucléaire semi-infinie et symétrique, tant que l'on néglige la vitesse et l'extension de la fenêtre. D'autre part, l'absorption est plus forte pour un nucléon traversant un gros noyau qu'un petit, ce qui, dans notre cas, favorise les PEPs arrière. On voit donc que la prépondérance des PEPs avant provient uniquement de la prise en compte des deux effets cités plus haut.

Cette prédiction du modèle est intéressante, mais, malheureusement il est difficile de la tester expérimentalement car les PEPs arrière sont très mélangés avec les neutrons d'évaporation et il est, de ce fait, impossible d'en extraire la multiplicité avec suffisamment de précision.

Il faut ajouter, que nos résultats devraient être multipliés par le facteur 2 N/A du donneur puisque le nombre de neutrons émis est simplement le nombre de nucléons divisé par 2, ce qui, dans notre cas, nuance un peu l'observation précédente.

Remarque : Sur les Figs.(III.3).10 à (III.3).12 on peut remarquer une discontinuité aux alentours de $\lambda=50\text{K}$ à 402 MeV et de $\lambda=80\text{K}$ à 600 MeV dans les multiplicités. Ceci est dû à la dynamique un peu trop grossière que nous avons choisie. En effet selon la valeur de λ la fenêtre s'ouvre avant ou après que le système ait atteint le sommet de la barrière du potentiel ce qui conduit à une discontinuité.

III.3.3 Comparaison à des résultats expérimentaux

Afin de tester la validité de notre modèle, nous l'avons comparé aux résultats expérimentaux de Holub et al.[HHI 83] concernant les neutrons rapides émis en coïncidence avec des résidus d'évaporation ou des fragments de fission.

a) Multiplicité

Sur la Fig.(III.3).15 sont montrées les multiplicités de neutrons rapides expérimentales et les résultats de notre calcul pour le système Ne + Ho à différentes énergies. L'accord est assez satisfaisant à basse énergie. A plus haute énergie, notre modèle sous-estime assez largement les multiplicités mais il faut remarquer les grandes incertitudes expérimentales dues à la difficulté d'extraire les neutrons rapides des neutrons d'évaporation. A 600 MeV, nous ne disposons que de données expérimentales obtenues en coïncidence avec des résidus d'évaporation, or il semble, au vu de ce qui se passe à 292 MeV et 402 MeV, que les résultats en coïncidence avec les fragments de fission puissent être différents. Cette différence n'étant pas systématiquement dans le même sens, on ne peut l'attribuer à une influence du moment angulaire (en effet, on considère généralement que les résidus d'évaporation proviennent de collisions plus centrales que les fragments de fission).

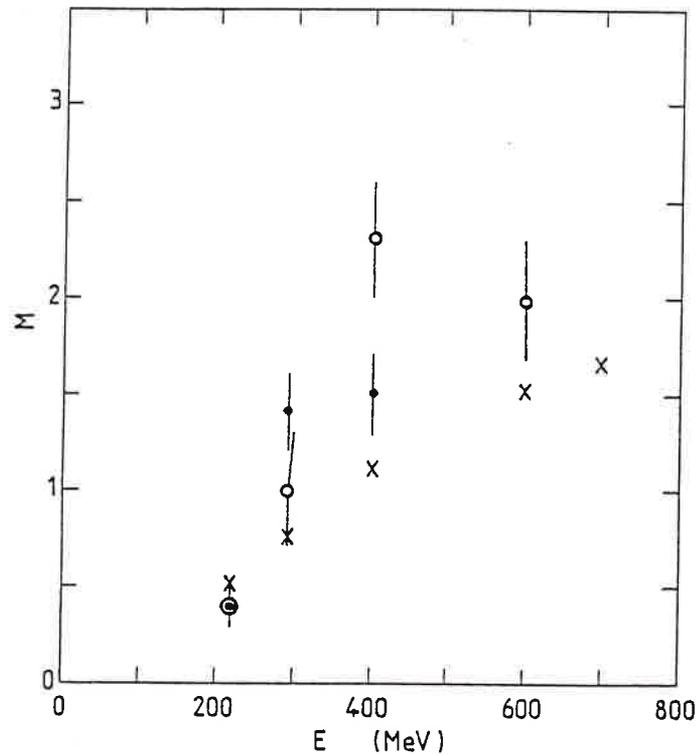


Fig.(III.3).15 - Multiplicité de neutrons rapides pour le système $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$ à différentes énergies incidentes. Les résultats expérimentaux de [HHI 83] et [C 85] sont représentés par des cercles pleins pour les neutrons mesurés en coïncidence avec des produits de fission, par des cercles vides pour les coïncidences avec des résidus d'évaporation. Les croix sont le résultat de notre calcul.

b) Multiplicités différentielles

Les multiplicités doublement différentielles, $d^2M/d\Omega dE$, de neutrons mesurés en coïncidence avec des résidus d'évaporation sont comparées sur la Fig.(III.3).16 avec le résultat de notre modèle (histogramme) et avec le modèle de Bondorf (courbes pointillées). Les neutrons de plus basse énergie dans les spectres sont dus à l'évaporation à partir du noyau composé. Les auteurs de [HHI 83] ont utilisé le code d'évaporation JULIAN pour les reproduire. Alors que les calculs de Bondorf sous-estiment, le plus souvent, beaucoup les résultats expérimentaux et surtout, sont incapables de reproduire l'extension vers les très hautes énergies des spectres, notre modèle s'accorde assez bien avec les mesures expérimentales. Il faut néanmoins remarquer que, très à l'avant, notre calcul prévoit trop de neutrons de grande

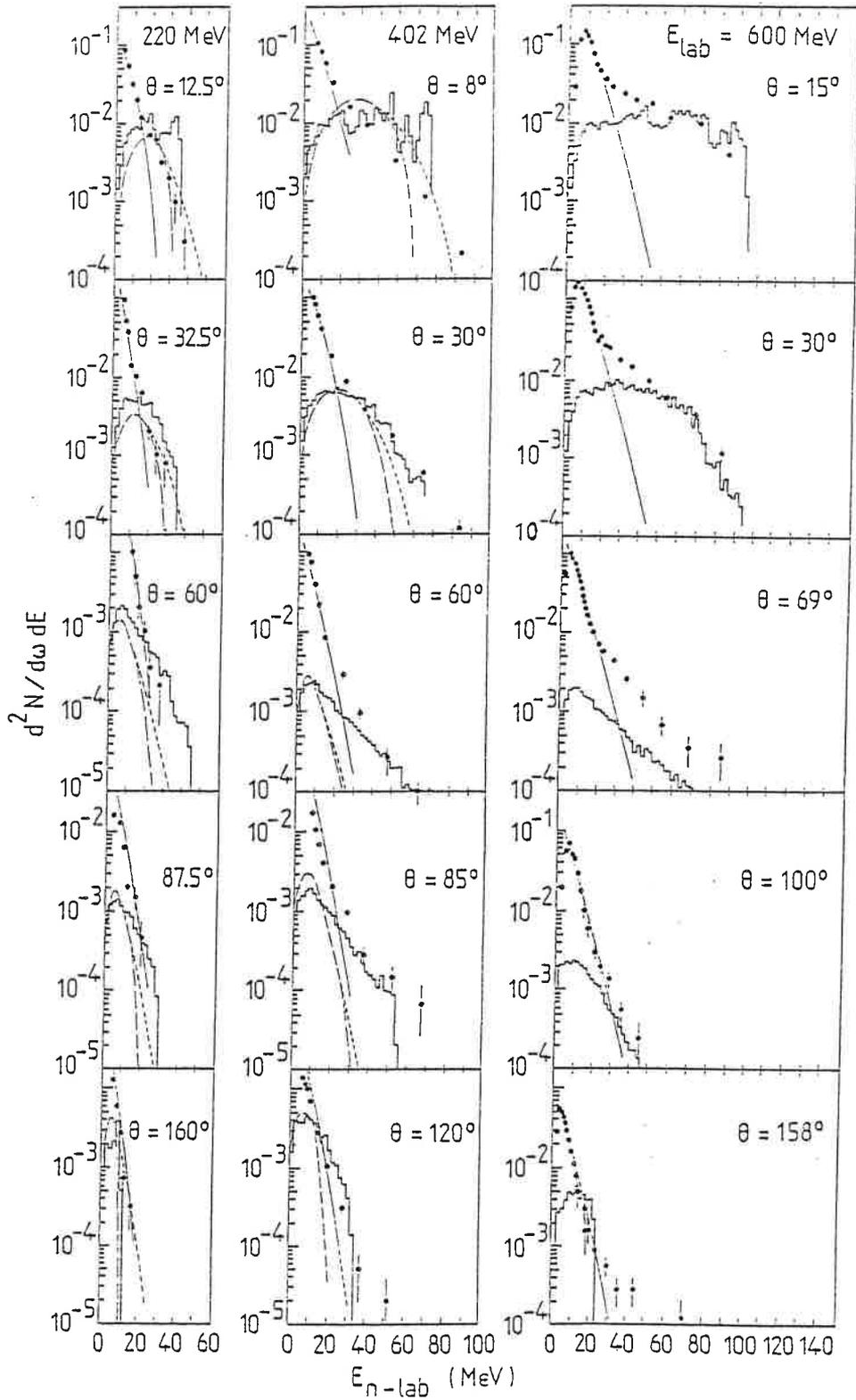


Fig.(III.3).16 - Comparaison entre le modèle (histogramme) et les spectres en énergie des neutrons mesurés en coïncidence avec des résidus d'évaporation pour le système $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$ à 220, 402 et 600 MeV. Les données sont tirées de [HHI 83 et H 85]. Les courbes en traits pleins sont le résultat d'un code d'évaporation. Celles en tiretées ont été obtenues avec le modèle de [BDF 80].

énergie, et que les spectres en énergie s'arrêtent brusquement. Ceci est dû au fait que les sphères de Fermi utilisées sont à bords abruptes. Bondorf a montré qu'en prenant des sphères de Fermi diffuses, la pente des spectres en énergie est plus douce; On peut d'ailleurs le constater sur la Fig.(III.3). 16 sur laquelle les résultats du modèle de Bondorf avec surfaces de Fermi abrupte ou diffuse sont reportées à 220 et 402 MeV. Prendre des surfaces de Fermi diffuses revient en fait à effectuer les calculs à température non nulle.

III.4 COMPARAISON DU MODELE AUX RESULTATS EXPERIMENTAUX DU CHAPITRE I

III.4.1 Taux d'impulsion transférée

Dans le tableau (III.4).1 sont reportées les valeurs du taux le plus probable d'impulsion transférée au système composite, mesurées expérimentalement et celles données par le modèle (à partir de PEPs avant uniquement) pour les réactions étudiées au chapitre I. On constate que notre modèle sous-estime à peu près de moitié l'impulsion manquante. On peut trouver plusieurs raisons pour cela : tout d'abord, il faut se rappeler que nous avons un paramètre important dans le modèle, qui est le libre parcours moyen des nucléons dans le noyau receveur et qui joue sur le nombre de nucléons absorbés pendant la traversée de la cible. Nous avons mentionné au paragraphe III.1.3.2 qu'un choix différent de λ pouvait changer d'un facteur 2 le nombre de PEPs. Il se peut donc que le désaccord avec les résultats expérimentaux soit dû uniquement à notre choix de λ .

Tableau (III.4).1

Taux le plus probable d'impulsion transférée mesuré expérimentalement, $\tilde{\rho}_{exp}$ et donné par le modèle, $\tilde{\rho}_{PEP}$, pour les différents systèmes étudiés au chapitre I

Système	$\tilde{\rho}_{exp}$	$\tilde{\rho}_{PEP}$
^{20}Ne (30 MeV/u) + ^{197}Au	0,80	0,91
^{40}Ar (20 MeV/u) + ^{238}U	0,85	0,96
^{40}Ar (35 MeV/u) + ^{238}U	< 0,75	0,88

Cependant, nous avons vu au paragraphe précédent que notre modèle reproduisait assez bien les multiplicités de neutrons rapides à basse énergie et il semblait que l'écart entre modèle et expérience augmentait avec l'énergie incidente. Ceci s'explique peut être par le fait que d'autres méca-

nismes de réaction entrent en jeu lorsque l'énergie incidente augmente. Nous avons mentionné au paragraphe III.1.2 la réf. [MMS 81] dans laquelle il est suggéré que l'émission de particules rapides à partir d'une zone chaude devient de plus en plus importante par rapport à l'émission de PEPs quand l'énergie croît. Enfin, rappelons que nous ne tenons pas compte de l'émission de particules plus lourdes comme les α qui obéissent certainement à des mécanismes différents.

III.4.2 Particules légères en coïncidence avec les fragments de fission

Nous avons comparé aussi notre calcul aux résultats expérimentaux concernant les particules légères. Bien entendu, on ne peut faire que des comparaisons qualitatives car dans le modèle nous négligeons les effets coulombiennes alors que les particules détectées sont chargées. D'autre part, nous ne séparons pas les protons des deutons et tritons. On peut cependant supposer que la contribution de ces derniers est faible [LBL 85]. Le tableau

Tableau (III.4).2

Multiplicité, M , et largeur des distributions angulaires, σ_θ , mesurées expérimentalement et obtenues dans le calcul. Le calcul a été fait en tenant compte du seuil expérimental en énergie

E/A (MeV/u)	M^{exp}	M^{calc}	σ_θ^{exp}	σ_θ^{calc}
19,6	0,5	0,7	—	52
35	0,7	1,25	50	54

(III.4).2 donne les multiplicités expérimentales et calculées (en imposant un seuil à 16 MeV/u comme dans l'expérience) ainsi que les largeurs des distributions angulaires. Dans les deux cas on constate un bon accord entre les données et le modèle.

