



Étude du moment angulaire transféré en fonction de l'énergie d'excitation dans la réaction $\text{Kr} + \text{U}$ à 35 A.MeV

M. Josset

► To cite this version:

M. Josset. Étude du moment angulaire transféré en fonction de l'énergie d'excitation dans la réaction $\text{Kr} + \text{U}$ à 35 A.MeV. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1996. Français. NNT: . in2p3-00008712

HAL Id: in2p3-00008712

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00008712>

Submitted on 20 Oct 2016

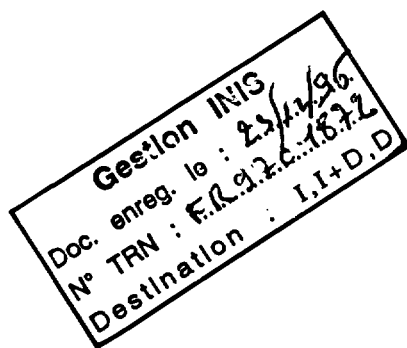
HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



FR9701872

L T 96 04



Université de Caen

THESE*présentée**par***Mylène JOSSET***pour obtenir***le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN**

sujet :

**ETUDE DU MOMENT ANGULAIRE TRANSFERE
EN FONCTION DE L'ENERGIE D'EXCITATION
DANS LA REACTION $\text{Kr} + \text{U}$ à 35 A.MeV**

soutenue le 6 Septembre 1996 devant le jury composé de :

Monsieur J.F. LECOLLEY

Président

Monsieur C. LEBRUN

Rapporteur

Monsieur L. TASSAN-GOT

Rapporteur

Monsieur J. GALIN

Monsieur U. JAHNKE

Monsieur M. MORJEAN

Université de Caen

THESE

présentée

par

Mylène JOSSET

pour obtenir

**le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN**

sujet :

**ETUDE DU MOMENT ANGULAIRE TRANSFERE
EN FONCTION DE L'ENERGIE D'EXCITATION
DANS LA REACTION $\text{Kr} + \text{U}$ à 35 A.MeV**

soutenue le 6 Septembre 1996 devant le jury composé de :

Monsieur J.F. LECOLLEY

Président

Monsieur C. LEBRUN

Rapporteur

Monsieur L. TASSAN-GOT

Rapporteur

Monsieur J. GALIN

Monsieur U. JAHNKE

Monsieur M. MORJEAN

Etude du moment angulaire transféré
en fonction de l'énergie d'excitation
dans la réaction $\text{Kr} + \text{U}$ à 35 A.MeV.

Remerciements:

Cette thèse représente trois ans de travail au GANIL et je voudrais ici remercier tous ceux qui ont été d'un grand soutien durant cette période.

J'ai trouvé dans ce laboratoire une ambiance chaleureuse et amicale de la part des physiciens, des techniciens et de tout le personnel administratif, grâce à laquelle il fût agréable de travailler... Merci donc à tous!

Plus particulièrement, je voudrais tout d'abord remercier mon directeur de thèse, Maurice Morjean pour m'avoir permis de réaliser ce travail et pour l'aide constante qu'il a su m'apporter durant ces trois années.

Je remercie également toute l'équipe ORION: : Joël Galin, Benoit Lott et Alain Pégibatre pour leur bon accueil, leur aide et leurs conseils ... Merci à Yann et Etienne pour leur amitié et le temps qu'ils ont passé à la relecture de ce document !... et Xavier et Bernd, mes fidèles compagnons, toujours présents pour une aide technique ou morale ... un gros merci à vous deux !

Je veux également remercier la direction du GANIL: Messieurs Samuel Harar, Daniel Guerreau, pour m'avoir accueillie dans leur laboratoire, me permettant ainsi de réaliser ce travail.

Ma reconnaissance va aussi à Monsieur C. Lebrun et L. Tassan-Got qui ont accepté la dure tâche de juger ce travail en qualité de rapporteur et ont accepté de participer au jury.

Je veux également remercier Monsieur J.F. Lecolley qui m'a fait l'honneur de présider le Jury et Monsieur U. Jabnke venu de Berlin pour participer à ce jury.

Enfin, un grand... grand merci à toute la joyeuse bande d'amis qui ont partagé avec moi les étapes de cette aventure et qui ont fait de ces trois années une expérience inoubliable de joie et d'amitié: Lola, Pepe, Bernd, Bertrand, Xavier, Alfio, Maria, Marion, Martelle, Nathalie, Patricia, Philippe, Olivier n°2 et Christelle, Beloûga, Nathalie, Cristina, David, Denis, Giuseppe, Jean-claude, Jean-marc, Jean-pierre, Gines, Stephanie, Geoffroy, Tarek, Vincent, Vito, Yann, Etienne, Abdou, Stéphane, Younes, Wolfi, Francois, François-René, Thomas, Arnaud, Laurent, Yves, Christine, Annick, Alain, Patrice, Yvon, Monique.

A vous tous : Gracias ! Danke schön ! Grazie ! Thank you! Merci !

Et bien sûr, une pensée spéciale pour la personne qui m'a aidée, soutenue, supportée... avec une patience infinie pendant toute cette période... merci Olivier !

Table des matières

Introduction	1
I Définition de l'expérience	3
1 Simulation à l'aide d'un modèle de transferts très inélastiques . .	3
1.1 Les modèles de Randrup et de Tassan-Got	3
1.2 Résultats des modèles	5
a) Matrice E/Z - θ	5
b) Energie thermique	8
c) Masse et charge des produits issus de la réaction . . .	9
d) Distributions de charge	11
e) Rapport N/Z des produits primaires	11
f) Distribution des spins de la quasi-cible	12
2 Comment extraire le spin ?	14
2.1 Distribution angulaire des fragments de fission	14
2.2 Distribution angulaire des particules légères	16
II Le dispositif expérimental	19
1 Les détecteurs	22
1.1 ORION	22
a) Description du détecteur ORION	22
b) Principe de détection des neutrons avec ORION . . .	23
c) Efficacité de détection	25
d) Le bruit de fond	28
1.2 L'hodoscope	28

	a) Description	28
	b) Domaine angulaire couvert	30
	c) Domaine d'identification en Z	32
1.3	Plaques parallèles à avalanches	34
	a) Description des détecteurs	34
	b) Domaines angulaires couverts	36
2	Les faisceaux et les cibles	38
3	Position du faisceau	40
3.1	Vérification avec l'hodoscope	40
3.2	Vérification avec les moniteurs	41
4	Calcul des sections efficaces de réaction	44
5	Electronique de détection et d'acquisition	46
5.1	L'électronique d'ORION	46
5.2	Electronique associée à l'hodoscope	47
5.3	Electronique associée aux plaques parallèles	47
5.4	Electronique logique et mise en temps	50
III	Etalonnage des détecteurs	53
1	Etalonnage de l'hodoscope	53
1.1	Etalonnage en énergie	53
1.2	Identification en charge	54
1.3	Vérification des étalonnages	56
2	Etalonnage des plaques parallèles à avalanche	58
2.1	Temps de vol	58
2.2	Localisation	58
IV	Distributions de multiplicités de neutrons	61
1	Distributions inclusives	61
2	Distributions en coïncidence avec l'hodoscope	66
2.1	Les distributions	66
2.2	Empilements	67

Table des matières

3	Distributions en coïncidence avec les plaques parallèles	68
3.1	Les distributions	68
3.2	Empilements	68
V	Etude du quasi-projectile	69
1	Spectres en énergie	69
1.1	Spectres en énergie pour différents Z détectés	69
1.2	Spectres en énergie pour différents angles de détection . . .	73
1.3	Corrélation Energie - M_n	75
1.4	Matrices Z - Energie	77
2	Distributions de charge	79
2.1	Distributions de charge pour différents angles de détection	79
2.2	Corrélation Z - M_n	82
3	Distributions angulaires	84
4	Corrélation $E/Z - \theta_{lab}$	86
4.1	Matrices $E/Z - \theta$ pour $Z=35$ sélectionnées par M_n	86
4.2	Matrices $E/Z - \theta$ pour $Z=35, 30, 25$ et 20 sélectionnées par M_n	89
4.3	Matrice $E/Z - \theta_{lab}$ intégrée sur les $Z \geq 20$	91
5	Discussion	93
VI	Etude de la fission de la quasi-cible	99
1	La fission nucléaire: généralités	99
1.1	Un peu d'histoire	99
1.2	La barrière de Fission	100
2	Sélection de la fission	102
2.1	Matrices $\Delta E-TV$	102
2.2	Multiplicité de neutrons	109
	a) Multiplicité de neutrons corrélée avec la fission	109
	b) Multiplicité de neutrons corrélée avec la détection de résidus lourds	110

3	Corrélations angulaires des fragments de fission	110
3.1	Définitions des angles de corrélation utilisés	112
3.2	Distributions des angles de corrélation θ_{cor}	112
3.3	Distributions des angles de corrélation ϕ_{cor}	117
3.4	Impulsion transverse transférée	120
4	Définition de la cinématique à l'aide des angles de corrélation	122
5	Distributions hors-plan de réaction des fragments de fission	126
5.1	Construction des distributions	127
5.2	Les distributions hors plan de réaction	129
6	Calcul du spin de la quasi-cible	135
6.1	Estimation de l'énergie thermique de la quasi-cible	135
	a) Efficacité de détection des neutrons émis	135
	b) Estimation de l'énergie thermique avec les neutrons . .	137
6.2	Estimation du paramètre K_0^2	140
6.3	Corrections dues aux émissions pré-point selle	141
	a) Hypothèses sur les temps de fission	142
	b) Corrections dues à l'énergie et au spin emportés par l'évaporation	143
6.4	Valeurs du spin de la quasi-cible en fonction de son énergie d'excitation	147
6.5	Discussion	149
Conclusion		153