Si, malgré les remarques faites ci-dessus, ce bon accord est significatif, cela signifie que la raison pour laquelle le modèle ne reproduit pas le taux d'impulsion transférée est l'émission de particules complexes.

On peut donc constater finalement que notre modèle reproduit assez bien les résultats expérimentaux concernant les particules, tant les multiplicités totales que les multiplicités doublement différentielles, $d^2M/dE d\Omega$, malgré quelques incertitudes sur le meilleur choix de certains paramètres (dans la dynamique et pour l'absorption par exemple) et quelques approximations qui sont de moins en moins justifiées au fur et à mesure que l'énergie inci-

dente augmente (comme le fait de négliger les changements induits sur la dynamique par le départ des PEPs et le calcul à température nulle).

Il n'explique cependant pas les taux d'impulsion transférée trouvés expérimentalement. Cela signifie sans doute que l'impulsion manquante est emportée par des particules plus lourdes que les nucléons.

D'autre part, nous avons incorporé dans notre calcul des effets souvent non considérés (le principe de Pauli, la vitesse et l'extension de la fenêtre séparant les ions) et montré qu'ils peuvent avoir une influence non négligeable sur les résultats.

Conclusion

Grâce aux nouveaux accélérateurs d'ions lourds, nous avons pu étudier les mécanismes de réaction régissant les collisions centrales aux énergies intermédiaires. En mesurant l'angle de corrélation entre les fragments de fission du quasi noyau composé formé lors de la collision nous avons déterminé, pour plusieurs systèmes, le taux d'impulsion transférée.

Ces expériences, comparées aux résultats obtenus par d'autres auteurs, ont montré que le pourcentage d'impulsion transférée décroît, lorsque l'énergie incidente augmente, selon une loi pratiquement indépendante du projectile et de la cible, sauf dans le cas de projectiles d' ^{40}Ar à plus de 35 MeV/u. Cette décroissance traduit le fait que de plus en plus de nucléons peuvent s'échapper du champ moyen à cause de la grande vitesse relative des noyaux en interaction.

Un calcul statique dans l'espace des phases permet d'estimer le nombre de nucléons susceptibles de s'échapper et reproduit assez bien la loi empirique donnant le taux d'impulsion transférée. Cependant, d'autres approches différentes, par exemple celles prenant en compte les collisions nucléon-nucléon, sont aussi capables d'expliquer les résultats expérimentaux. Il semble donc que des expériences plus précises soient nécessaires pour trancher entre les différents modèles. En particulier, des expériences où l'on peut détecter toutes les particules légères émises en coïncidence avec la fusion incomplète seraient souhaitables.

Un modèle, plus élaboré, pour l'émission de nucléons rapides a aussi été développé. Il reprend le modèle de PEPs de Bondorf en y incorporant certains effets généralement négligés comme le principe de Pauli, la vitesse

et l'extension de la fenêtre. Ce calcul permet de reproduire assez bien les spectres de nucléons rapides détectés en coïncidence avec des produits de fusion dans certaines expériences mais sous-estime systématiquement l'impulsion manquante déduite de nos résultats. Ceci signifie sans doute que d'autres mécanismes doivent être pris en considération et que peut être des particules plus lourdes peuvent avoir été émises. C'est d'ailleurs ce que semblent indiquer nos données concernant les particules légères chargées détectées en coïncidence avec les fragments de fission.

Le résultat le plus important est sans doute la disparition, lorsque l'on utilise des projectiles d' ^{40}Ar à des énergies supérieures à environ 35 MeV/u, des produits habituels de fusion incomplète : fragments de fission dans notre cas, ou résidus d'évaporation pour les systèmes plus légers. Ceci indique très probablement que l'énergie d'excitation (ou la température) maximale que le quasi noyau composé peut supporter a été atteinte. Il est en effet prévu théoriquement qu'au delà d'une certaine limite d'énergie d'excitation ou de température, dont la valeur n'est pas bien déterminée, un noyau se désagrège soit par multifragmentation soit en se vaporisant totalement en ses constituants.

Nous avons estimé l'énergie d'excitation par nucléon maximale que l'on peut déposer dans un noyau à partir de l'énergie de liaison des nucléons et de la probabilité d'émettre des agrégats. Ce calcul, très simple, permet de comprendre l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus jusqu'à présent. Il reste à essayer d'atteindre avec d'autres projectiles l'énergie d'excitation limite afin de confirmer cette hypothèse et de déterminer de façon plus précise la valeur limite.

La question qui se pose maintenant est de savoir quel mécanisme remplace la désexcitation par évaporation de particules ou par fission du système composite formé lors de collisions centrales à plus haute énergie : les premières expériences réalisées dans ce domaine montrent que de nombreux fragments légers sont émis et que leur distribution de masse suit approximativement une loi de puissance. Cependant beaucoup de modèles théoriques très différents (transition de phase liquide, gaz, multifragmentation statistique, percolation, ...) reproduisent de la même façon les résultats expérimentaux. Il faudra donc une nouvelle génération d'expériences, plus exclusives, pour trancher entre les différents mécanismes possibles.

APPENDICE A

CALCUL DU FLUX DE NUCLEONS ENTRE DEUX NOYAUX A TEMPERATURE NON NULLE

Le nombre de nucléons par unité de temps que deux noyaux en interaction peuvent échanger est une quantité qui intervient fréquemment dans les calculs concernant les réactions dissipatives entre ions lourds. Ce flux est nécessaire pour trouver les expressions des termes de friction à un corps dans les modèles dynamiques [R 78, BK 82], pour obtenir les coefficients des équations de transport qui décrivent les réactions profondément inélastiques [R 78] ou pour estimer la partie imaginaire du potentiel optique [SB 82].

Aux énergies incidentes qui nous intéressent ($10 \leq E/A \leq 50$ MeV/A), les ions peuvent être fortement excités pendant l'interaction et des températures assez grandes peuvent être atteintes : jusqu'à 4 à 5 MeV pour des noyaux composés formés après fusion du projectile et de la cible [AJP 85], par exemple. Il apparaît donc parfois nécessaire de prendre en compte le fait que les noyaux sont chauds.

Afin de disposer d'une expression du flux, valable aux énergies intermédiaires, un calcul a été effectué à température finie [PBV 83, PVB 84]. Celui-ci prend aussi en considération le mouvement relatif des deux ions.

On trouvera dans cet Appendice le formalisme et les détails du calcul, par contre, les applications qui ont pu être faites [PVB 84, LNF 84] ne seront pas présentées. En ce qui concerne l'utilisation dans notre modèle de PEPs de ce calcul, nous n'aurons besoin que du flux élémentaire par unités de surface et de temps à la limite de la température nulle. En effet, les

nucléons rapides sont émis en début de réaction, alors que les noyaux sont encore froids (cf. paragraphe III.2.1.3).

A.1 LE THEOREME DE PROXIMITE

Il a été suggéré par Bass [B 76] que l'on pouvait calculer relativement facilement le flux de nucléons s'échangeant entre deux ions, en utilisant le théorème de proximité. Ce dernier stipule, en effet, que le nombre de nucléons par unité de temps qui passent à travers la surface séparant les noyaux est simplement le flux entre deux tranches semi-infinies et parallèles de matière nucléaire, multiplié par un terme purement géométrique.

Si $\phi(s')$ est le courant de nucléons qui s'écoule entre les tranches de matière nucléaire séparées par une distance s' , le flux Φ entre les ions, à travers la surface de séparation, Σ , sera :

$$\Phi(s) = \int_{\Sigma} \phi \, d\sigma = 2\pi \bar{C} \int_S^{\infty} \phi(s') ds' \quad (\text{A.1})$$

avec : - s distance séparant les surfaces des deux noyaux : $s = R - C_1 - C_2$
(cf. III.2.5),
- $\bar{C} = C_1 C_2 / (C_1 + C_2)$.

La relation (A.1) est valable à condition que les courbures des surfaces des noyaux ne soient pas trop grandes.

Pour calculer $\Phi(s)$, il faut donc tout d'abord construire des tranches de matière nucléaire semi-infinies et parallèles, puis déterminer $\phi(s')$.

A.2 CONSTRUCTION DES TRANCHES DE MATIERE NUCLEAIRE

Le formalisme utilisé est celui de Thomas Fermi modifié à température non nulle (HMTF). Rappelons tout d'abord la méthode usuelle de Thomas Fermi chaud (HTF) décrite dans [BB 81, BT 81]. Le formalisme HTF peut être déduit d'une approche Hartree-Fock chaud (HHF) [BV 81] par une approximation de densité locale. Dans la méthode HHF, on minimise l'énergie totale du système par rapport aux fonctions d'onde à une particule en imposant les contraintes que la température, les nombres de protons et de neutrons soient constants. Ceci revient à minimiser le potentiel thermodynamique :

$$\mathcal{A} = F - \sum \mu_q N_q \quad (q = n, p) \quad (A.2)$$

$$\mathcal{A} = \int (\mathcal{H} - \mu_n \rho_n - \mu_p \rho_p - T(s_n + s_p)) d^3\vec{r}$$

où \mathcal{H} est la densité d'Hamiltonien dépendant des densités de nucléons ρ_n, ρ_p et de la densité d'énergie cinétique τ_n, τ_p
 s_n, s_p sont les densités d'entropie
 μ_n, μ_p sont les potentiels chimiques.

Pour obtenir HTF, la densité locale ρ_q est approximée par un morceau de matière nucléaire ayant la même densité ; les états HF sont pris comme étant des ondes planes de moment k . Les sommes discrètes sur les états sont remplacées par des intégrales sur k .

On obtient alors les équations [BPV 83] :

$$\epsilon_q(k) = \frac{\hbar^2}{2m_q^*} k^2 + U^q \quad (A.3)$$

$$\rho_q = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_q^* T}{\hbar^2} \right)^{3/2} J_{1/2}(\eta_q) \quad (A.4)$$

$$\tau_q = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_q^* T}{\hbar^2} \right)^{5/2} J_{3/2}(\eta_q) \quad (A.5)$$

$$\eta_q = \frac{1}{T} (\mu_q - U^q) \quad (A.6)$$

$$s_q = \frac{5}{3} \frac{\hbar^2}{2m_q^* T} \tau_q - \eta_q \rho_q \quad (A.7)$$

avec : U^q potentiel à une particule

m_q^* masse effective (donnée par $\hbar^2/2m_q^* = \partial^2 \mathcal{H} / \partial \tau_q$)

T température

$$J_\nu(\eta) = \int_0^\infty \frac{X^\nu dX}{1 + \exp(X-\eta)} \quad (A.8)$$

L'interaction utilisée dans tous ces calculs est la force SkM [KTB 80] dont les expressions de \mathcal{H} , U^q , m_q^* sont données dans [BV 81].

Les équations (A.2 à A.8) permettent de résoudre complètement le problème et donc de générer des densités ρ_n et ρ_p .

En fait, il est connu [BCK 76] que les densités obtenues dans le cadre de l'approximation de Thomas Fermi présentent des bords trop abruptes par rapport à celles calculées avec Hartree-Fock. C'est pourquoi il est préférable d'utiliser la méthode de Thomas Fermi modifiée (MTF) proposée par Krivine et Treiner [KT 79] et étendue à $T \neq 0$ par Barranco et al. [BPV 83], dans laquelle la densité d'énergie cinétique τ_q contient un terme correctif pour les effets de taille finie :

$$\tau_q = \alpha \tau_q^V + \beta \frac{(\nabla \rho_q)^2}{\rho_q} \quad (\text{A.9})$$

α , β étant déterminés phénoménologiquement :

$$\begin{aligned} \alpha &\approx 1 \\ \beta &= \frac{1}{9} \left(\frac{m_q^*}{m_q} + \frac{1}{4} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

τ_q^V étant l'expression donnée par l'équation (A.5).

La méthode HMTF permet en principe de générer de façon self-consistante les densités. Cependant, les densités ainsi obtenues ne tendent pas vers 0 quand r tend vers l'infini. Ceci signifie que les noyaux chauffés ne sont pas stables. Cet inconvénient, qui apparait aussi dans les calculs HHF, peut être évité si l'on utilise une procédure de minimisation par une fonction d'essai en imposant à la densité de nucléons d'être du type fonction de Fermi :

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (\text{A.11})$$

Nous avons vu précédemment que le but de ce calcul à température non nulle, était de générer des tranches de matière nucléaire semi-infinies et parallèles afin de pouvoir leur appliquer le théorème de proximité et ensuite de calculer le flux de transfert de nucléons. Dans le formalisme utilisé,

on peut simuler une tranche de matière nucléaire par un gros noyau ayant un nombre égal de protons et de neutrons comme cela avait été fait par Campi et al. [CS 80]. Il a été vérifié que $A \sim 50\ 000$ donne des résultats satisfaisants. En effet A ne doit pas être trop petit sinon les effets de courbure ne seraient pas négligeables et A ne doit pas être trop grand pour que les effets de surface jouent un rôle dans la minimisation et donc que le paramètre a dans (A.11) soit correctement déterminé.

Afin de rendre facilement utilisable les résultats du calcul numérique, ceux-ci ont été paramétrisés en fonction de la température par une fonction en $1 + \alpha T^2$ qui s'est avérée être valable aux faibles températures ($T \leq 4-5$ MeV)

$$\begin{aligned} a(T) &= a_0 (1 + a_1 T^2) \\ \rho_0(T) &= \rho_0^0 (1 + \rho_0^1 T^2) \\ \mu(T) &= \mu_0 (1 + \mu_1 T^2) \\ F_S(T) &= F_S^0 (1 + F_S^1 T^2) \end{aligned} \tag{A.12}$$

avec :

$$\begin{aligned} a_0 &= 0,635, \\ a_1 &= 7,64 \times 10^{-3}, \\ F_S^0 &= 24,9, \\ F_S^1 &= 8,31 \times 10^{-3}, \\ \rho_0^0 &= 0,1603, \\ \rho_0^1 &= 2,01 \times 10^{-3}, \\ \mu_0 &= -15,77, \\ \mu_1 &= 3,39 \times 10^{-3} \end{aligned}$$

ρ_0^0 est la densité de la matière nucléaire à $T=0$

$$\rho_0^0 = \frac{k_F^3}{3\pi^2}$$

A.3 CALCUL DU FLUX EN TENANT COMPTE DU MOUVEMENT RELATIF DES NOYAUX

Lorsque deux ions se rapprochent l'un de l'autre, il existe une certaine distance à partir de laquelle leurs densités commencent à se recouvrir (Fig.(A.1)). Une barrière se développe alors entre leurs deux puits de potentiel à une particule. Les nucléons peuvent donc passer d'un puits à l'autre en traversant ou en surmontant cette barrière. Du fait du principe d'exclusion de Pauli, les états finals des nucléons dans le noyau receveur devront être inoccupés. En fait, dans les premiers calculs de flux réalisés par Randrup [R 78], celui-ci est évalué de façon purement classique : le principe de Pauli n'est pas pris en compte et les nucléons ne peuvent pas passer à travers la barrière de potentiel. Ball et Koonin [BK 82] ont insisté sur le fait qu'il n'est pas légitime de négliger le principe de Pauli. En effet, deux ions identiques (ou deux tranches de matière nucléaire semi-infinies et parallèles) au repos et à température nulle ont des sphères de Fermi, dans l'espace des impulsions, qui coïncident ; à cause du principe d'exclusion de Pauli, aucun nucléon ne doit pouvoir passer d'un noyau à l'autre. Par contre, il y aura possibilité de transfert de nucléons : 1) si les ions sont animés d'une vitesse l'un par rapport à l'autre, car les sphères de Fermi seront

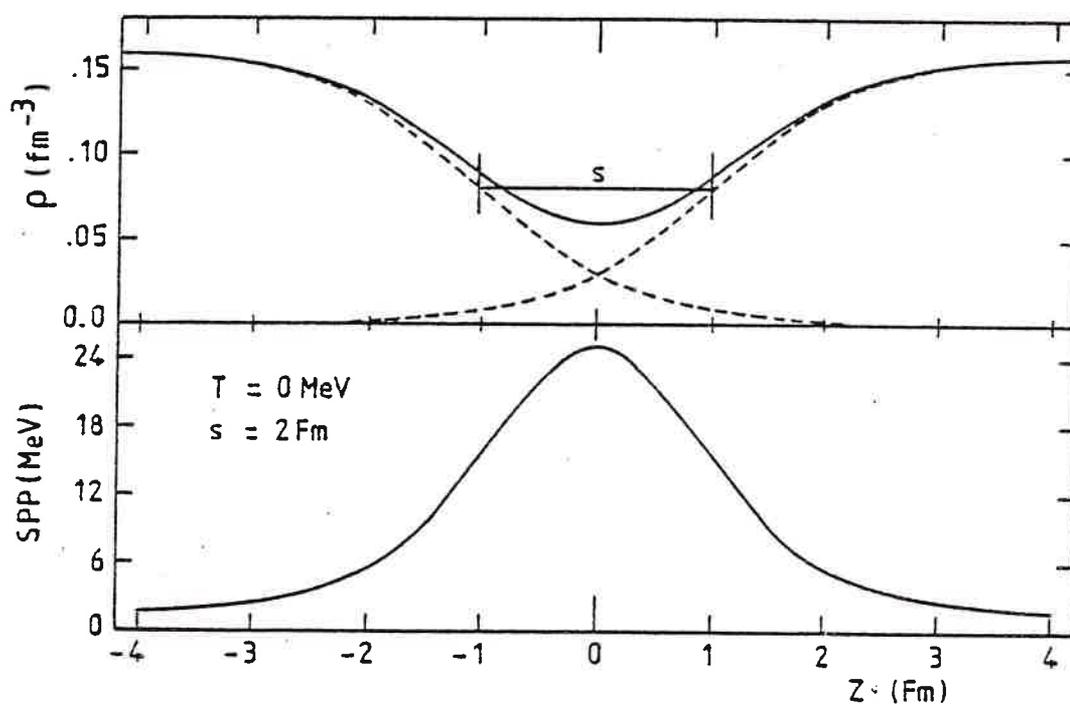


Fig.(A.1) - Représentation schématique des densités des tranches de matière nucléaire se recouvrant (a) et de la barrière du potentiel à une particule (SPP) dans le cas $s = 2 \text{ fm}$, $T=0$.

ront alors décalées de l'impulsion relative ; 2) si les noyaux sont chauds ; les sphères de Fermi seront dans ce cas diffuses puisque des états au-dessus du niveau de Fermi ont une probabilité non nulle d'être occupés.

Cela étant, il n'y aurait pas besoin d'inclure le principe de Pauli, si l'on effectuait un calcul adiabatique dans lequel tous les nucléons seraient supposés évoluer dans un puits de potentiel commun et dépendant du temps, comme l'a fait remarquer Swiatecki [S 84]. Dans ce cas, en effet, les nucléons se font automatiquement de la place, du fait de la conservation d'un volume donné dans l'espace des phases. Or ce n'est pas du tout ce qui est employé ici, puisqu'au contraire, on utilise l'approximation soudaine dans laquelle les densités gelées des deux noyaux sont superposées, ce qui implique que l'on distingue toujours les deux ions. On ne peut donc autoriser le passage d'un nucléon de l'un que vers un état inoccupé de l'autre.

A.3.1 Calcul de la barrière de potentiel

Considérons deux tranches de matière nucléaire semi-infinies et parallèles à une température T , dont les points à mi-densité sont séparés par une distance s (ce qui revient à définir s comme dans (III.24)). L'approximation des densités gelées permet de calculer le profil de densité résultant comme étant simplement la somme des deux densités individuelles (Fig.(A.1a)).

Si l'on utilise pour celles-ci des fonctions de type (A.11) obtenues après une procédure HMTF et si l'on définit :

$$r_1 = C_1 + \left(\frac{s}{2} + z\right) \quad r_2 = C_2 - \left(\frac{s}{2} - z\right) \quad (\text{A.12})$$

on obtient :

$$\rho(z) = \rho_1(z) + \rho_2(z) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{s/2 + z}{a}\right)} + \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{s/2 - z}{a}\right)} \quad (\text{A.13})$$

La Fig.(A.1) montre le profil de densité obtenu lorsque $T=0$, $s = 2$ fm.

Pour calculer la barrière du potentiel à une particule $U(r)$, qui sépare les noyaux, on utilise comme précédemment la force SkM ; le potentiel central dans [BV 81] est alors donné par :

$$\begin{aligned}
 U(r) = & t_0 \left(\frac{1}{2} (1-x_0) \rho_n + \left(1 + \frac{1}{2} x_0\right) \rho_p \right) + \frac{1}{8} (t_2 - 3 t_1) \nabla^2 \rho_p \\
 & + \frac{3}{16} (t_2 - t_1) \nabla^2 \rho_n + \frac{1}{4} (t_1 + t_2) \tau_p + \frac{1}{8} (3 t_2 + t_1) \tau_n \\
 & + \frac{1}{16} t_3 \left[\frac{1}{2} (1 - x_3) \rho_n + \left(1 + \frac{1}{2} x_3\right) \rho_p \right] (\rho_n + \rho_p)^\alpha \\
 & + \frac{1}{12} \alpha t_3 \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_3\right) (\rho_n + \rho_p) \right. \\
 & \left. - \left(x_3 + \frac{1}{2}\right) (\rho_n^2 + \rho_p^2) / (\rho_n + \rho_p) \right] (\rho_n + \rho_p)^\alpha
 \end{aligned}$$

avec :

$$t_0 = - 2645 ,$$

$$t_1 = 385 ,$$

$$t_2 = - 120 ,$$

$$t_3 = 15 595 ,$$

(A.14)

$$x_0 = 0,09 ,$$

$$x_3 = 0 ,$$

$$\alpha = 1/6$$

dans le cas de la force SKM.

Dans le cas de la matière nucléaire $\rho_n = \rho_p = \rho/2$ (compte tenu du fait que $x_3 = 0$, $\alpha = 1/6$), l'expression (A.2) devient (en négligeant les termes du second ordre) :

$$U(r) = \frac{3}{4} t_0 \rho + \frac{3 t_1 + 5 t_2}{16} \tau + \frac{13}{96} t_3 \rho^{7/2} \quad (A.15)$$

avec τ donné par (A.9).

La Fig.(A.1b) montre la barrière obtenue dans le cas $T=0$, $s = 2$ fm, alors que sur la Fig.(A.2) on peut voir comment celle-ci évolue quand T change. On remarque que la barrière s'élargit et que sa hauteur diminue quand les noyaux deviennent de plus en plus chaud. Ceci est dû au fait, qu'alors la diffusivité de la matière nucléaire augmente, donc que les densités commencent à se recouvrir pour des distances, s , plus grandes. L'effet ne devient vraiment important que pour des températures de l'ordre de 4 à 5 MeV.

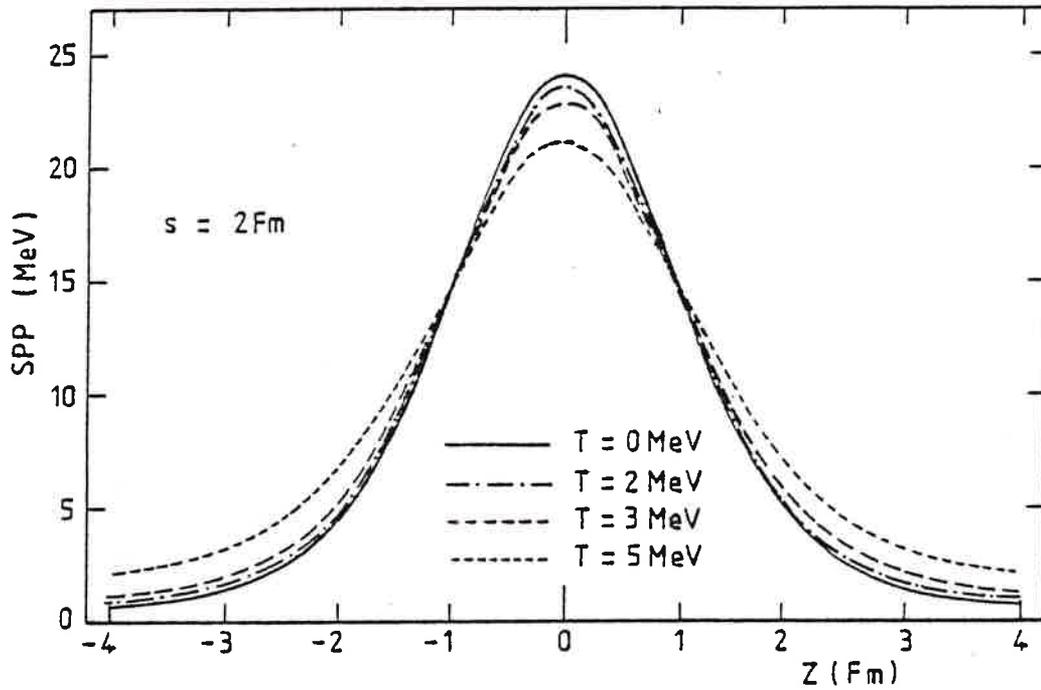


Fig.(A.2) - Evolution de la barrière du potentiel à une particule (SPP) avec les température T pour une distance entre les deux noyaux $s = 2 \text{ fm}$.

A.3.2 Flux entre deux tranches de matière nucléaire semi-infinies

Considérons le nombre de nucléons par unité de volume venant d'une tranche de matière nucléaire, A, et qui ont une impulsion comprise entre \vec{k} et $\vec{k} + d\vec{k}$: c'est, d'après le modèle du gaz de Fermi :

$$d^3 N_{\vec{k}} = \frac{g}{8\pi^3} \frac{dk_x dk_y dk_z}{1 + \exp\left[\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + U - \mu\right)/T\right]} \quad (\text{A.16})$$

où : $g=4$ c'est le paramètre de dégénérescence pour la matière nucléaire symétrique,

U est le potentiel à un corps,

μ est le potentiel chimique,

m^* est la masse effective.

Raisonnons d'abord à température nulle : pour satisfaire au principe d'exclusion de Pauli, un nucléon de la tranche A ne pourra passer dans la tranche B que si l'état correspondant est inoccupé ; autrement dit, si l'im-

pulsion du nucléon de A dans B est supérieure à l'impulsion de Fermi, k_F . Si \vec{k}_A est l'impulsion du nucléon dans A, et \vec{q} l'impulsion relative par nucléon des deux tranches de matière nucléaire, l'impulsion du nucléon dans B est :

$$\vec{k}_B = \vec{k}_A + \vec{q}$$

et la condition précédente s'écrit :

$$|\vec{k}_A + \vec{q}| > k_F \quad \text{avec} \quad |\vec{k}_A| \leq k_F \quad (\text{A.17})$$

Ceci est illustré sur la Fig.(A.3), sur laquelle la partie accessible par les nucléons de A est hachurée.