Liste des figures

I.1	Matrice $E/Z - \theta_{lab}$ obtenue avec le modèle de J. Randrup pour le système Kr + U à 35 A.MeV.	6
I.2	Matrice $E/Z - \theta_{lab}$ obtenue avec le modèle de Tassan-Got pour le système Kr + U à 35 A.MeV.	7
I.3	Energie thermique du quasi-projectile en fonction de l'énergie thermique de la quasi-cible.	8
I.4	Distributions en énergie thermique pour la quasi-cible et le quasi-projectile obtenues avec le modèle de Randrup pour le système Kr + U à 35 A.MeV.	9
I.5	Masses et charges de la quasi-cible et du quasi-projectile en fonction de l'énergie thermique de la quasi-cible. Résultats obtenus avec le modèle de Randrup pour le système Kr + U à 35 A.MeV.	10
I.6	Distribution de charge de la quasi-cible et du quasi-projectile primaires.	11
I.7	Rapport N/Z des produits primaires en fonction de l'énergie thermique de la quasi-cible.	12
I.8	Prédiction de la valeur du spin de la quasi-cible en fonction de son énergie thermique par le modèle de Randrup.	13
I.9	Définition géométrique des états de spin J, M et K d'un noyau fissionnant.	14
II.1	Schéma de l'ensemble du dispositif expérimental permettant de détecter des produits chargés.	20
II.2	Schéma du détecteur de neutrons ORION.	23
II.3	Principe de détection d'un neutron dans ORION.	24
II.4	Probabilité de capture d'un neutron dans un scintillateur contenant du gadolinium (0.3%).	25

II.5	Sections efficaces des différentes réactions entre un neutron et un composant du scintillateur.	26
II.6	Efficacité de détection d'ORION en fonction de l'énergie des neutrons.	27
II.7	Détecteurs circulaire et radial constituant l'hodoscope.	28
II.8	Schéma des détecteurs circulaire et radial.	30
II.9	Coupe d'un détecteur à plaques parallèles.	35
II.10	Energie perdue dans 35 mm de gaz (C_4H_{10}) après la traversée de 1.5 μm de mylar pour des produits de $Z=10, 30, 50, 70, 90$ et d'énergie incidente de 10 à 500 MeV.	36
II.11	Disposition géométrique des deux plaques parallèles.	37
II.12	Impacts dans l'hodoscope.	40
II.13	Evolution au cours du temps de la position du faisceau dans le plan des moniteurs.	42
II.14	Chronogramme d'ouverture des portes de comptage d'ORION.	46
II.15	Schéma électronique lié au comptage des neutrons.	48
II.16	Schéma électronique pour la détection avec l'hodoscope.	49
II.17	Schéma électronique associé aux plaques parallèles.	51
III.1	Matrice $\Delta E_1 - \Delta E_2$	55
III.2	Matrice $\Delta E_1 - \Delta E_2$ avec superposition des lignes de Z calculées à partir de tables de pertes d'énergie.	56
III.3	Localisation en X et Y sur une plaque des fragments de fission d'une source de californium.	58
III.4	Angles de corrélation des fragments de fission d'une source de californium détectés dans les deux plaques parallèles.	59
IV.1	Distributions de multiplicités mesurées pour le système Kr+U à 35 A.MeV dans "la porte directe" et dans la "porte bruit de fond".	62
IV.2	Distribution de multiplicités mesurée pour le système Kr+C à 35 A.MeV.	63
IV.3	Distributions de multiplicités mesurées en inclusif et en coïncidence avec un quasi-projectile de $Z>7$ détecté dans l'hodoscope, dans la "porte directe" et la "porte bruit de fond" pour le système Kr+U à 35 A.MeV.	64

Liste des figures

IV.4	Distributions de multiplicités mesurées en inclusif et en coïncidence avec la détection de deux fragments de fission dans les plaques parallèles, pour la "porte directe" a) et la "porte bruit de fond" b) pour le système Kr+U à 35 A.MeV.	65
V.1	Spectres en énergie intégrés entre 3° et 7° pour les Z=35, 34, 33, 30, 25, 20 obtenus la cible mince d'uranium et la cible de carbone.	71
V.2	Spectres en énergie intégrés entre 3° et 7° pour les Z=35, 34, 33, 30, 25, 20 après soustraction de la contribution lié au carbone.	72
V.3	Spectres en énergie de Z=34, 30, 25 et 20 pour 6 angles de détection choisis: $\theta = 3, 3.5, 4, 5, 7$ et 9°	74
V.4	Matrices Energie - M_n pour la cible d'uranium supportée par du carbone a), et la cible de carbone b) pour les quasi-projectiles de $Z > 7$ détectés entre 3° et 7°.	76
V.5	Matrice Energie - M_n pour le système Kr + U à 35 A.MeV.	77
V.6	Matrice Energie - Numéro atomique pour les produits détectés dans l'hodoscope entre 3° et 7°.	78
V.7	Distributions de charge obtenues avec la cible d'uranium sur support de carbone et avec la cible de carbone pour toute la couverture angulaire de l'hodoscope ($3^\circ < \theta < 26^\circ$) et pour différents angles de détection: $\theta = 3, 7, 12$ et 24°	80
V.8	Distributions de charge obtenues pour le système Kr+U à 35 A.MeV.	81
V.9	Matrices Z - M_n pour la cible d'uranium supportée par du carbone et la cible de carbone pour les quasi-projectiles de $Z > 7$ détectés entre 3° et 7°.	83
V.10	Matrice Z - M_n pour le système Kr + U à 35 A.MeV pour les quasi-projectiles de $Z > 7$ détectés entre 3° et 7°.	84
V.11	Distributions angulaires pour Z=16, 20, 25, 30, 33, 35.	85
V.12	Matrices E/Z - θ_{lab} pour Z=35 pour 4 fenêtres en multiplicité de neutrons.	87
V.13	Matrices E/Z - θ_{lab} pour Z=35, 30, 25 et 20 pour 4 fenêtres en multiplicité de neutrons.	90
V.14	Matrices E/Z - θ_{lab} pour l'ensemble des quasi-projectiles de $Z > 20$ détectés dans l'hodoscope.	92

V.15	Matrice $E/Z - \theta_{lab}$ pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$ à 35 A.MeV obtenue avec le modèle de T.T.I. de J.Randrup.	95
V.16	Matrice $E/Z - \theta_{lab}$ pour l'ensemble des quasi-projectiles de $20 \leq Z \leq 35$ détectés dans l'hodoscope et avec avec le modèle de TTI de J.Randrup pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$ à 35 A.MeV.	96
V.17	Distribution de charge pour $3^\circ < \theta_{lab} < 7^\circ$ obtenue avec les données expérimentales et calculée avec le modèle de TTI de J. Randrup suivi de Gemini et en imposant dans le calcul l'émission d'un seul fragment de $Z > 5$ entre 3° et 7°	97
VI.1	Le mécanisme de fission.	100
VI.2	Matrices $\Delta E - TV$	103
VI.3	Matrices $\Delta E - TV$ sélectionnées par 6 fenêtres en multiplicité de neutrons.	104
VI.4	Matrice $\Delta E - TV$ obtenue pour la plaque 1 en coïncidence avec les produits lourds sélectionnés sur la plaque 2.	105
VI.5	Diagramme cinématique de la fission.	106
VI.6	Distributions angulaires des produits lourds et lents et des produits légers détectés en coïncidence dans les plaques parallèles.	107
VI.7	Sélection des fragments de fission sur les cartes $\Delta E - TV$	108
VI.8	Distribution de multiplicités de neutrons associée avec un fragment de fission détecté dans la plaque 1, un fragment dans la plaque 2, et un fragment dans chaque plaque.	109
VI.9	Distributions de multiplicités de neutrons corrélées avec la détection de deux fragments de fission dans chaque plaque, avec un résidu lourd détecté dans la plaque 1 et dans la plaque 2.	111
VI.10	Définition des angles utilisés.	112
VI.11	Relation entre l'angle de corrélation et la vitesse de recul de la cible.	113
VI.12	Evolution de θ_{cor} pour 4 ouvertures en θ de la plaque 1.	114
VI.13	Distribution des angles de corrélation θ_{cor} pour l'ensemble des fragments de fission détectés.	115
VI.14	Distributions des angles de corrélation θ_{cor} sélectionnées par 7 fenêtres en multiplicité de neutrons.	116

Liste des figures

VI.15	Distributions des angles de corrélation ϕ_{cor} mesurés pour M_n totale et sélectionnées par 7 fenêtres en multiplicité de neutrons.	118
VI.16	Simulation de l'effet du moment transverse de la quasi-cible sur l'angle de corrélation ϕ_{cor} .	119
VI.17	Distributions des angles de corrélation ϕ_{cor} pour $M_n \in [30, 35[$ en sélectionnant les événements avec $\theta_{cor} < 108^\circ$.	121
VI.18	Moment transverse moyen en fonction de la multiplicité de neutrons.	122
VI.19	Valeurs moyennes des angles de corrélations dans le référentiel de la quasi-cible en mouvement calculées en fonction du Z du quasi-projectile détecté.	125
VI.20	Définition des grandeurs utilisées pour l'étude du spin avec la fission.	126
VI.21	Distribution hors-plan des fragments de fission mesurés en coïncidence avec un quasi-projectile.	129
VI.22	Distribution hors-plan des fragments de fission mesurés en coïncidence avec un quasi-projectile pour 7 fenêtres en multiplicité de neutrons.	130
VI.23	Evolution de l'écart-type σ des distributions hors plan de réaction en fonction de la multiplicité de neutrons.	131
VI.24	Evolution de l'écart-type σ des distributions hors-plan de réaction des fragments de fission pour 3 domaines angulaires de détection du quasi-projectile.	132
VI.25	Ecart-type σ des distributions hors-plan de réaction des fragments de fission dans l'hypothèse d'une fission symétrique et dans celle d'une fission asymétrique.	133
VI.26	Efficacités de détection des neutrons émis par la quasi-cible et par le quasi-projectile en fonction du nombre total de neutrons détectés.	136
VI.27	Neutrons émis par la cible et par le projectile en fonction du nombre total de neutrons détectés.	137
VI.28	Neutrons émis par un noyau d' ^{238}U ne fissionnant pas en fonction de son énergie d'excitation pour différentes valeurs de spin (J). Résultats du code PACE.	138
VI.29	Estimation de l'énergie d'excitation de la quasi-cible en fonction du nombre total de neutrons détectés pour 4 hypothèses sur le partage de l'énergie dissipée dans la réaction.	139

VI.30	Particules α émises par un noyau d' ^{238}U en fonction de son énergie d'excitation pour différentes valeurs de spin (J). Résultats du code PACE.	140
VI.31	Nombre de neutrons évaporés en 10^{-21}s par la quasi-cible. . .	144
VI.32	Energie thermique de la quasi-cible à $t=10^{-21}\text{s}$ en fonction de son énergie initiale. Résultats obtenus avec PACE.	145
VI.33	Spin M emporté par évaporation avant $t=10^{-21}\text{s}$ en fonction de l'énergie thermique initiale de la quasi-cible. Résultats obtenus avec PACE.	146
VI.34	Spin M emporté par évaporation en fonction de l'énergie thermique initiale de la quasi-cible. Résultats obtenus avec PACE.	146
VI.35	Valeurs du spin de la quasi-cible en fonction de son énergie d'excitation et en considérant trois hypothèses sur le temps mis par le noyau pour atteindre le point selle (t_s).	149
VI.36	Valeurs du spin de la quasi-cible en fonction de son énergie d'excitation.	150

Liste des tableaux

II.1	Caractéristiques du détecteur circulaire.	32
II.2	Caractéristiques du détecteur radial	33
II.3	Domaines angulaires des deux détecteurs à plaques parallèles.	37
II.4	Distance à la cible et angle par rapport à la direction du faisceau des moniteurs.	41
VI.1	Estimation de l'énergie thermique moyenne de la quasi-cible pour 7 fenêtres de multiplicité de neutrons.	138
VI.2	Calcul de la partie alignée du moment angulaire (J_i) transféré à la quasi-cible dans l'hypothèse où le noyau atteint le point selle en moins de 10^{-22} s (hypothèse 1).	147
VI.3	Calcul de la partie alignée du moment angulaire (J_i) transféré à la quasi-cible dans l'hypothèse où le noyau atteint le point selle en 10^{-21} s (hypothèse 2).	148
VI.4	Calcul de la partie alignée du moment angulaire (J_i) transféré à la quasi-cible dans l'hypothèse où le noyau atteint le point selle avec une température $T_{selle}=1$ MeV (hypothèse 3).	148
VI.5	Evolution du rapport des moments d'inerties $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{eff}$ et du paramètre K_0 avec le spin (J) du noyau d' ^{238}U	151
VI.6	Valeurs de spin transféré à la quasi-cible en fonction de son énergie d'excitation, extraites des distributions des fragments de fissions (J_{FF}) et prédites par le modèle de TTI de Randrup (J_{Rand}) pour le système $\text{Kr} + \text{U}$ à 35 A.MeV.	152

Introduction

Les collisions d'ions lourds constituent un domaine privilégié d'étude de la matière nucléaire dans les états extrêmes. On peut, en effet, former grâce à ces collisions des noyaux loin de la stabilité en termes de pression, de température ou encore d'isospin. Aux énergies de Fermi, les mécanismes de réaction se situent entre le régime des basses énergies de bombardement, dominé par les interactions à un corps, et celui des hautes énergies, dominé par les interactions à deux corps. Or, la transition entre ces deux extrêmes n'est pas franche. Cependant différentes études ont montré la persistance de réactions fortement dissipatives de type transferts très inélastiques, tant pour des collisions à grands paramètres d'impact où subsiste un résidu proche du projectile (quasi-projectile) [TAS 91], [MOR 91] que pour des collisions à plus petits paramètres d'impact [LEC 94], [BAL 95], [CHA 91], [PIA 95].

Les modèles de transferts très inélastiques développés pour les basses énergies incidentes permettent de reproduire de nombreuses observables pour ces réactions [TAS 91], [MOR 91], [LEC 94]. Comme nous allons le voir dans le chapitre I, ces modèles prévoient des transferts de moment angulaire orbital très importants sous forme de spin des partenaires de la réaction, permettant, si cela était vérifié, l'étude de noyaux dans des états extrêmes de rotation. Très peu d'études expérimentales ont été spécifiquement dédiées à la mesure des spins transférés dans ces collisions aux énergies intermédiaires [ETH 91], [IEK 92], [BRE 93], [COL 95]. Le but de notre expérience va être d'étudier le spin transféré à la quasi-cible et cela en fonction de son énergie d'excitation sur un domaine aussi étendu que possible.

Le système choisi est $^{84}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$ à 35 A.MeV. Ce système très asymétrique

va nous permettre d'étudier des réactions sur une grande gamme d'énergie d'excitation. L'énergie disponible dans le centre de masse est 2.17 GeV. Pour le système très voisin Kr + Au à 32 A.MeV [CRE 91], la distribution de multiplicités de neutrons associées aux réactions nucléaires a été mesurée. Cette distribution montre qu'il va être possible de sélectionner, avec une section efficace appréciable, des réactions associées à des multiplicités de neutrons supérieures à environ 40 neutrons. Le moment orbital disponible pour une collision rasante correspond à $\ell_{max} = 940 \hbar$. Dans l'hypothèse extrême du roulement sans glissement, le spin transféré à la quasi-cible s'élèverait alors à:

$$J_{roulement}^{max} = \frac{2}{7} \ell_{max} \left(\frac{A_{cible}}{A_{proj}} \right)^{1/3} = 380 \hbar$$

Pour étudier les collisions périphériques mettant en jeu de faibles énergies d'excitation, nous avons choisi une cible très lourde et très fissile, l'uranium, permettant une bonne définition des caractéristiques de la réaction à travers la mesure des fragments de fission.

Le choix de ce système peut donc nous permettre, de couvrir à la fois un grand domaine d'énergie d'excitation et un grand domaine de spin transféré.

Chapitre I

Définition de l'expérience

1 Simulation à l'aide d'un modèle de transferts très inélastiques

1.1 Les modèles de Randrup et de Tassan-Got

Le modèle de J. Randrup [RAN 82] est basé sur la théorie générale de dynamique des transports. Dans cette théorie, les mécanismes de dissipation sont dus essentiellement à l'échange de nucléons entre les deux noyaux durant l'interaction. L'évolution du système est décrite par une équation de Fokker-Plank, constituant la limite classique de l'équation de transport quantique dérivée de la théorie de la réponse linéaire. Les propriétés dissipatives du système sont contenues dans les coefficients de transport. Ces coefficients sont calculés en assimilant les deux noyaux à des gaz de Fermi thermalisés. Pour évaluer le nombre de particules échangées, J. Randrup décrit le système dinucléaire comme deux noyaux sphériques reliés l'un à l'autre par un col cylindrique. Le flux de particules est alors considéré comme l'intégrale, sur la surface de la fenêtre joignant les deux noyaux, d'une densité locale de courant ne dépendant que de la distance les séparant. C'est l'hypothèse de proximité [RAN 78] et [RAN 79].

Les calculs sont menés de la façon suivante: avant l'interaction entre les deux noyaux, sont calculées les conditions initiales pour les énergies cinétiques radiale et rotationnelle ainsi que pour l'énergie coulombienne. Le paramètre d'impact est fixé. Lorsque la distance internucléaire est suffisamment petite pour que les effets de proximité puissent se faire sentir, les deux noyaux entrent en collision. Le col

de matière nucléaire ne se formera qu'à partir d'une distance critique entre les deux surfaces. A partir de là, les nucléons échangés vont permettre les transferts d'énergie et de moment angulaire entre les deux noyaux. Le système dinucléaire ainsi formé va se mettre à tourner, tandis que le col va progressivement se rompre. A la rupture du col, les deux sphères vont se séparer. Les noyaux résultants sont alors parfaitement définis: charge, masse, vitesse, angle de déflexion, énergie d'excitation, spin et moment angulaire orbital.

Les simulations ont été faites à l'aide du programme TRAJEX écrit par L. Tassan-Got. Dans ce programme, les échanges de nucléons entre les deux noyaux sont tirés au hasard par un procédé "Monte-Carlo". Ceci permet de tenir compte, échange par échange, de l'évolution des différences de potentiel entre les deux noyaux. Le mouvement relatif est décrit pas à pas, sans friction. A chaque étape, sont calculées les chances de passage pour les protons et les neutrons (la distinction est faite dans le calcul), et les quatre probabilités globales de transition (p,n) dans un sens et dans l'autre, la décision finale étant prise par un tirage aléatoire. Si le transfert a lieu, toutes les caractéristiques du nucléon seront également tirées au hasard.

L. Tassan-Got [TAS 91] a tenté de prendre en compte quelques spécificités de notre domaine d'énergie en calculant à chaque transfert de nucléon les modifications des caractéristiques des deux noyaux: masse, charge, moment angulaire, énergie d'excitation, ainsi que leur mouvement relatif. Ces effets vont varier selon que l'on est au début ou à la fin de la réaction. Ainsi, pendant la phase d'approche, les probabilités d'échange sont élevées et l'énergie du mouvement relatif est très vite dissipée. A la séparation des deux noyaux, la probabilité d'échange va chuter, et les rares transferts ne vont faire qu'accélérer le mouvement de séparation, augmentant ainsi l'énergie relative. Ce comportement variable est différent du modèle de Randrup où les probabilités de transfert ne dépendent que de la vitesse relative, et où tout transfert produit en moyenne la même dissipation (formule de friction de proximité). Les hypothèses posées par Randrup permettent à un nucléon possédant une impulsion opposée au sens du transfert d'être transféré avec autant de chance que s'il se dirigeait directement vers le second noyau. Pour finir, le calcul est arrêté lorsque les noyaux se séparent et suivent une trajectoire asymptotique due aux seules forces coulombiennes.