A température nulle, le nombre de nucléons pouvant donc passer de A à B est :

$$d^3N_k = \frac{g}{8\pi^2} dk_x dk_y dk_z \theta[k_F - |\vec{k}_A|] [1 - \theta(k_F - |\vec{k}_A + \vec{q}|)] \quad (\text{A.18})$$

où : θ est la fonction échelon

$$\begin{aligned} \theta(x) &= 1 & \text{si} & \quad x \geq 0 \\ \theta(x) &= 0 & \text{si} & \quad x < 0 \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

A température non nulle, θ doit simplement être remplacée par une fonction de Fermi, (A.18) devient alors :

$$d^3N_k = \frac{g}{8\pi^3} \frac{dk_x dk_y dk_z}{1 + \exp\left[\frac{\hbar^2 k_A^2}{m^* T} + \frac{(U-\mu)}{T}\right]} \left[1 - \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{\hbar^2 |\vec{k}_A + \vec{q}|^2}{2m^* T} + \frac{(U-\mu)}{T}\right]} \right] \quad (\text{A.20})$$

A.3.3 Courant de nucléons

Le nombre de nucléons pouvant passer d'une tranche de matière nucléaire à l'autre à travers une surface unitaire et par unité de temps est :

$$\frac{\hbar k_z}{m^*} d^3N_k P(k_z, s) \quad (\text{A.21})$$

où $P(k_z, s)$ est la probabilité de pénétration de la barrière décrite précédemment.

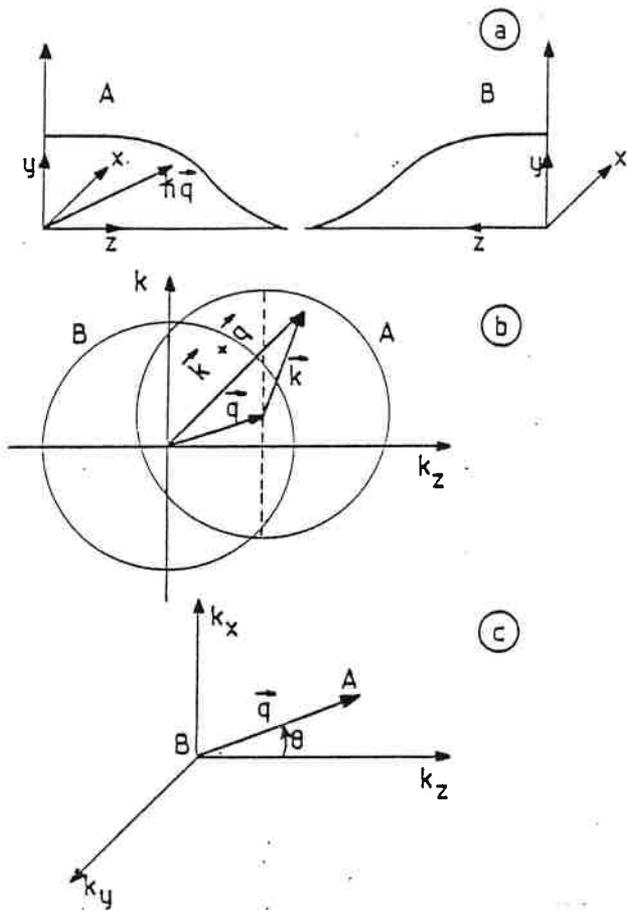


Fig.(A.3) - Représentation schématique dans l'espace ordinaire (a), dans l'espace des impulsions (b) de deux tranches de matière nucléaire se rapprochant l'une de l'autre avec une impulsion par nucléon $\hbar\vec{q}$.

Le courant de nucléons $\phi(s)$ s'obtient alors en intégrant sur l'espace des impulsions orientées dans le sens $z > 0$, donc :

$$\phi(s) = \iiint_{k_z > 0} \frac{\hbar k_z}{m^*} P(k_z, s) d^3N_k$$

Comme dans [BK 82] la probabilité de pénétration de la barrière est donnée par la formule de Hill et Wheeler. $U(r)$, donnée par (A.15), est approximée au voisinage de son maximum par une parabole :

$$V(z, s) = V_0(s) - B(s) z^2 \tag{A.23}$$

Dans ce cas :

$$P(k_z, s) = \frac{1}{1 + \exp\left[\pi \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} \left(V_0(s) - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \right)} \right]} \tag{A.24}$$

En fait, la barrière disparaît dès que $s < 0$, on a alors $P(k_z, s) = 1$, les nucléons circulent librement entre les noyaux.

A.3.4 Passage aux noyaux

D'après le théorème de proximité (A.1), on peut maintenant calculer le flux Φ de nucléons à travers la surface séparant deux noyaux donnés :

$$\Phi(s) = 2\pi \bar{C} \int_S^\infty \phi(s') ds'$$

Nous nous sommes intéressés à la partie fonction universelle de cette expression :

$$\phi(s) = \frac{1}{\phi_0} \int_S^\infty \phi(s') ds' \quad (\text{A.25})$$

où ϕ_0 est le courant entre deux tranches de matière nucléaire à $T=0$, $s=0$ et sans tenir compte du principe de Pauli :

$$\begin{aligned} \phi_0 &= \iiint_{k_z > 0} \frac{\hbar k_z}{m^*} \frac{g}{8\pi^3} \theta |k_F - k| dk_x dk_y dk_z \quad (\text{A.26}) \\ &= \frac{\hbar}{2\pi^3 m^*} \int_{k_z > 0} k_z (k_F^2 - k_z^2) dk_z \quad \text{après intégration sur} \\ &\quad \text{la partie radiale} \\ &= \frac{\hbar}{2\pi^2 m^*} \frac{k_F^4}{4} = \frac{\hbar k_F^4}{m^*} \frac{3}{16} \rho_0 \end{aligned}$$

car ρ_0 densité de la matière nucléaire infinie vaut :

$$\rho_0 = \frac{2k_F^3}{3\pi^2}$$

ce qui implique que :

$$\rho_0 = \frac{3}{16} \rho_0 V_F \quad (\text{A.27})$$

C'est en effet cette fonction universelle $\phi(s)$ qui est utilisée pour calculer la fonction à un corps ou la partie imaginaire du potentiel optique. Pour ces applications, le lecteur se reportera aux réfs. [PVB 84, PBV 83] et [LNF 84].

Les Figs.(A.4) et (A.5) donnent les résultats obtenus pour $\phi(s)$ à $T=0$ et $T=4$ MeV respectivement, pour différentes valeurs de q et de θ , angle entre l'axe z et la direction de q (cf.Fig.(II.3c)).

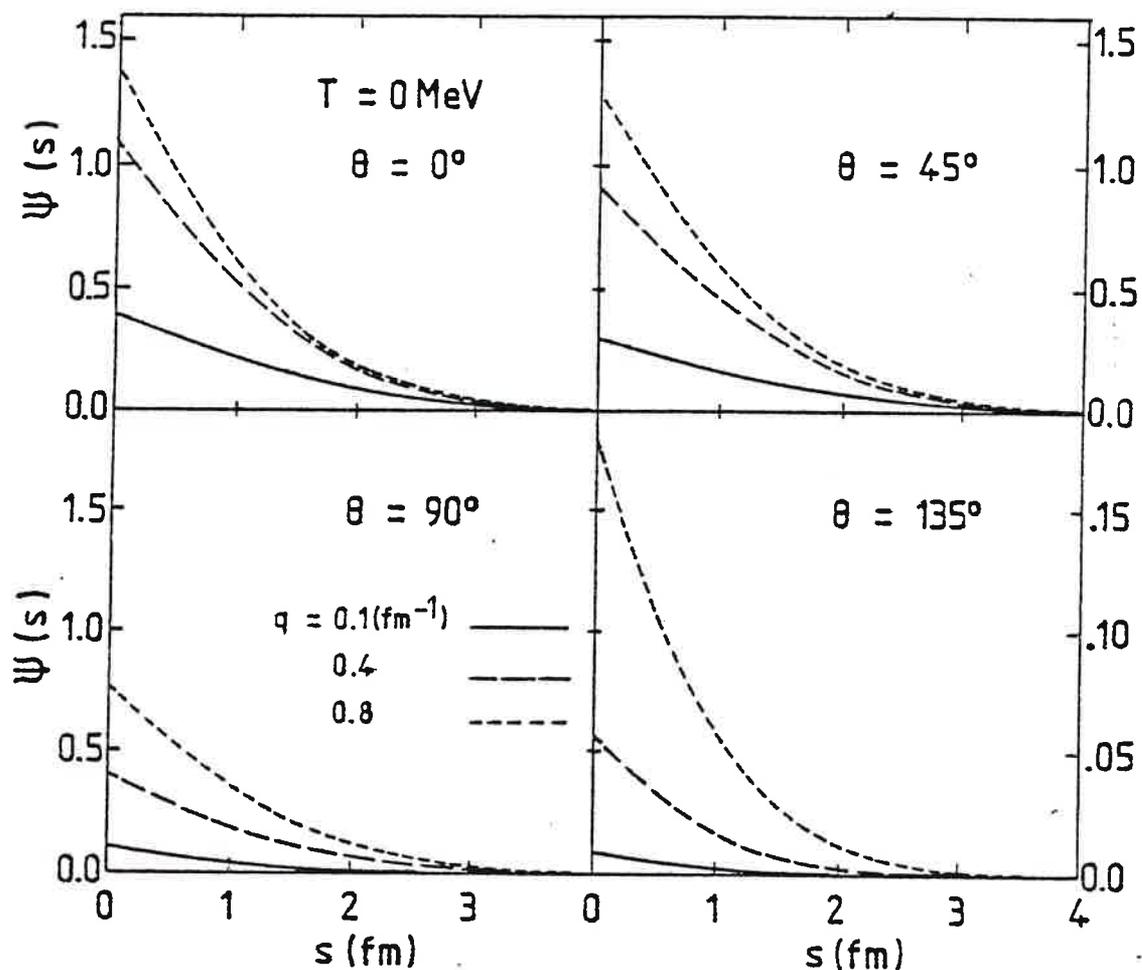


Fig.(A.4) - La fonction $\psi(s)$ à $T=0$ pour différentes valeurs de q et de θ .

On notera que le nombre de nucléons transférés croît avec q (quand $q \in [0, r]$) et décroît quand θ passe de 0 à π . La Fig.(A.6) montre l'évolution de $\psi(s)$ à $q = 0$, $\theta = 0$ avec la température. Là aussi ψ croît avec T .

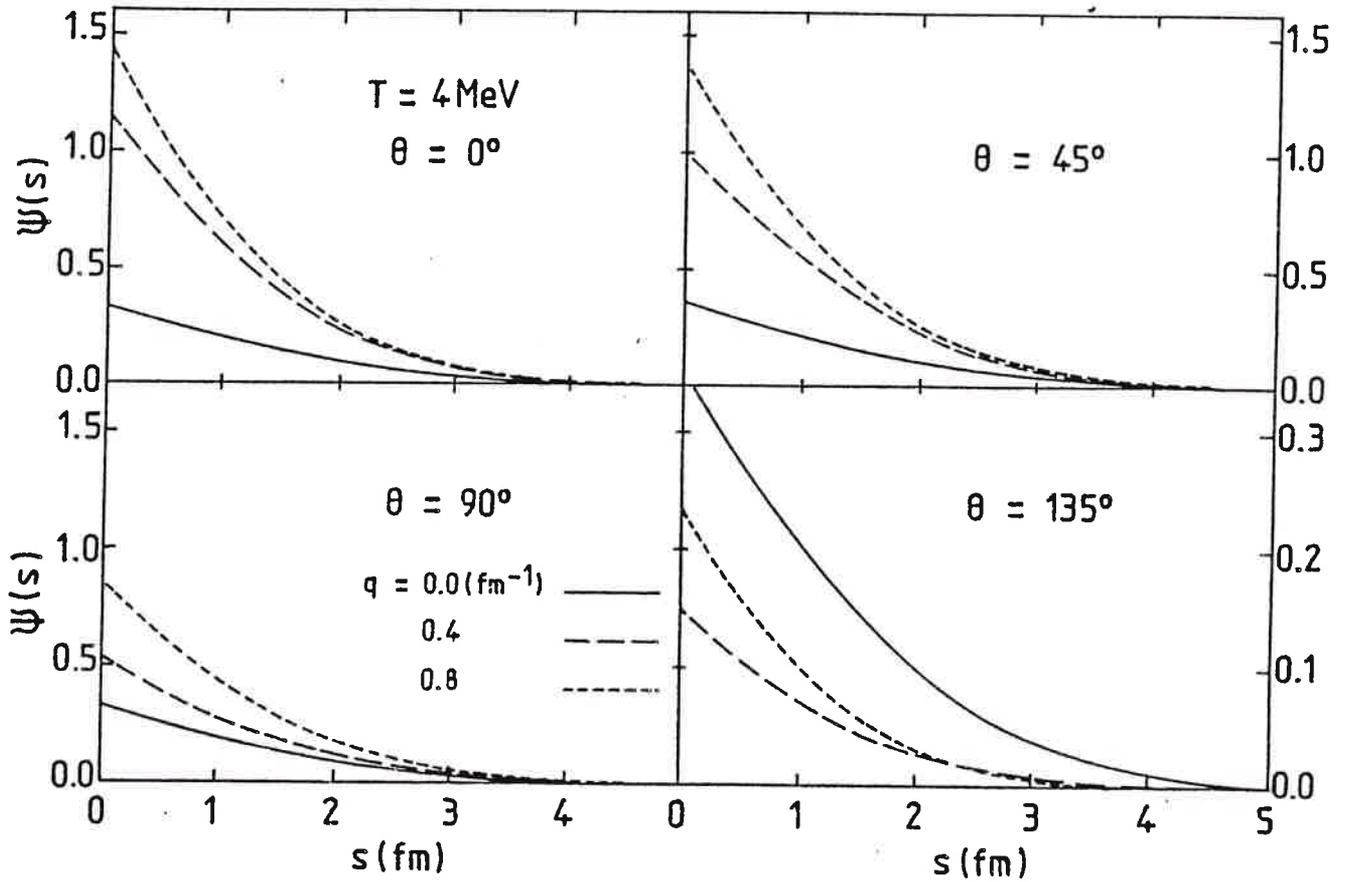


Fig.(A.5) - Idem Fig.(A.4) mais à $T=4$ MeV.