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus avec les hypothèses de Randrup et celles de Tassan-Got pour notre système $\text{Kr} + \text{U}$ à 35 A.MeV. Evidem-

Définition de l'expérience

ment, l'utilisation de tels calculs développés principalement pour des énergies de bombardement de l'ordre de 10 A.MeV présente des difficultés conceptuelles à nos énergies. En effet, certaines hypothèses posées peuvent perdre leur validité dans le domaine des énergies de Fermi. Par exemple, l'évolution de la friction nucléaire avec la vitesse du projectile peut empêcher la formation d'un col ou la formation d'un système dinucléaire vivant suffisamment longtemps pour permettre de la dissipation par échanges de nucléons. Néanmoins, ces modèles ont reproduit avec succès nombre de résultats obtenus au voisinage de l'énergie de Fermi [TAS 91] [LEC 94] et ils vont nous permettre une estimation des domaines angulaires et énergétiques qui peuvent être atteints, ainsi que des spins transférés.

1.2 Résultats des modèles

a) Matrice $E/Z - \theta$

Pour visualiser les phénomènes de transferts très inélastiques pour les collisions d'ions lourds aux basses énergies, Wilczynski [WIL 73] a proposé une représentation permettant de souligner les propriétés d'un tel processus. Il s'agit de regarder dans le référentiel du centre de masse l'énergie cinétique totale de chaque événement en fonction de son angle de déflexion. Nous avons quant à nous utilisé une représentation similaire, mais plus proche des données expérimentales, présentant l'énergie cinétique du quasi-projectile issu de la réaction normalisée à sa charge (E/Z) en fonction de son angle d'émission dans le laboratoire. Les quasi-projectiles produits par les modèles sont en général fortement excités, donc la masse, la charge et l'énergie des fragments détectés peuvent être fortement modifiées par le processus de désexcitation. En revanche, l'angle de détection et l'énergie rapportée au Z seront, en moyenne, plus faiblement affectés par la désexcitation.

La figure I.1 présente la matrice obtenue à l'aide du modèle de Randrup pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$ à 35 A.MeV. Sur cette figure, on observe une zone très peuplée piquée à $\theta_{lab}=7^\circ$ et $E/Z\sim 80$ MeV. Cette région correspond aux collisions les plus périphériques pour lesquelles l'interaction nucléaire influence peu les trajectoires des noyaux. En effet, la vitesse ici est proche de la vitesse initiale et l'angle de déflexion voisin de l'angle d'effleurement ($\theta_{eff}=6.9^\circ$). Ensuite à mesure que la vitesse du quasi-projectile diminue, sa direction est déviée vers des angles de plus en plus petits. Cette zone correspond à des collisions plus dissipatives. C'est

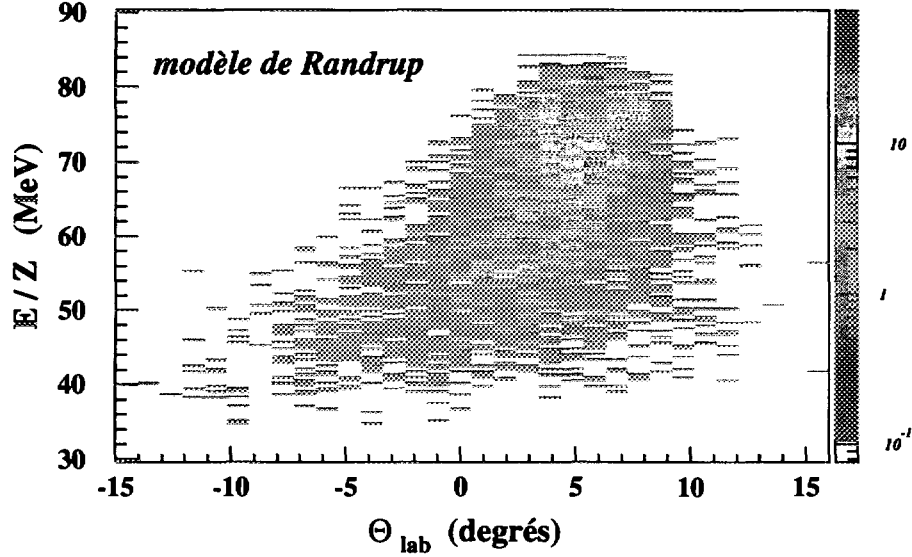


Figure I.1: Matrice $E/Z - \theta_{lab}$ obtenue avec le modèle de J. Randrup pour le système $Kr + U$ à 35 A.MeV.

pendant le temps de “collage” que les transferts dissipatifs vont s’effectuer tandis que le système va tourner, entraîné par les forces de friction. Ainsi, plus le temps d’interaction va être long, plus le transfert de nucléons entre les deux noyaux va être important, donc plus l’énergie initiale du quasi-projectile va être dissipée et plus le système va tourner. Cette rotation permet au quasi-projectile, après sa séparation de la quasi-cible, d’atteindre des angles très petits, pouvant même devenir négatifs. Ce phénomène appelé “orbiting” est bien visible ici, jusqu’à $\theta_{lab} = -5^\circ$ et $E/Z = 45$ MeV. A partir de cet angle, la vitesse de la quasi-cible va atteindre sa valeur la plus basse ($E/Z \sim 35-40$ MeV) correspondant à la seule énergie coulombienne du système (l’énergie cinétique initiale a été totalement dissipée). L’allure de cette matrice est tout à fait caractéristique des transferts très inélastiques.

La figure suivante (I.2) présente la même matrice obtenue cette fois-ci avec le modèle de Tassan-Got. On reconnaît sur cette figure la première zone piquée près de l’angle d’effleurement correspondant aux diffusions élastiques. Ensuite, les résultats obtenus pour les collisions plus violentes sont totalement différents de ceux obtenus avec le premier modèle. En effet la dissipation en énergie, bien présente ici, ne s’accompagne pas d’une diminution de l’angle de déflexion du

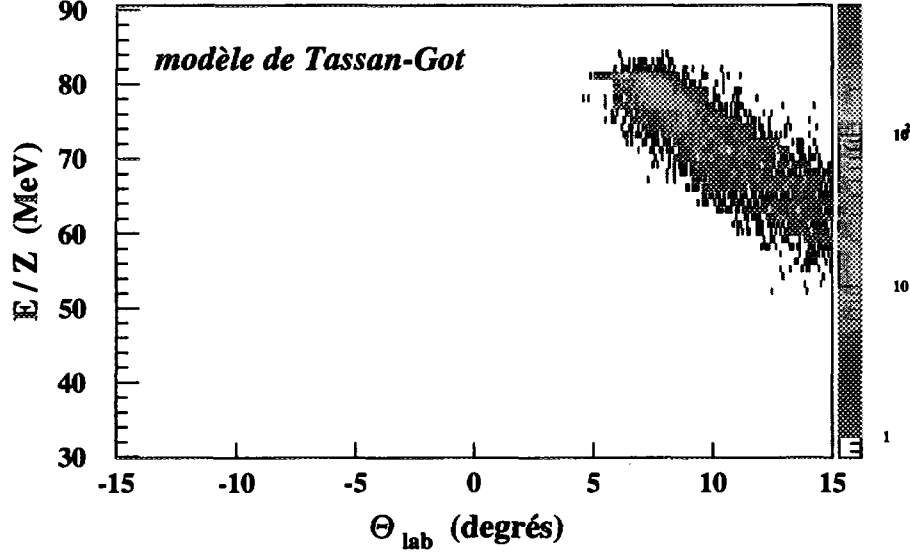


Figure I.2: Matrice $E/Z - \theta_{lab}$ obtenue avec le modèle de Tassan-Got pour le système $Kr + U$ à 35 A.MeV.

quasi-projectile, mais bien au contraire de son augmentation. L'effet "d'orbiting" est ici inexistant. De plus, les fluctuations autour des valeurs moyennes en E/Z ou en θ_{lab} sont beaucoup plus faibles dans le modèle de Tassan-Got que dans celui de Randrup. Ceci est sans doute dû à la façon différente de traiter les échanges de nucléons dans ces deux modèles. Pour Randrup, en effet, la direction initiale du nucléon n'est pas prise en compte dans le calcul de probabilité de transfert. Dans le modèle de Tassan-Got, au contraire, seuls les nucléons se dirigeant vers la fenêtre d'échange seront susceptibles d'être transférés. Cette différence de traitement va prendre son importance aux énergies proches de l'énergie de Fermi. Ce sont, en effet, ces échanges interdits dans le modèle de Tassan-Got qui vont contribuer à la rotation du système dinucléaire chez Randrup. Bien que les transferts de nucléons soient traités de façon plus réaliste dans l'approche de Tassan-Got, une déflexion vers les grands angles n'a jamais été observée effectivement pour des systèmes lourds à nos énergies. Ainsi les résultats obtenus avec les systèmes $Pb + Au$ à 29 A.MeV [LEC 94] et $Xe + Bi$ à 28 A.MeV [BAL 95] présentent une diminution de l'angle de déflexion du quasi-projectile, accompagnant la dissipation en énergie. Ces caractéristiques cinématiques sont bien reproduites par le modèle de Randrup. Dans la suite, les distributions seront donc uniquement présentées pour ce modèle.