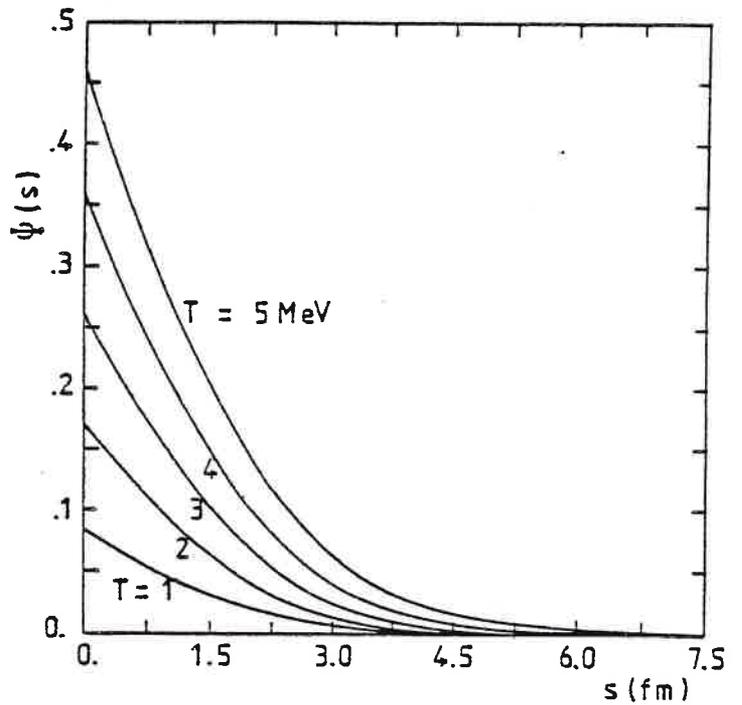


Fig.(A.6) - Evolution de $\psi(s)$ avec la température pour $A=0$, $\theta=0$.

APPENDICE B

QUELQUES CALCULS GEOMETRIQUES

B.1 CALCUL DE LA DISTANCE PARCOURUE DANS LE NOYAU RECEPTEUR (B)

Dans le repère lié au noyau B, l'impulsion du nucléon venant du noyau donneur (A) est : $\vec{k} + \vec{q}$ où \vec{k} est l'impulsion intrinsèque du nucléon dans A, \vec{q} l'impulsion relative par nucléon de A par rapport à B.

L'axe $z'z$ est l'axe passant par les centres de masses des deux noyaux O_A, O_B (Fig.B.1) séparés par la distance R.

Venant de A, le nucléon est supposé émis d'un point P de la fenêtre, de rayon R_F . P est repéré par la distance r à l'axe $z'z$ et par ϕ , l'angle entre l'axe Fx et \vec{FP} .

Le point d'éjection à partir du noyau B est le point d'intersection entre la droite du vecteur directeur $\vec{k} + \vec{q}$ passant par P et la surface de la sphère B de rayon R_B .

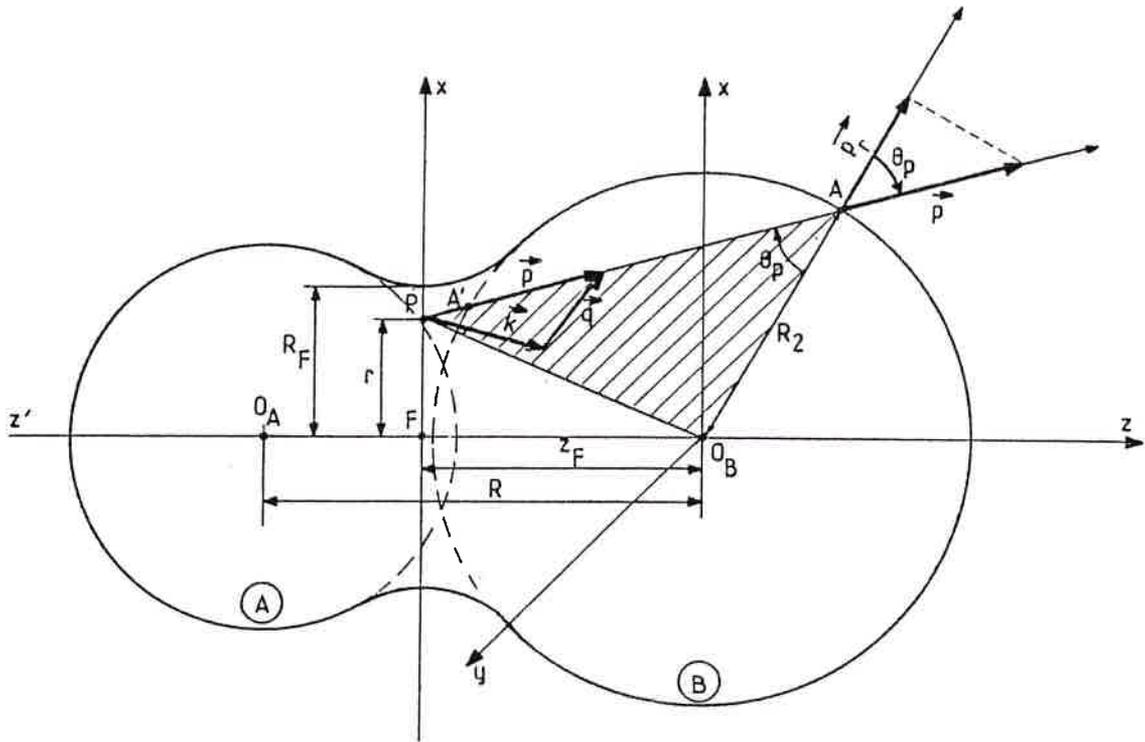


Fig.(B.1) - schéma définissant les différentes quantités nécessaires aux calculs géométriques.

Dans le repère $(O_B \ x \ y \ z)$ on a :

$$P = \begin{pmatrix} x_p \\ y_p \\ z_p \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{aligned} x_p &= r \cos \phi \\ y_p &= r \sin \phi \\ z_p &= - \frac{R^2 + (C + R_A)^2 - (C + R_B)^2}{2R^2} \end{aligned} \quad \text{d'après (III.2.22)} \quad (B.1)$$

$A = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix}$ doit donc satisfaire à la fois l'équation de la droite de vecteur passant par P qui est :

$$\frac{x-x_p}{p_x} = \frac{y-y_p}{p_y} = \frac{z-z_p}{p_z} \quad \text{avec} \quad \vec{p} = \vec{k} + \vec{q} \quad (B.2)$$

et l'équation de la sphère B qui est :

$$x^2 + y^2 + z^2 = R_B^2 \quad (B.3)$$

On aura donc :

$$\left(\frac{p_x}{p_z} (z_0 - z_p) + x_p \right)^2 + \left(\frac{p_y}{p_z} (z_0 - z_p) + y_p \right)^2 + z_0^2 = R_B^2$$

soit:

$$a z_0^2 + 2 b z_0 + C = 0$$

$$\text{avec } \begin{cases} a = \frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{p_z^2} \\ b = \frac{p_x x_p + p_y y_p}{p_z} - z_p \frac{p_x^2 + p_y^2}{p_z^2} \\ c = \frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{p_z^2} + x_p^2 + y_p^2 - 2 \frac{(p_x x_p + p_y y_p)}{p_z} z_p - R_B^2 \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

Si $b^2 - ac > 0$ on trouve deux solutions correspondant aux deux points d'intersection de la droite et de la sphère, A et A'. Seul A nous intéresse et correspond à la racine :

$$z_0 = \frac{-b + \sqrt{b^2 - ac}}{a}$$

on peut alors déduire x_0 et y_0 grâce aux équations (B.2) et on a :

$$A = \begin{cases} x_0 = p_x/p_z (z_0 - z_p) + x_p \\ y_0 = p_y/p_z (z_0 - z_p) + y_p \\ z_0 = \frac{-b + \sqrt{b^2 - ac}}{a} \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

Remarque : Les cas où le déterminant $b^2 - ac$ est négatif correspondent aux cas où les nucléons s'échappent directement par le col. Nous ne les avons pas considérés dans notre calcul.

La distance d parcourue par le nucléon dans le noyau receveur est donnée par :

$$d = ((x_0 - x_p)^2 + (y_0 - y_p)^2 + (z_0 - z_p)^2)^{1/2} \quad (\text{B.6})$$

B.2 CALCUL DE LA COMPOSANTE RADIALE DE L'IMPULSION DU NUCLEON DANS LE SYSTEME LIE A B

La composante radiale de \vec{p} vaut :

$$p_r = p \cos\theta_p \quad (\text{B.7})$$

où θ_p est l'angle entre le rayon ($O_B A$) et la droite (PA)

$$\cos\theta_p = \frac{\vec{PA} \cdot \vec{O_B A}}{|\vec{PA}| |\vec{O_B A}|} \quad (\text{B.8})$$

avec :

$$\vec{PA} = \begin{pmatrix} x_0 - x_p \\ y_0 - y_p \\ z_0 - z_p \end{pmatrix}, \quad \vec{O_B A} = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad |\vec{O_B A}| = R_B \quad (\text{B.9})$$

x_0, y_0, z_0 étant donnés par (B.5) et x_p, y_p, z_p par (B.1).

Calcul des coordonnées de \vec{p}_r et \vec{p}_t dans le repère ($O_B xyz$)

- Coordonnées de \vec{p}_r

\vec{p}_r et $\vec{O_B A}$ sont colinéaires donc : ($\vec{O_B A}$ étant donné par (B.9))

$$\frac{p_{rx}}{x_0 - y_0} = \frac{p_{ry}}{y_0} = \frac{p_{rz}}{z_0} = \frac{p_r}{R_B}$$

ce qui donne :

$$\left\{ \begin{array}{l} p_{rx} = \frac{x_0}{R_B} p_r \\ p_{ry} = \frac{y_0}{R_B} p_r \\ p_{rz} = \frac{z_0}{R_B} p_r \end{array} \right. \quad (\text{B.10})$$

- Coordonnées de \vec{p}_t

Soit \vec{t} le vecteur unitaire de la tangente à la sphère en A :

$$\vec{t} = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1 \quad (\text{B.11})$$

$$\vec{t} \text{ est perpendiculaire à } \vec{O_B A} \implies \alpha x_0 + \beta y_0 + \gamma z_0 = 0 \quad (\text{B.12})$$

\vec{t} appartient au plan contenant $\vec{O_B A}$ et $\vec{P A}$:

$$\implies \begin{vmatrix} \alpha & \beta & \gamma \\ x_0 - x_p & y_0 - y_p & z_0 - z_p \\ x_0 & y_0 & z_0 \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{B.13})$$

On peut donc déterminer α, β, γ à l'aide des trois équations (B.11) à (B.13):

(B.13) donne : $\alpha A + \beta b + \gamma C = 0$

$$\text{avec : } \begin{cases} A = z_0(y_0 - y_p) - y_0(z_0 - z_p) \\ B = x_0(z_0 - z_p) - z_0(x_0 - x_p) \\ C = y_0(x_0 - x_p) - x_0(y_0 - y_p) \end{cases} \quad (\text{B.14})$$

en utilisant (B.4) et (B.5) on obtient alors :

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{B z_0 - C y_0}{A y_0 - B x_0} \gamma, & \beta &= \frac{C x_0 - A z_0}{A y_0 - B x_0} \gamma \\ \text{et : } \gamma &= \sqrt{\frac{(A y_0 - B x_0)^2}{(B z_0 - C y_0)^2 + (C x_0 - A z_0)^2 + (A y_0 - B x_0)^2}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{B.15})$$

et finalement :

$$\begin{aligned} p_{t_x} &= \alpha p_t \\ p_{t_y} &= \beta p_t \\ p_{t_z} &= \gamma p_t \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

avec : $p_t = p \sin \theta_p$

θ_p étant donné par (B.8).

B.3 CALCUL DE L'IMPULSION DES NUCLEONS DANS LE SYSTEME LIE AU NOYAU RECEPTEUR (B)

La dynamique nous donne a chaque instant la distance R entre les centres de masse O_A , O_B (B étant la cible, A le projectile) et l'angle θ entre la direction initiale (z'_0, z_0) et la direction joignant les centres de masse ($z'z$). Elle nous fournit aussi la vitesse relative entre les ions \vec{V}_R . Dans le repère ($G \ x_G y_G z_G$) la vitesse relative de A par rapport à B est :

$$\vec{V}_R = \begin{pmatrix} V_{R_t} \\ 0 \\ V_{R_r} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad V_{R_t} < 0, V_{R_r} > 0 \quad (\text{B.17})$$

Donc l'impulsion relative par nucléon de A par rapport à B dans le système lié à B ($O_B \ x \ y \ z$) est :

$$\vec{q} = \frac{m}{h} \begin{pmatrix} V_{R_t} \\ 0 \\ V_{R_r} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -q \sin\theta_q \\ 0 \\ q \cos\theta_q \end{pmatrix} \quad (\text{B.18})$$

θ_q étant l'angle entre \vec{q} et $z'z$.

Remarque : Les calculs concernant la dynamique sont faits dans un plan (le plan $y=0$) car il y a symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau incident. Par contre, à un instant donné, l'émission à partir d'un point de la fenêtre se fait isotropement dans le référentiel lié à A, donc il y a dans le référentiel lié à B une symétrie de révolution autour de \vec{q} . La seule symétrie globale qui en résulte est donc une symétrie par rapport au plan qui contient la direction initiale et \vec{q} (donc le plan $y=0$).

Donc finalement l'impulsion dans B d'un nucléon ayant dans A l'impulsion

$$\vec{k} = \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \\ k_z \end{pmatrix}$$

est : $\vec{p} = \vec{k} + \vec{q}$ avec \vec{q} donnée par (B.18).

B.4 CALCUL DE LA VITESSE FINALE DU NUCLEON EMIS DANS LE SYSTEME DU CENTRE DE MASSE ET DANS CELUI DU LABORATOIRE

Après réfraction, le nucléon qui s'échappe a une impulsion dans le système lié à B qui est :

$$\vec{p}' = \vec{p}'_r + \vec{p}'_t$$

$$\text{avec, d'après (III.2.29) : } \begin{cases} p'_r = \sqrt{p_r^2 - \frac{2m^*U}{h^2}} \\ p'_t = p_t \end{cases} \quad (\text{B.19})$$

On veut connaître les distributions en énergie et en angle des nucléons émis dans le référentiel du centre de masse et dans le laboratoire dans un système d'axes parallèles au système d'axes initiaux ($x_0 y_0 z_0$).

a) Passage dans le centre de masse

La vitesse du nucléon émis dans le référentiel du centre de masse \vec{v}'^{cm} est dans le repère ($G x_G y_G z_G$) :

$$\vec{v}'^{\text{cm}} = \vec{v}' + \vec{v}_B^{\text{cm}} \quad (\text{B.20})$$

où :

$$\vec{v}' = \frac{h}{m} \vec{p}'$$

et \vec{v}_B^{cm} est la vitesse de B par rapport au centre de masse

$$\vec{v}_B^{\text{cm}} = \frac{-m_A}{m_A + m_B} \vec{v}_R \quad (\text{B.21})$$

Pour exprimer cette vitesse dans le repère ($G x_0 y_0 z_0$), il faut lui faire subir une rotation d'angle $(-\theta)$ (dans le cas des PEPs avant où A est le projectile et B la cible)

$$(-\theta) = \begin{bmatrix} \cos\theta & 0 & -\sin\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ +\sin\theta & 0 & \cos\theta \end{bmatrix} \quad (\text{B.22})$$

Donc finalement, la vitesse du nucléon dans le système lié au centre de masse ($G x_0 y_0 z_0$) est :

$$\vec{v}^{cm} = (\theta) (\vec{V}' + \vec{v}_B^{cm}) \quad (B.23)$$

b) Passage dans le laboratoire

La vitesse dans le référentiel du laboratoire est simplement :

$$\vec{v}_{lab} = \vec{v}^{cm} + \vec{v}_G^{lab} \quad (B.24)$$

où \vec{v}_G^{lab} est la vitesse du centre de masse dans le système du laboratoire.

B.5 CALCUL POUR LES PEPs ARRIERE

Pour les particules émises par la cible à travers le projectile et qui sont donc plutôt émises vers les angles arrière, presque tous les calculs précédents restent valables moyennant quelques précautions :

- Toutes les expressions calculées dans le référentiel lié au noyau recep-
teur restent identiques à condition de prendre :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_A = R_1 \\ R_B = R_2 \\ m_A = m_1 \\ m_B = m_2 \end{array} \right. \quad \text{dans le cas des PEPs avant} \quad \text{et} \quad \left\{ \begin{array}{l} R_A = R_2 \\ R_B = R_1 \\ m_A = m_2 \\ m_B = m_1 \end{array} \right. \quad \text{dans le cas des PEPs arrière} \quad (B.25)$$

les indices 1 et 2 référant respectivement au projectile et à la cible.

- Le repère lié au noyau recep-
teur est dans le cas des PEPs arrière ($0, x'y' z'$) (Fig.B.2). Pour passer dans le repère du centre de masse ($G x_0 z_0 y_0$), il faut effectuer une rotation d'angle $(\pi-\theta)$ au lieu de $(-\theta)$, donc (B.23) devient :

$$\vec{v}^{cm} = (\pi-\theta) (\vec{V}' + \vec{v}_B^{cm}) \quad (B.26)$$

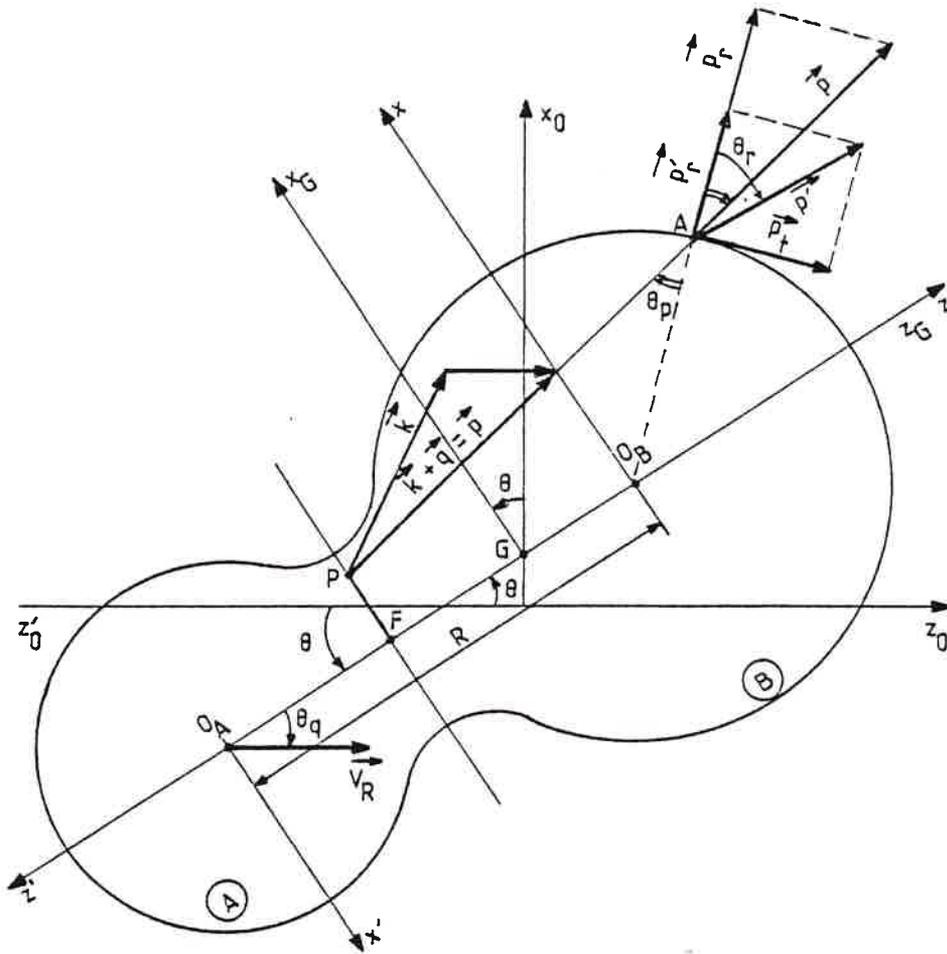


Fig.(B.2) - Schéma représentant les différents systèmes de coordonnées utilisés dans les calculs.

B.6 POSITION, RAYON ET VITESSE DE LA FENÊTRE

La fenêtre est définie au paragraphe III.2.2 et est représentée sur la Fig.(III.2).4.

Soit $h = \overline{O_n H}$ la distance perpendiculaire à l'axe ($z'z$) entre le centre du cercle tangent aux noyaux et l'axe, la position de la fenêtre peut être définie par :

$$z_F = \overline{O_1 H}$$

on a :

$$h^2 + z_F^2 = (R_1 + C_n)^2$$

$$h^2 + (R - z_F)^2 = (R_2 + C_n)^2$$

ce qui implique :
$$z_F = \frac{R^2 + (R_1 + C_n)^2 - (R_2 + C_n)^2}{2R} \quad (\text{B.27})$$

d'où :
$$\dot{z}_F^2 = \frac{4 R^2 (R_1 + C_n)^2 - (R^2 + (R_1 + C_n)^2 - (R_2 + C_n)^2)^2}{4R^2}$$

donc :
$$R_F = \frac{\sqrt{((2 C_n + R_2 + R_1)^2 - R^2) (R^2 - (R_2 - R_1)^2)}}{2R} = C_n \quad (\text{B.28})$$

La vitesse de la fenêtre dans le système lié au noyau B est simplement :

$$V_F = \frac{d}{dt} (R - z_F)$$

soit :
$$V_F = \dot{R} \left(1 + \frac{(C_n + R_2)^2 - (C_n + R_1)^2}{R^2} \right) \quad (\text{B.29})$$

si on néglige la variation de C_n au cours du temps.

APPENDICE C

CALCULS DE VOLUMES DANS L'ESPACE DES PHASES

Dans le modèle statique décrit au paragraphe (II.3), le nombre de nucléons du projectile, N_p , qui peuvent être émis est donné par un rapport de volumes de l'espace des phases (eq.(II.3.3)) :

$$\frac{N_p^R}{N_p^k} = \frac{V_H^k}{V_P^k} \frac{V_H^R}{V_P^R}$$

où les volumes indicés H sont les volumes hachurés sur la Fig.(II.3).1.

C.1 ESPACE DES COORDONNEES

V_H^R est simplement l'intersection de deux sphères de rayons R_1 et R_2 dont les centres sont distants de R . C'est aussi la somme des volumes des deux calottes sphériques V_{C_1} et V_{C_2} représentées sur la Fig.(C.1).

Le volume d'une calotte sphérique de hauteur h dans une sphère de rayon R_s est donnée par :

$$V_C = \frac{\pi}{3} h^2 (3R_s - h) \quad (C.1)$$

on a donc :

$$V_{C_1} = \frac{\pi}{3} h_1 (3R_1 - h_1) \quad (C.2)$$

$$V_{C_2} = \frac{\pi}{3} h_2 (3R_2 - h_2) \quad (C.3)$$

avec :

$$h_1 = R_1 - \frac{R_1^2 - R_2^2 + R^2}{2R} \quad (C.4)$$

$$h_2 = R_2 - \frac{R_2^2 - R_1^2 + R^2}{2R} \quad (C.5)$$

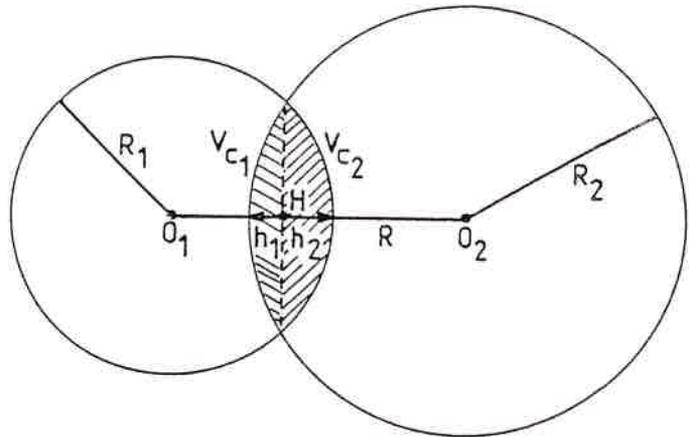


Fig. C.1 - Représentation des noyaux en interaction dans l'espace des coordonnées

en utilisant (B.27) dans le cas où $C_n = 0$,

et finalement :

$$V_H^k = \frac{\pi}{3} (h_1^2 (3R_1 - h_1) + h_2^2 (3R_2 - h_2)) \quad (C.6)$$

et

$$\frac{V_H^R}{V_P^R} = \frac{1}{4} \frac{3(h_1^2 R_1 + h_2^2 R_2) - (h_1^3 + h_2^3)}{R_1^3} \quad (C.7)$$

C.2 ESPACES DES IMPULSIONS

$$V_H^k = V_P^k - V_I^k \quad (C.8)$$

avec V_I^k volume de l'intersection entre les sphères de rayon k_F et k distantes de q , k étant donné par (II.3.1).