b) Energie thermique

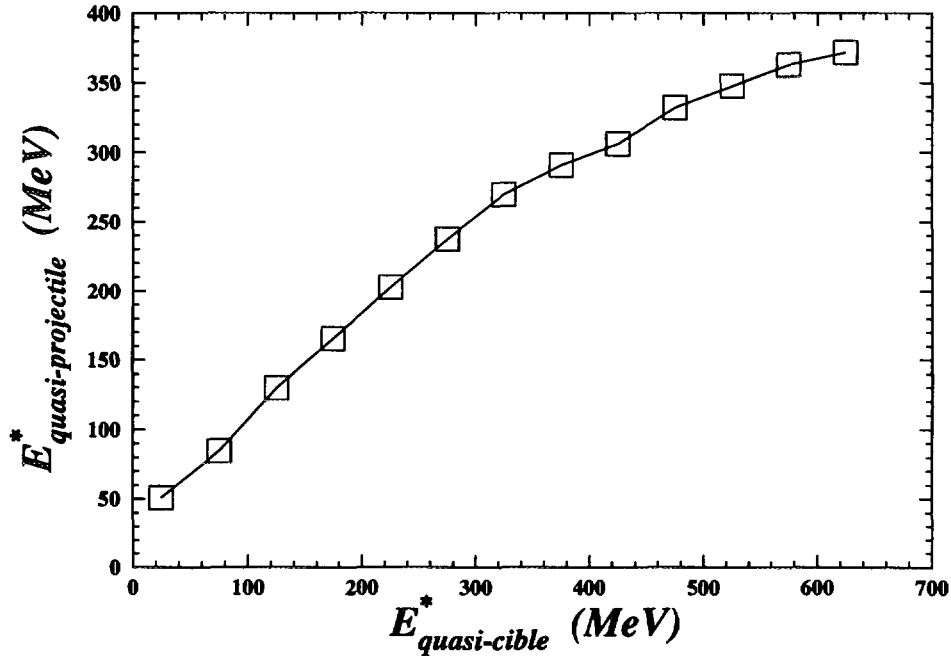


Figure I.3: *Energie thermique du quasi-projectile en fonction de l'énergie thermique de la quasi-cible. Données obtenues avec le modèle de Randrup pour le système $Kr + U$ à $35 A.MeV$.*

La figure I.3 présente l'énergie thermique moyenne du quasi-projectile en fonction de l'énergie thermique de la quasi-cible dans le cadre du modèle de Randrup. Pour les plus faibles dissipations, le quasi-projectile est des deux noyaux celui qui possède le plus d'énergie thermique, puis, jusqu'à environ 200 MeV d'énergie d'excitation dans chacun des partenaires, le partage se fait à peu près équitablement. Enfin, pour les plus grandes dissipations, l'énergie d'excitation se retrouve majoritairement dans la quasi-cible. La figure suivante (I.4) présente les distributions de ces énergies thermiques. La distribution en énergie d'excitation de la quasi-cible est bien plus large que celle du quasi-projectile: des énergies thermiques de l'ordre de 1000 MeV sont atteintes par le noyau quasi-cible et de l'ordre de 650 MeV par le noyau quasi-projectile. Ces distributions montrent bien l'étendue de la gamme en énergie d'excitation que l'on peut atteindre avec ce système et l'importance des processus de désexcitation qui vont être supposés pour remonter des caractéristiques mesurées aux caractéristiques primaires.

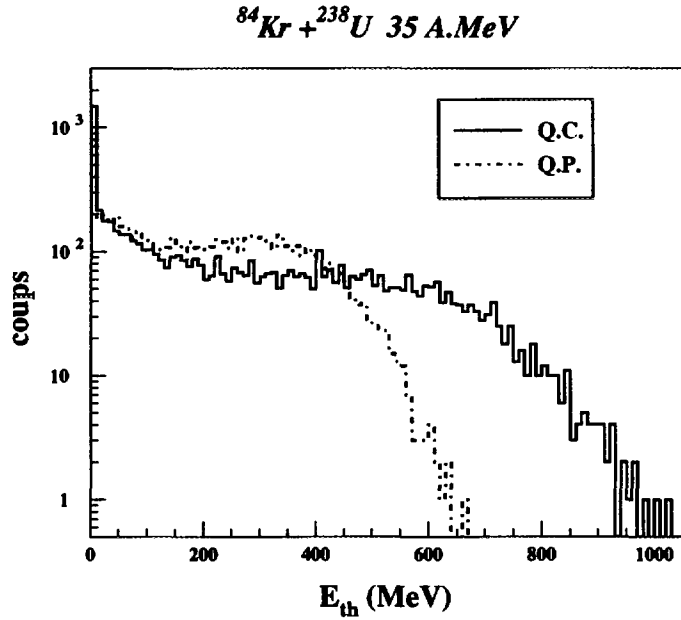


Figure I.4: *Distributions en énergie thermique pour la quasi-cible (ligne continue) et le quasi-projectile (ligne pointillée) obtenues avec le modèle de Randrup pour le système $\text{Kr} + \text{U}$ à 35 A.MeV.*

Les autres résultats vont être présentés, dans la suite, en fonction de l'énergie d'excitation de la cible. Celle-ci va constituer en effet pour notre travail une observable privilégiée, comme nous le verrons par la suite.

c) Masse et charge des produits issus de la réaction

La figure I.5 présente les masses et charges de la quasi-cible et du quasi-projectile primaire issus de la réaction, c'est à dire avant leur refroidissement, en fonction de l'énergie thermique (E_{th}) de la quasi-cible. Ces données sont obtenues avec le modèle de J. Randrup. Que ce soit pour les masses ou pour les charges, les variations sont très faibles, mais une évolution continue est observée à mesure que l'énergie de la quasi-cible augmente. La masse de la quasi-cible augmente ainsi jusqu'à $A=242$ pour 625 MeV, tandis que la masse du quasi-projectile diminue jusqu'à $A=78$. Cet effet est la conséquence d'un transfert privilégié des nucléons du plus petit vers le plus gros des deux partenaires. Et ainsi, plus la réaction est violente et dissipative, plus l'évolution des masses initiales doit être importante

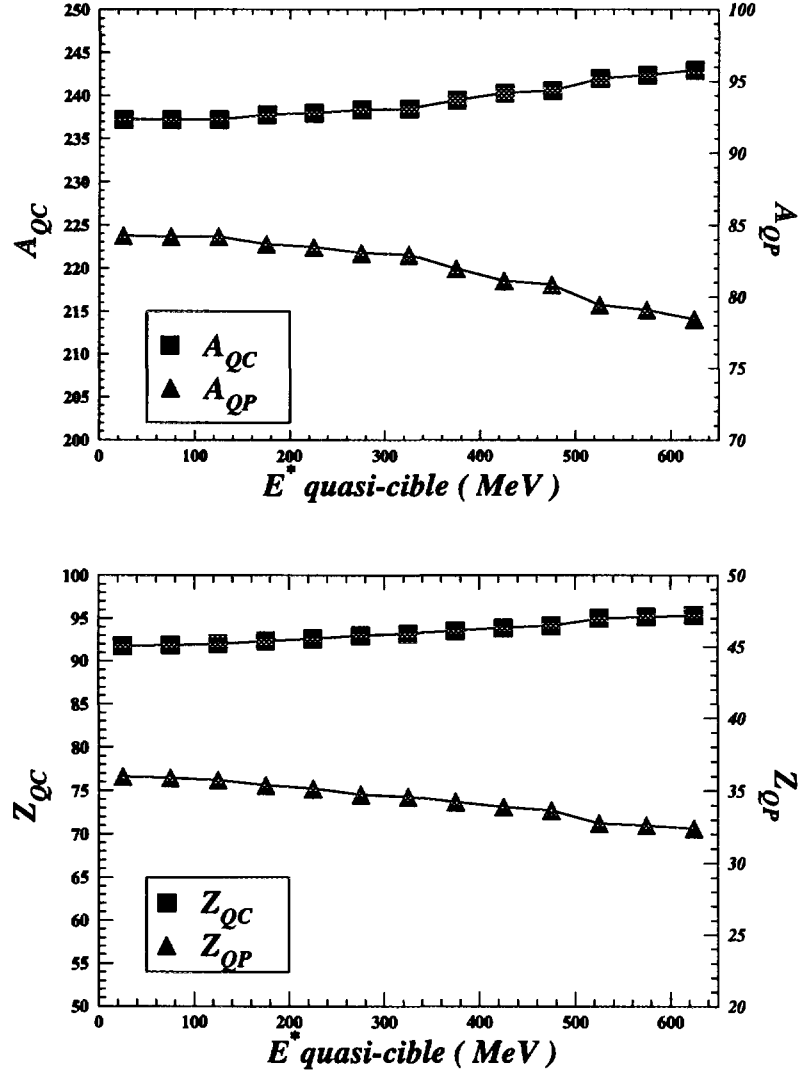


Figure I.5: *Masses et charges de la quasi-cible et du quasi-projectile en fonction de l'énergie thermique de la quasi-cible. Résultats obtenus avec le modèle de Randrup pour le système Kr + U à 35 A.MeV ne prenant pas en compte le refroidissement des noyaux formés.*

Définition de l'expérience

selon le modèle. En ce qui concerne les charges primaires des deux produits, les variations absolues sont plus faibles, mais l'évolution est la même que pour les masses.

d) Distributions de charge

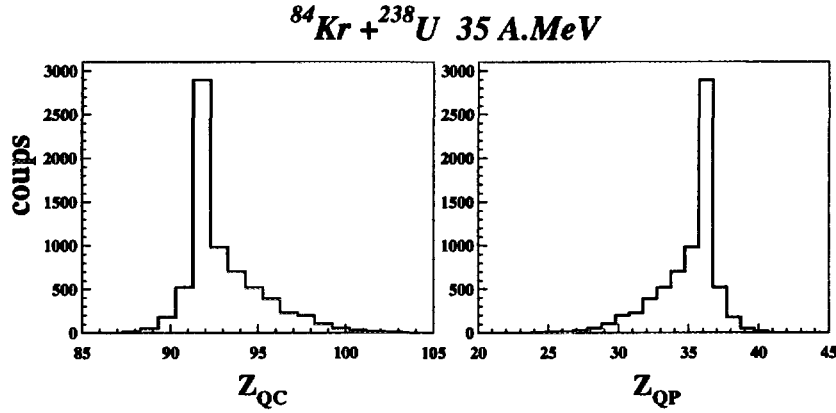


Figure I.6: *Distribution de charge de la quasi-cible et du quasi-projectile primaires. Résultats obtenus avec le modèle de Randrup pour le système Kr + U à 35 A.MeV.*

La figure I.6 montre les distributions en charge de la quasi-cible et du quasi-projectile primaires prédites par le modèle de transferts très inélastiques. Pour la quasi-cible, la distribution est piquée sur la valeur du Z de la cible initiale ($Z=92$) puis s'élargit principalement vers des valeurs de Z plus élevées, jusqu'à $Z=102$. On peut noter cependant la présence de produits de Z inférieur à celui de la cible. De même, la distribution en charge du quasi-projectile est piquée sur la charge du projectile ($Z=36$), s'étendant ensuite vers des valeurs plus basses (jusqu'à $Z=25$). Comme pour la cible, quelques produits issus de la réaction possèdent une charge supérieure à celle du projectile. Leur présence reste cependant marginale par rapport à l'évolution générale montrée sur les figures précédentes.

e) Rapport N/Z des produits primaires

Les évolutions des masses et charges en fonction de l'énergie d'excitation de la cible traduisent une recherche d'équilibre du système pendant l'interaction. Aux

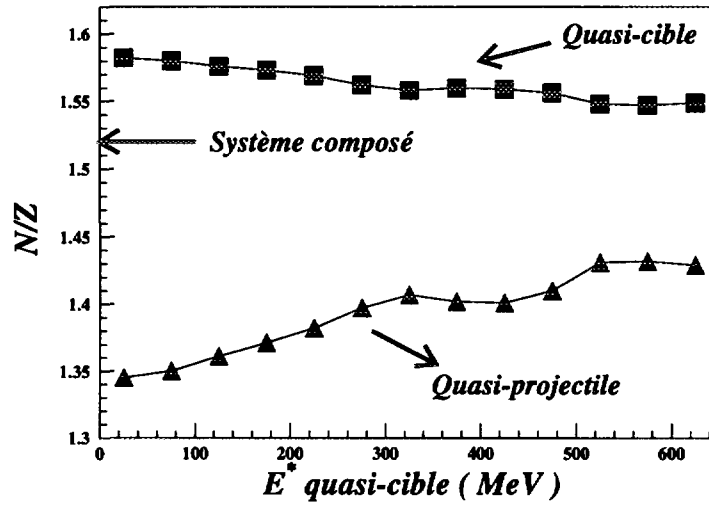


Figure I.7: Rapport N/Z des produits primaires en fonction de l'énergie thermique de la quasi-cible. Résultats obtenus avec le modèle de Randrup pour le système $Kr + U$ à 35 A.MeV.

énergies incidentes proches de la barrière coulombienne, le degré de liberté le plus rapidement équilibré est le rapport N/Z du nombre de neutrons au nombre de protons de chacun des partenaires. Il est donc intéressant de suivre l'évolution du rapport N/Z de chaque noyau primaire en fonction de l'énergie d'excitation de la quasi-cible. La figure I.7 montre en effet que les deux produits de la réaction évoluent vers un équilibre du rapport N/Z à mesure que l'énergie d'excitation de la cible augmente. Cependant, même pour des énergies d'excitation aussi élevées que 600 MeV dans la quasi-cible, l'équilibre n'est pas atteint.

f) Distribution des spins de la quasi-cible

La figure I.8 montre une représentation bidimensionnelle de la projection du spin de la quasi-cible sur un axe perpendiculaire au plan de réaction en fonction de son énergie thermique obtenue avec le modèle de Randrup. On observe une augmentation quasi-linéaire du spin transféré à la quasi-cible en fonction de son énergie d'excitation. Pour les énergies thermiques les plus grandes, on atteint des valeurs de spin importantes, jusqu'à 220 $\hbar$ pour $E_{th}=700$ MeV. De telles valeurs de spin sont très supérieures aux limites de stabilité prévues par les modèles de goutte liquide tournante [COH 74] et, si l'on estime ces prédictions réalistes, le rôle du moment angulaire transféré devrait être prépondérant dans la désexcitation

Définition de l'expérience

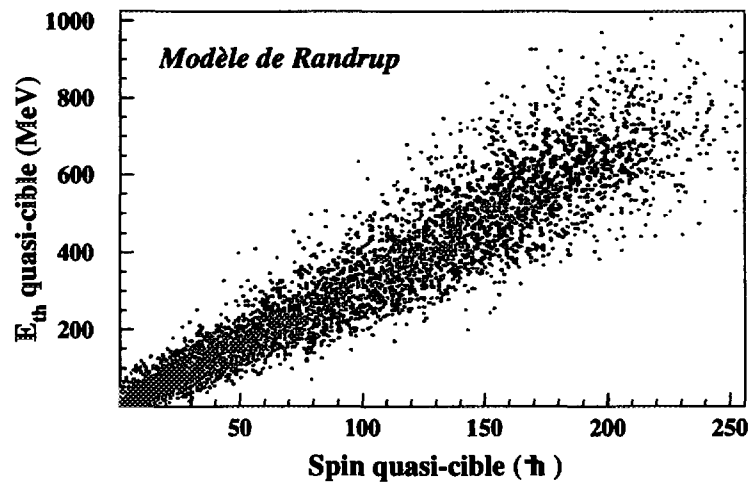


Figure I.8: *Prédiction de la valeur du spin de la quasi-cible en fonction de son énergie thermique par le modèle de Randrup.*

séquentielle de ces noyaux.

2 Comment extraire le spin ?

La valeur du spin transféré à la quasi-cible à partir du moment angulaire orbital sera évaluée en étudiant les distributions angulaires, soit de ses fragments de fission, soit des particules légères chargées évaporées. Pour un noyau fissile et aussi riche en neutrons que l'uranium, l'émission de particules chargées ne devient probable que pour de très hautes énergies d'excitation. En effet, un noyau d'uranium disposant de 300 MeV d'énergie thermique et d'un spin de $20 \hbar$ émet en moyenne, s'il ne fissionne pas, 22 neutrons et seulement 0.8 particules chargées [GAV 80] (voir figures VI.27 et VI.28). Aussi, à faible énergie d'excitation, les distributions angulaires des fragments de fissions sont un outil unique pour mesurer les spins. A plus haute énergie d'excitation, l'émission de particules chargées de pré-fission devient plus probable et le moment angulaire peut être évacué en grande partie par ces particules. Les distributions angulaires des particules chargées sont susceptibles de contenir alors une information plus riche sur le spin initial que celles des fragments de fission. Les théories relatives à ces deux méthodes d'extraction du spin sont brièvement décrites ci-dessous.

2.1 Distribution angulaire des fragments de fission

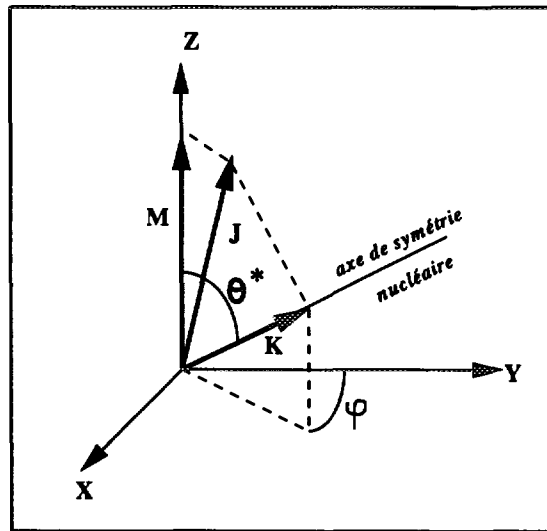


Figure I.9: Définition géométrique des états de spin J , M et K d'un noyau fissionnant.

Définition de l'expérience

Dans le cadre du modèle de transition d'état, la distribution angulaire des fragments de fission d'un noyau de spin J est donnée par la relation suivante [VAN 73]:

$$W_{M,K}^J(\theta^*) \propto \frac{1}{2} (2J+1) |d_{M,K}^J(\theta^*)|^2 \quad (1)$$

où sont définis trois nombres quantiques: J , le moment angulaire total, K sa projection sur l'axe de symétrie nucléaire du noyau, et M sa projection sur un axe fixé de l'espace (voir figure I.9). La fonction d'onde rotationnelle $d_{M,K}^J$ dépend de l'angle θ^* entre l'axe de symétrie nucléaire, le long duquel se déroule la fission, et l'axe Z perpendiculaire au plan de réaction.

Les nombres quantiques J et M sont conservés tout au long du processus de fission. Le nombre K , par contre, va subir de nombreuses variations. On supposera que lorsque le noyau atteint le point selle, sa valeur ne bouge plus. K devient alors un bon nombre quantique. Cette hypothèse a été confirmée à basse énergie par le succès de la théorie à reproduire les distributions angulaires. Cela demeure une hypothèse à nos énergies.