Comme au paragraphe précédent, on a (Fig.(C.2)) :

$$V_I^k = \frac{\pi}{3} (k_1^2 (3k - k_1) + k_2^2 (3k_F - k_2)) \quad (C.9)$$

avec :

$$k_1 = k - \frac{k^2 - k_F^2 + q^2}{2q} \quad (\text{C.10})$$

$$k_2 = k_F - \frac{k_F^2 - k^2 + q^2}{2q} \quad (\text{C.11})$$

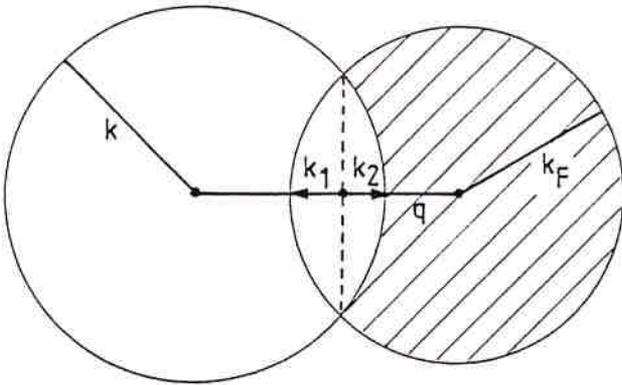


Fig. C.2 - Représentation des noyaux en interaction dans l'espace des impulsions.

Donc finalement :

$$\frac{V_H^k}{V_P^k} = 1 - \frac{1}{4} \frac{3(k_1^2 k + k_2^2 k_F) - (k_1^3 + k_2^3)}{k_F^3} \quad (\text{C.12})$$

Références

- [ADK 86] J.M. Alexander, E. Duek et L. Kowalski, Z. Phys. A323 (1986) 323.
- [AJP 85] G. Auger, D. Jouan, E. Plagnol, F. Naulin, H. Doubre et C. Grégoire
Z. Phys. A321 (1981) 243.
- [APG 84] T.C. Awes, G. Poggi, C.K. Gelbke, B.B. Back, B.G. Glagola,
H. Breuer et V.E. Viola, Jr., Phys.Rev. C24 (1984) 91.
- [APJ 86] G. Auger, E. Plagnol, D. Jouan, C. Guet, D. Heuer, M. Maurel,
H. Nifenecker, C. Ristori, F. Schussler, H. Doubre et C. Grégoire,
Phys. Lett. 169B (1986) 161.
- [B 38] H.A. Bethe, Phys. Rev. 53 (1938) 675.
- [B 71] M. Blann, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 337.
- [B 72] M. Blann, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 757.
- [B 75] M. Blann, Ann. Rev. Nucl. Sci. 25 (1975) 123.
- [B 76] R. Bass, Proc. of the European Conference on nuclear physics with
heavy ions, Caen (1976) p. 147.
- [B 81] M. Blann, Phys. Rev. C23 (1981) 205.
- [B 82] G.F. Bertsch, MSUCL-385 (1982).
- [B 84] D.A. Bromley, Treatise on heavy-ion science, Plenum Press, New
York (1984).
- [B 85] M. Blann, Phys. Rev. C31 (1985) 295 ; 1245.
- [BB 81] M. Barranco et J.R. Buchler, Phys. Rev. C24 (1981) 1191.
- [BBD 85] G. Bizard, R. Brou, H. Doubre, A. Drouet, F. Guilbault, F. Hanappe,
J.M. Harasse, J.L. Laville, C. Lebrun, A. Oubahadou, J.P. Patry,
J. Peter, G. Ployart, J.C. Steckmeyer et B. Tamain, preprint LPCC
85-07, soumis à Nucl. Phys.
- [BBD 86] G. Bizard, R. Brou, H. Doubre, A. Drouet, F. Guilbault, F. Hanappe,
J.M. Harasse, J.L. Laville, C. Lebrun, A. Oubahadou, J.P. Patry, J.
Peter, G. Ployart, J.C. Steckmeyer et B. Tamain, Z. Phys. A323
(1986) 459.

- [BCG 85] J. Blachot, J. Crançon, B. de Goncourt, A. Gizon et A. Llères, Z. Phys. A321 (1985) 645.
- [BCK 76] O. Bohigas, X. Campi, H. Krivine et J. Treiner, Phys. Lett. 64B (1976) 381.
- [BDF 80] J.P. Bondorf, J.N. De, G. Fai, A.O.T. Karvinen, B. Jakobsson et J. Randrup, Nucl. Phys. A333 (1980) 285.
- [BDK 79] J.P. Bondorf, J.N. De, A.O.T. Karvinen, G. Fai et B. Jakobsson, Phys. Lett. 84B (1979) 162.
- [BDM 85a] J.P. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, C.J. Pethick, H. Schulz et K. Sneppen, Nucl. Phys. A443 (1985) 321.
- [BDM 85b] W. Bauer, D.R. Dean, U. Mosel et U. Post, Phys. Lett. 150B (1985) 53.
- [BG 85] S. Ban-Hao et D.M.E. Gross, Nucl. Phys. A437 (1985) 645.
- [BK 82] G.J. Ball et S.E. Koonin, Nucl. Phys. A388 (1982) 125.
- [BKN 76] P. Bonche, S. Koonin et J.W. Negele, Phys. Rev. C13 (1976) 1226.
- [BM 58] G.E.P. Box et M.E. Muller, Ann. Math. Stat. 29 (1958) 610.
- [BM 69] A. Bohr et B. Mottelson, Nuclear structure, Benjamin, New York, (1969), vol. 1.
- [BP 73] F.E. Bertrand, et R.W. Pedle, Phys. Rev. C8 (1973) 1045.
- [BPV 83] M. Barranco, M. Pi, X. Viñas, C. Ngô et E. Tomasi, XXI Int. Winter Meeting on nuclear physics, Bormio (1983) p. 208.
- [BQ 61] H.C. Britt et A.R. Quinon, Phys. Rev. 124 (1961) 877.
- [BR 85] B. Borderie et M.F. Rivet, Z. Phys. A321 (1985) 703.
- [BRC 84] B. Borderie, M.F. Rivet, C. Cabot, D. Fabris, D. Gardès, H. Cauvin, F. Hanappe et J. Peter, Z. Phys. A316 (1984) 243 ; Z. Phys. A318 (1984) 315.
- [BRF 83] B. Borderie, M.F. Rivet, I. Forest, J. Galin, D. Guerreau, R. Bimbot, D. Gardès, B. Gatty, M. Lefort, H. Oeschler, S. Song, B. Tamain et X. Tarrago, Nucl. Phys. A402 (1983) 57.
- [BRS 77] J.P. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki et C.F. Tsang, Ann. of Phys. 105 (1977) 427.
- [BT 81] M. Barranco et J. Treiner, Nucl. Phys. A351 (1981) 269.
- [BTH 79] J.R. Birkelund, L.E. Tubbs, J.R. Huizenga, J.N. De et D. Sperber, Phys. Rep. 56, n°3 (1979) 106.
- [BV 81] P. Bonche et D. Vautherin, Nucl. Phys. A372 (1981) 496.
- [BWM 80] B.B. Back, K.L. Wolf, A.C. Mignerey, C.K. Gelbke, T.C. Awes, H. Breuer, V.E. Viola, Jr. et P. Dyer, Phys. Rev. C22 (1980) 1927.
- [C 80] J. Cugnon, Phys. Rev. C22 (1980) 1885.
- [C 85] B. Cheynis, communication privée.

- [CCD 86] Y. Cassagnou, M. Conjeaud, R. Dayras, S. Harar, R. Legrain, M. Mostefai, E.C. Pollacco, C. Volant, G. Klotz, H. Oeschler et F. Saint Laurent, Contribution to Winter Workshop on Nuclear Dynamics IV, Cooper Mountain (Colorado) Fev. 1986, Rapport DPhN/Saclay n°2332.
- [CD 85] X. Campi et J. Desbois, Proc. XXIII Int. Winter Meeting on nuclear physics, Bormio (1985) p. 497.
- [CFG 83] C.B. Chitwood, D.J. Fields, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, A.D. Panagiotou, M.B. Tsang, H. Utsunomiya et W.A. Friedman, Phys. Lett. 131B (1983) 289.
- [CG 80] M.T. Collins et J.J. Griffin, Nucl. Phys. A343 (1980) 63.
- [CGC 86] C. Cerruti, D. Guinet, S. Chiodelli, A. Demeyer, K. Zaid, S. Leray, P. Lhénolet, C. Mazur, C. Ngô, M. Ribrag et A. Llérès, Nucl. Phys. A453 (1986) 175.
- [CGD 85] C. Cerruti, D. Guinet et A. Demeyer, Z. Phys. A321 (1985) 633.
- [CHM 85] M. Conjeaud, S. Harar, M. Mostefai, E.C. Pollacco, C. Volant, Y. Cassagnou, R. Dayras, R. Legrain, H. Oeschler et F. Saint Laurent, Phys. Lett. 159B (1985) 244.
- [CMB 86] R.J. Charity, M.A. McMahan, D.R. Bowman, Z.H. Liu, R.J. McDonald, G.J. Wozniak, L.G. Moretto, S. Bradley, W.L. Kehoe, A.C. Mignerey et M.N. Namboodiri, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1354.
- [CMS 83] Y. Chan, M. Murphy, R.G. Stokstad, I. Tserruya, S. Wald et A. Budzanowski, Phys. Rev. C27 (1983) 447.
- [CNT 83] X.S. Chen, C. Ngô, E. Tomasi, M. Barranco, X. Viñas et H. Ngô, Nucl. Phys. A401 (1983) 143.
- [CS 80] X. Campi et S. Stringari, Nucl. Phys. A337 (1980) 313.
- [D 86] A. Demeyer, Communication privée.
- [DAA 84] E. Duek, N.N. Ajitanaud, J.M. Alexander, D. Logan, M. Kildir, L. Kowalski, L.C. Vaz, D. Guerreau, M.S. Zisman, M. Kaplan et D.J. Moses, Z. Phys. A317 (1984) 83.
- [DGS 86] H. Delagrange, C. Grégoire, F. Scheuter et Y. Abe, Z. Phys. A323 (1986) 437.
- [DRS 84] K.T.R. Davies, B. Remaud, M. Strayer, K.R. Santya-Devi et Y. Raffray, Ann. of Phys. 156 (1984) 68.
- [DSD 81] K.R.S. Devi, M.R. Strayer, K.T.R. Davies, S.E. Koonin et A.K. Dhar Phys. Rev. C24 (1981) 2521.
- [EBF 83] Ch. Egelhaaf, M. Bürgel, H. Fuchs, A. Gamp, H. Homeyer, D. Kovar et W. Rauch, Nucl. Phys. A405 (1983) 397.

- [FAB 82] J.E. Finn, S. Agarwal, A. Bujak, J. Chuang, L.J. Gutay, A.S. Hirsch, R.W. Minich, N.T. Porile, R.P. Scharenberg et B.C. Stringfellow, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1321.
- [FCG 86] A. Fahli, J.P. Coffin, G. Guillaume, B. Heusch, F. Jundt, F. Rami, P. Wagner, P. Fintz, A.J. Cole, S. Kox et Y. Schutz, soumis à Phys. Rev.
- [FKV 85] M. Fatyga, K. Kwiatkowski, V.E. Viola, C.B. Chitwood, D.J. Fields, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, J. Pochodzalla, M.B. Tsang et M. Blann, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1376.
- [G 66] J.J. Griffin, Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 478.
- [G 84] P. Grangé, Nucl. Phys. A428 (1984) 37c.
- [GGG 74] J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau, C. Rousset, U.C. Schlotthauer-Voos et X. Tarrago, Phys. Rev. C9 (1974) 1113 et 1126.
- [GNR 82] C. Grégoire, C. Ngô et B. Remaud, Nucl. Phys. A383 (1982) 392.
- [GOS 82] J. Galin, H. Oeschler, S. Song, B. Borderie, M.F. Rivet, I. Forest, R. Bimbot, D. Gardès, B. Gatty, H. Guillemot, M. Lefort, B. Tamain et X. Tarrago, Phys. Lett. 48 (1982) 1787.
- [GR 83] C. Grégoire et B. Remaud, Phys. Lett. B127 (1983) 308.
- [GRS 85] C. Grégoire, B. Remaud, F. Scheuter et F. Sebillé, Nucl. Phys. A436 (1985) 365.
- [GS 84] C. Grégoire et F. Scheuter, Phys. Lett. 146B (1984) 21.
- [GSB 79] J. Gomez del Campo, R.G. Stokstad, J.A. Biggerstaff, R.A. Dayras, A.H. Snell et P.H. Stelson, Phys. Rev. 19 (1979) 2170.
- [GSB 81] K. Geoffroy Young, D.G. Sarantites, J.R. Beene, M.L. Halbert, D.C. Hensley, R.A. Dayras et J.H. Barker, Phys. Rev. C23 (1981) 2479.
- [GSZ 80] S.I.A. Garpman, D. Sperber et M. Zielinska-Pfabe, Phys. Lett. 90B (1980) 53.
- [GW 77] P.A. Gottschalk et M. Weström, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1250 ; Nucl. Phys. A314 (1979) 232.
- [GXS 86] D.H.E. Gross, Zhang Xiao-ze et Xu Shu-yan, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1544.
- [H 85] D. Hilscher, communication privée.
- [H 85] S. Harar, communication Tsukuba (Japon) 1985.
- [HBS 81] J.R. Huizenga, J.R. Birkelund, W.U. Schröder, W.W. Wilcke et H.J. Wollerskeim, Dynamics of heavy-ion collisions ; N. Cindro, R.A. Ricci et W. Greiner Editors, North Holland Publishing Company (1981) 15.
- [HHI 83] E. Holub, D. Hilscher, G. Ingold, V. Jahnke, H. Orf et H. Rossner, Phys. Rev. C28 (1983) 252.