Pour des énergies d'excitation supérieures à la barrière de fission, le nombre d'états accessibles au point selle est très important. Une description statistique est utilisée pour exprimer la densité de niveaux d'énergie dans le noyau au point selle. Elle est donnée par [VAN 73] [VAZ 83]:

$$\rho(E^*, J, K) \propto \exp\left(\frac{E^* - B_f - E_{rot}^{J,K}}{T}\right) \quad (2)$$

où E^* est l'énergie d'excitation, T la température, $E_{rot}^{J,K}$ l'énergie rotationnelle dépendant de J et K . Celle ci vaut:

$$E_{rot}^{J,K} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_\perp} (J^2 - K^2) + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_\parallel} K^2$$

$\mathcal{I}_\perp$ et $\mathcal{I}_\parallel$ sont les composantes perpendiculaire et parallèle du moment d'inertie suivant l'axe de symétrie nucléaire.

En posant:

$$\frac{1}{\mathcal{I}_{eff}} = \frac{1}{\mathcal{I}_\perp} - \frac{1}{\mathcal{I}_\parallel}$$

et

$$K_0^2 = \frac{T \mathcal{I}_{eff}}{\hbar^2} \quad (3)$$

la densité de niveaux va s'exprimer par:

$$\rho(J, K) \propto \exp\left(\frac{-K^2}{2K_0^2}\right)$$

Si le spin est aligné le long de la normale au plan de réaction ($|M|=J$) la distribution angulaire des fragments de fission devient:

$$W(\theta^*) \propto \sum_{k=-J}^J \frac{(2J+1) |d_{M=0,K}^J(\theta^*)|^2 \exp(-K^2/2K_0^2)}{\sum_{K=-J}^J \exp(-K^2/2K_0^2)}$$

Dans la limite classique ($K=J \cos\theta^*$), cette expression se réduit à:

$$W(\theta^*) \propto \exp\left(\frac{-J^2 \cos^2 \theta^*}{2K_0^2}\right) \quad (4)$$

On reconnaît l'expression d'une gaussienne dont la largeur est inversement proportionnelle à J . La valeur du spin d'un noyau peut donc se déduire de l'étude de la distribution angulaire de ses fragments de fission (équations (3) et (4)). On voit en effet que, pour $J=0$, la distribution sera isotrope tandis que, lorsque J va augmenter, la distribution sera de plus en plus piquée autour de $\cos\theta^*=0$, c'est à dire préférentiellement dans le plan de réaction.

Cette méthode va nécessiter une bonne connaissance du plan de réaction et des caractéristiques du noyau au point selle. Pour cela, nous allons devoir tenir compte du nombre de particules émises avant la fission, emportant chacune du spin et de l'énergie d'excitation.

2.2 Distribution angulaire des particules légères

Considérons un noyau émetteur, d'énergie d'excitation E_0 et de spin J_0 . La probabilité pour qu'une particule, d'énergie ε , de moment angulaire ℓ , soit émise suivant un angle θ^* par rapport à la direction de J_0 est donnée par [AJI 86]:

$$W_{E_0, J_0}(\theta^*, \varepsilon) \propto \int \int \tilde{\ell} T_\ell(\varepsilon) \rho_r(E_r, J_r) d\tilde{\ell} d\phi_\ell \quad (1)$$

où

- l'indice r signifie que l'on considère le noyau résiduel
- ϕ_ℓ est l'angle azimutal de ℓ
- T_ℓ est le coefficient de transmission pour la particule
- ρ_r est la densité d'états du noyau résiduel
- $\tilde{\ell} = \ell + \frac{1}{2}$

Définition de l'expérience

L'énergie totale et le spin du noyau prennent les valeurs suivantes :

$$E_r = E_0 - E_s - \varepsilon \quad \vec{J}_r = \vec{J}_0 - \vec{\ell}$$

E_s est l'énergie de liaison. On peut alors exprimer la densité de niveaux du noyau après l'évaporation par (gaz de Fermi):

$$\rho_r(E_r, J_r) \propto \exp(2\sqrt{aE_{th}}) \simeq \rho_r(E_r, 0) \exp(-E_{rot}/T)$$

Où E_{th} , l'énergie thermique, est donnée par:

$$E_{th} = E_r - E_{rot} \simeq aT^2$$

(T , température du noyau résiduel et a , paramètre de densité de niveaux), et E_{rot} , l'énergie de rotation, par:

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 J_r}{2\mathcal{I}_r}$$

avec $\mathcal{I}_r$, moment d'inertie du noyau résiduel.

Si on considère le cas d'un noyau source sphérique, dont on peut évaluer le coefficient de transmission (T_ℓ), l'équation (1) peut être intégrée analytiquement sur θ^* , ℓ , $\tilde{\ell}$ et ε . On obtient alors l'équation suivante [AJI 86] [VAZ 86]:

$$W_{E_0, J_0}(\theta^*) \propto \exp(-\beta \cos^2 \theta^*) \quad (2)$$

Le paramètre d'anisotropie β est donné par:

$$\beta = \frac{\hbar^2 J_0^2}{2\mathcal{I}_r T} \frac{\mu R^2}{\mathcal{I}_r + \mu R^2} \quad (3)$$

μ représente la masse de la particule émise et R la somme des rayons du noyau émetteur et de la particule.

La relation (2) est équivalente analytiquement à celle que nous obtenons pour la fission. La distribution des particules légères s'exprime sous la forme d'une gaussienne en $\cos\theta^*$, dont la largeur est liée à la valeur du spin J_0 du noyau émetteur. Des précautions devront être prises dans ce calcul puisque les particules vont être émises à des moments différents le long de la chaîne d'évaporation et donc à des températures différentes du noyau.

Chapitre II

Le dispositif expérimental

Les deux méthodes présentées au chapitre I permettant d'extraire la valeur du spin de la quasi-cible exigent une bonne localisation des fragments de fission ou des particules légères, une connaissance précise du plan de réaction et une estimation aussi précise que possible de l'énergie d'excitation.

Notre dispositif expérimental est le résultat d'un compromis entre toutes les contraintes expérimentales imposées par ce type d'étude et les nombreuses contraintes matérielles (coût, encombrement ...).

La mesure des **énergies d'excitation** est réalisée par la détection des neutrons émis lors de la réaction. Leur détection se fera par l'intermédiaire du détecteur 4π ORION. Tous les détecteurs de produits chargés sont placés à l'intérieur de sa chambre à réaction. Une vue de l'ensemble des détecteurs contenus dans la chambre à réaction d'ORION est présentée sur la figure II.1.

Le **plan de réaction** est défini comme le plan contenant la direction du quasi-projectile et l'axe du faisceau. Les caractéristiques du quasi-projectile sont mesurées par un hodoscope, constitué de deux étages de détecteurs silicium multipistes. L'hodoscope peut se déplacer le long de l'axe du faisceau, permettant ainsi une grande couverture angulaire.

La détection et la localisation des **fragments de fissions** se fait dans deux plaques parallèles à avalanches situées de part et d'autre du faisceau.

Les **particules légères** sont détectées par deux couronnes de détecteurs CsI, comportant en tout 36 détecteurs et placées à 130° et 160° , angles choisis très à l'arrière, afin de sélectionner dans ces couronnes des particules évaporées par la quasi-cible.

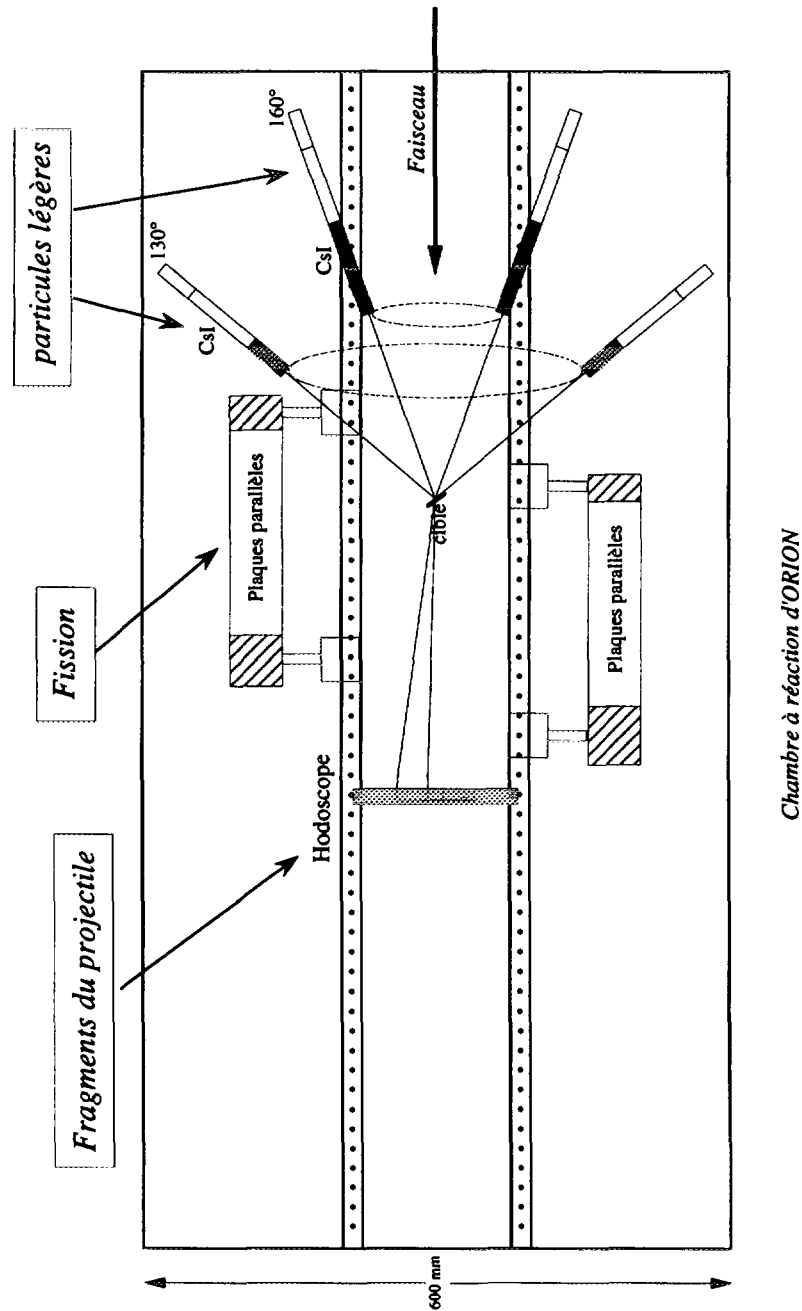


Figure II.1: Schéma de l'ensemble du dispositif expérimental permettant de détecter des produits chargés. Ces détecteurs sont placés à l'intérieur de la chambre à réaction d'ORION.