- [HM 71] G.D. Harp et J.M. Miller, Phys. Rev. C3 (1971) 1847.
- [HMB 68] G.D. Harp, J.M. Miller et B.J. Berne, Phys. Rev. 165 (1968) 1166.
- [IKN 79] T. Inamura, T. Kojima, T. Nomura, T. Sugitate et H. Utsunomiya, Phys. Lett. 84B (1979) 71.
- [JCK 81] B. Jacobsson, L. Carlen, P. Kristiansson, J. Krumlind, A. Oskarsson, I. Otterlund, B. Schröder, H.A. Gustafsson, T. Johansson, H. Ryde, G. Tibell, J.P. Bondorf, G. Fai, A.O.T. Karvinen, O.B. Nielsen, M. Buenerd, J. Cole, D. Lebrun, J.M. Loiseaux, P. Martin, R. Ost, P. de Saintignon, C. Guet, E. Monnaud, J. Mougey, H. Nifenecker, P. Perrin, J. Pinston, C. Ristori et F. Schussler, Phys. Lett. 102B (1981) 121.
- [JDA 84] D. Jacquet, E. Duek, J.M. Alexander, B. Borderie, J. Galin, D. Gardès, D. Guerreau, M. Lefort, F. Monnet, M.F. Rivet et X. Tarrago, Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 2226.
- [JGR 85] D. Jacquet, J. Galin, M.F. Rivet, R. Bimbot, B. Borderie, D. Gardès B. Gatty; D. Guerreau, L. Kowalski, M. Lefort et X. Tarrago, Nucl. Phys. A445 (1985) 140.
- [KLK 82] M. Kildir, D. Logan, M. Kaplan, M.S. Zisman, D. Guerreau, J.M. Alexander et L.C. Vaz, Z. Phys. A306 (1982) 323.
- [KM 79] A.K. Kerman et K. McVoy, Ann. Phys. (N.Y.) 122 (1979) 197.
- [KN 84] H.S. Köhler et B.S. Nilsson, Nucl. Phys. A417 (1984) 541.
- [KSA 81] J. Kasagi, S. Saini, T.C. Awes, A. Galowski, C.K. Gelbke, G. Poggi, D.K. Scott, K.L. Wolf et R.L. Legrain, Phys. Lett. 104B (1981) 434.
- [KT 79] H. Krivine et J. Treiner, Phys. Lett. 88B (1979) 212.
- [KTB 80] H. Krivine, J. Treiner et O. Bohigas, Nucl. Phys. A336 (1980) 155.
- [L 73] R.J. Lombard, Ann. of Phys. 77 (1973) 380.
- [L 82] M. Lefort, Nucl. Phys. A387 (1982) 3c.
- [LBL 84] J.L. Laville, C. Lebrun, J.L. Lecolley, F. Lefebvres, M. Louvel, R. Regimbart, J.C. Steckmeyer, N. Jabbri, R. Bertholet, C. Guet, D. Heuer, M. Maurel, H. Nifenecker, C. Ristori, F. Schussler, F. Guilbault et C. Lebrun, Phys. Lett. 138B (1984) 35.
- [LBL 85] J.L. Laville, C. Lebrun, J.F. Lecolley, F. Lefebvres, M. Louvel, R. Regimbart, J.C. Steckmeyer, R. Bertholet, C. Guet, D. Heuer, M. Maurel, H. Nifenecker, C. Ristori, F. Schussler, F. Guilbault et C. Lebrun, Phys. Lett. 156B (1985) 42.
- [LCB 86] A. Lleres, J. Crançon, J. Blachot, A. Gizon et H. Nifenecker, contribution à HICOFED, Caen, mai 1986.

- [LGN 85] S. Leray, O. Granier, C. Ngô, E. Tomasi, C. Cerruti, P. Lhénoret, R. Lucas, C. Mazur, M. Ribrag, J.L. Charvet, C. Humeau, J.P. Lochard, M. Morjean, Y. Patin, L. Sinopoli, J. Uzureau, D. Guinet, L. Vagneron et A. Péghaire, Z. Phys. A320 (1985) 533.
- [LHK 82] U. Lynen, H. Ho, W. Kuhn, D. Pelte, U. Winkler, W.F.J. Müller, Y.T. Chu, P. Doll, A. Gobbi, K. Hildenbrand, A. Olmi, H. Sann, H. Stelzer et R. Bock, Nucl. Phys. A387 (1982) 129c.
- [LLN 85] S. Leray, G. La Rana, C. Ngô, M. Barranco, M. Pi et X. Viñas, Z. Phys. A320 (1985) 383.
- [LNF 84] G. La Rana, C. Ngô, A. Faessler, L. Rikus, R. Sartor, M. Barranco et X. Viñas, Nucl. Phys. A414 (1984) 309.
- [LNG 84] S. Leray, G. Nebbia, C. Grégoire, G. La Rana, P. L'hénoret, C. Mazur, C. Ngô, M. Ribrag, E. Tomasi, S. Chiodelli, J.L. Charvet et C. Lebrun, Nucl. Phys. A425 (1984) 345.
- [LNT 83] G. La Rana, G. Nebbia, E. Tomasi, C. Ngô, X.S. Chen, S. Leray, P. Lhénoret, R. Lucas, C. Mazur, M. Ribrag, C. Cerruti, S. Chiodelli, A. Demeyer, D. Guinet, J.L. Charvet, M. Morjean, A. Peghaire, Y. Pranal, L. Sinopoli, J. Uzureau et R. de Swiniarski, Nucl. Phys. A407 (1983) 233.
- [LRZ 80] D. Logan, M. Rajagopalan, M.S. Zisman, J.M. Alexander, M. Kaplan et L. Kowalski, Phys. Rev. C22 (1980) 104.
- [MAB 82] R.W. Minich, S. Agarwal, A. Bujak, J. Chuang, J.E. Finn, C.J. Gutay A.S. Hirsch, N.T. Porile, R.P. Scharenberg et B.C. Stringfellow, Phys. Lett. 118B (1982) 458.
- [MBG 82] H. Morgenstern, W. Bohne, K. Grabisch, D.G. Kovar et H. Lehr, Phys. Lett. 113B (1982) 463.
- [MBG 83] H. Morgenstern, W. Bohne, K. Grabisch, H. Lehr et W. Stöffler, Z. Phys. A313 (1983) 39.
- [MBG 84] H. Morgenstern, W. Bohne, W. Galster, K. Grabish et A. Kyanowski, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1104.
- [MMS 81] P. Mooney, W.W. Morison, S.K. Samaddar, D. Sperber et M. Zielinska-Pfabe, Phys. Lett. 98B (1981) 240.
- [MR 83] C. Mazur et M. Ribrag, Nucl. Instr. Meth. 212 (1983) 203.
- [MSS 80] W.W. Morison, S.K. Samaddar, D. Sperber et M. Zielinska-Pfabe, Phys. Lett. 93B (1980) 379.
- [N 86] J. Natowitz, communication privée.
- [NBC 85] H. Nifenecker, J. Blachot, J. Crançon, A. Gizon et A. Lleres, Nucl. Phys. A447 (1985) 533c.
- [NL 85] C. Ngô et S. Leray, Z. Phys. A322 (1985) 419.

- [NN 80] H. Ngô et C. Ngô, Nucl. Phys. A348 (1980) 140.
- [NTB 77] C. Ngô, B. Tamain, M. Beiner, R.J. Lombard, D. Mas et H.M. Deubler, Nucl. Phys. A252 (1977) 237.
- [PBV 83] M. Pi, M. Barranco, X. Viñas, C. Ngô et E. Tomasi, Nucl. Phys. A406 (1983) 325.
- [PCH 84] E.C. Pollacco, M. Conjeaud, S. Harar, C. Volant, Y. Cassagnou, D. Dayras, R. Legrain, M.S. Nguyen, H. Oeschler et F. Saint Laurent Phys. Lett. 146B (1984) 29.
- [PCT 84] A.D. Panagiotou, M.W. Curtin, H. Toki, D.K. Scott et P.J. Siemens, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 496.
- [PG 83] F.J. Pineda et D.H.E. Gross, Z. Phys. A312 (1983) 73.
- [PLT 86] Y. Patin, S. Leray, E. Tomasi, O. Granier, C. Cerruti, J.L. Charvet S. Chiodelli, A. Demeyer, D. Guinet, C. Humeau, P. Lhénoret, J.P. Lochard, R. Lucas, C. Mazur, M. Morjean, C. Ngô, A. Peghaire, M. Ribrag, L. Sinopoli, T. Suomijarvi, J. Uzureau et L. Vagneron, Nucl. Phys. A (1986), à paraître.
- [PPD 82] Y. Patin, C. Pulcrano, G. Dalbera, J.P. Lochard, S. Seguin et G. Haouat, Rapport NEANDC (E) 229 "L" (1982) 93.
- [PVB 84] M. Pi, X. Viñas, M. Barranco, G. La Rana, S. Leray, C. Ngô et E. Tomasi, Nucl. Phys. A426 (1984) 163.
- [R 78a] J. Randrup, Ann. of Phys. 112 (1978) 356 ;
- [R 78b] J. Randrup, Nucl. Phys. A307 (1978) 319.
- [R 80] M.C. Robel, Ph.D. Thesis (1980) LBL Report 8181 (non publié).
- [R 81] R.Y. Rubinstein, Simulation and the Monte Carlo Method (J. Willey, New York, 1981) p. 71.
- [RB 84] M.F. Rivet et B. Borderie, Tsukuba Int. Symp. on HIFR (1984), IPNO-DRE-84-32.
- [RBG 86] M.F. Rivet, B. Borderie, H. Gauvin, D. Gardès, C. Cabot, F. Hanappe et J. Peter, IPNO-DRE-86-10.
- [RBS 82] M.F. Rivet, B. Borderie, S. Song, D. Guerreau, H. Oeschler, R. Bimbot, I. Forest, J. Galin, D. Gardes, B. Gatty, M. Lefort, B. Tamain et X. Tarago, Nucl. Phys. A387 (1982) 143c.
- [RCG 85] F. Rami, J.P. Coffin, G. Guillaume, B. Heusch, P. Wagner, A. Fahli et P. Fintz, Nucl. Phys. A444 (1985) 325.
- [RHH 83] H. Rossner, D. Hilscher, E. Holub, G. Ingold, U. Jahnke, H. Orf, J.R. Huizenga, J.R. Birkelund, W.U. Schröder et W.W. Wilcke, Phys. Rev. C27 (1983) 2666.
- [RLA 82] M.F. Rivet, D. Logan, J.M. Alexander, D. Guerreau, E. Duek, M. Zisman et M. Kaplan, Phys. Rev. C25 (1982) 2430.

- [S 62] V.A. Sidorov, Nucl. Phys. A35 (1962) 253.
- [S 84a] W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. A428 (1984) 199c.
- [S 84b] P.J. Siemens, Nucl. Phys. A428 (1984) 189c.
- [SB 82] Fl. Stancu et D.M. Brink, Phys. Rev. C25 (1982) 2450.
- [SDH 75] H. Sann, D. Damjantschitsch, D. Hebbard, J. Junge, D. Pelte, B. Pohv, D. Schwalm et D.B. Tran Thoai, Nucl. Instr. Meth. 124 (1975) 509.
- [SHV 62] T. Sikkeland, E.L. Haines et V.E. Viola, Jr., Phys. Rev. 125 (1962) 1350.
- [SKJ 85] G.S.F. Stephans, D.G. Kovar, R.V.F. Janssens, G. Rossner, H. Ikezoe, B. Wilkins, D. Henderson, K.T. Lesko, J.J. Kolata, C.K. Gelbke, B.V. Jacak, Z.M. Koenig, G.D. Westfall, A. Szanto de Toledo, E.M. Szanto et P.L. Gonthier, Phys. Lett. 161B (1985) 60.
- [SKW 65] H.W. Schmitt, W.E. Kicker et V.W. Williams, Phys. Rev. 137 (1965) 1837.
- [SLN 84] T. Suomijarvi, R. Lucas, C. Ngô, E. Tomasi, D. Dalili et J. Matuszek, Nuovo Cimento 82A (1984) 51.
- [SR 83] F. Sebillé and B. Remaud, Z. Phys. A310 (1983) 99.
- [T 83] H. Tricoire, Z. Phys. A312 (1983) 221.
- [T 84] H. Tricoire, Z. Phys. A317 (1984) 347.
- [TCD 86] E. Tomasi, C. Cerruti, A. Demeyer, D. Guinet, A. Lières, C. Mazur, M. Ribrag, L. Vagneron et K. Zaid, XXIVth Intern. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (1986).
- [TKC 84] M.B. Tsang, D.R. Klesch, C.B. Chitwood, D.J. Fields, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, H. Utsunomiya, K. Kwiatkowski, V.E. Viola, Jr., et M. Fatyga, Phys. Lett. 134B (1984) 169.
- [UT 80] T. Udagawa et T. Tamura, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1311.
- [V 86] C. Volant, communication privée.
- [VBW 82] V.E. Viola, Jr., B.B. Back, K.L. Wolf, T.C. Awes, C.K. Gelbke et H. Breuer, Phys. Rev. C26 (1982) 178.
- [VH 73] R. Vandenbosch et J.R. Huizenga, Nuclear Fission, Academic Press (1973).
- [VKW 85] V.E. Viola, K. Kwiatkowski et M. Walker, Phys. Rev. C31 (1985) 1550
- [WSH 78] L. Westerberg, D.G. Sarantites, D.C. Hensley, R.A. Dayras, M.L. Halbert et J.H. Baker, Phys. Rev. C18 (1978) 796.
- [WW 77] R. Weiner, M. Weström, Nucl. Phys. A286 (1977) 282.