Le dispositif expérimental

L'expérience a été réalisée au GANIL en avril 1994.

Cette thèse se limitera à l'étude des spins extraits grâce à la fission, le manque de temps n'ayant pas permis de poursuivre cette étude sur les particules légères.

1 Les détecteurs

1.1 ORION

La neutralité électrique du neutron en a fait un outil unique et fortement apprécié dans différents domaines de la physique nucléaire. Toutefois, cette absence de charge fait de cette particule l'une des plus difficiles à détecter. Le principe de détection va donc consister à utiliser les interactions neutron-noyau (collisions élastiques ou inélastiques sur des éléments légers ou absorptions par des noyaux) produisant des particules chargées en mouvement ou des rayonnements gamma que l'on sait détecter.

a) Description du détecteur ORION

ORION : *OR*ganic *I*nterceptor *O*f *N*eutrons

ORION est constitué d'un ensemble de cylindres contenant un volume de 4m^3 de scintillateur liquide, ayant pour axe de symétrie la direction du faisceau. D'une longueur de 2.5 m, il est segmenté en cinq secteurs, A, B, C, D, E (la lettre F désignant le détecteur dans son ensemble), permettant une estimation de la distribution angulaire des neutrons émis. Chaque secteur est entouré de six photomultiplicateurs permettant de collecter la lumière émise dans le liquide. Au centre des trois secteurs centraux se trouve la chambre à réaction de 600mm de diamètre et de 1380 mm de long (voir figure II.4).

Comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant, la composition du scintillateur est un facteur important de l'efficacité du détecteur. Le liquide utilisé (NE 343) est composé:

- d'un solvant: le pseudocumène (tri-methyl benzène)
- d'un scintillateur: le para-terphénil et un "changeur de longueur d'onde": le Popop.
- enfin, le "capteur" de neutron: le Gadolinium (0.3% en masse).

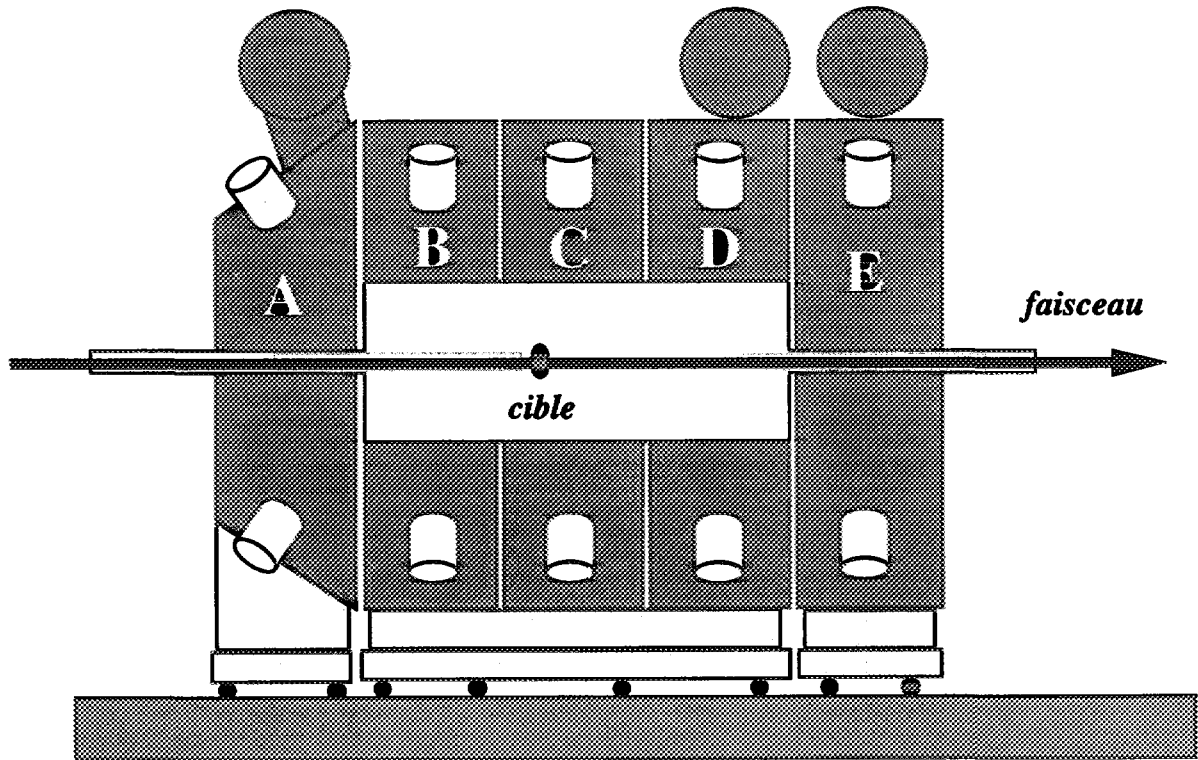


Figure II.2: Schéma du détecteur de neutrons ORION.

La lumière est collectée par 30 photomultiplicateurs dont le rôle consiste à convertir en signal électrique l'impulsion lumineuse sortant du scintillateur. Equidistants les uns des autres et orientés vers l'axe du faisceau, leur fenêtre d'entrée est de 5 pouces de diamètre. Leurs tensions de fonctionnement, de l'ordre de 1800 Volts, ont été ajustées en utilisant le rayonnement cosmique. Pour améliorer la collection de lumière, les parois internes d'ORION ont été recouvertes d'une peinture réfléchissante.

b) Principe de détection des neutrons avec ORION

Le processus utilisé s'effectue en deux phases: ralentissement du neutron puis absorption de celui-ci. Ces différentes étapes sont schématisées sur la figure II.3. Le neutron en pénétrant dans le scintillateur va perdre une grande partie de son énergie cinétique par diffusions élastiques sur les noyaux des atomes de carbone et d'hydrogène, principaux constituants du liquide. En quelques dizaines

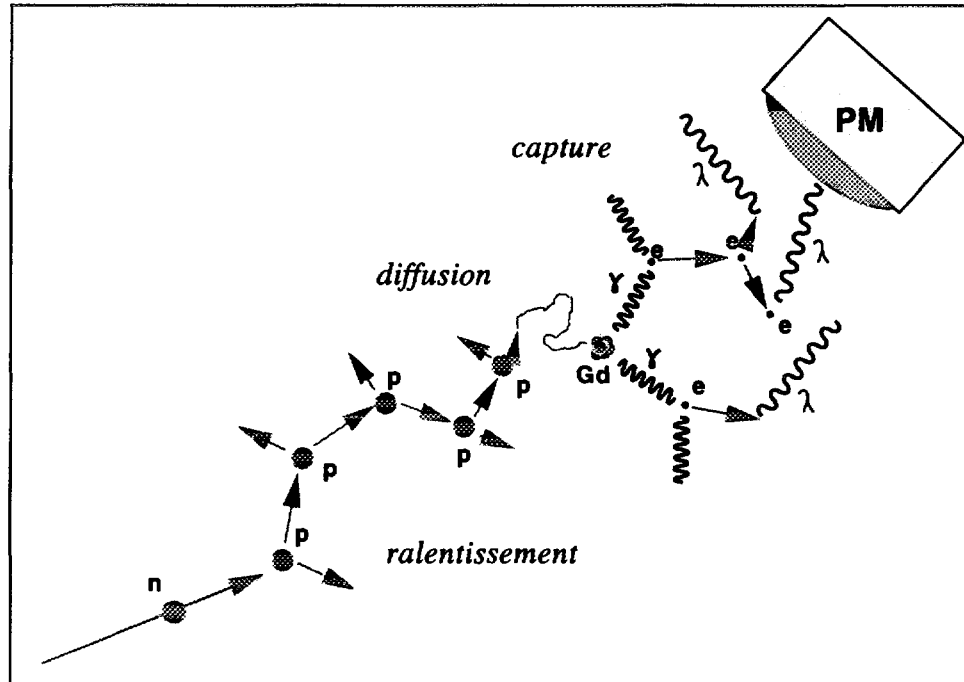


Figure II.3: Principe de détection d'un neutron dans ORION.

de nanosecondes, le neutron va passer d'une énergie de plusieurs MeV à quelques electron-volts. Les protons de recul issus des diffusions vont alors interagir électromagnétiquement avec les atomes et molécules du scintillateur, produisant de la lumière qui est convertie en impulsion électrique par les photomultiplicateurs. Ce signal rapide (pic prompt) va permettre d'annoncer qu'une réaction a effectivement eu lieu, l'amplitude du signal étant fortement corrélée à l'énergie totale des neutrons émis, au moins pour les collisions très violentes [MOR 95].

Le neutron, quant à lui, va poursuivre son chemin dans le milieu ralentisseur. Totalement thermalisé, la section efficace de capture par du gadolinium atteint 61000 barns pour le ^{155}Gd et 250000 barns pour du ^{157}Gd . Ces captures s'accompagnent d'une émission de trois gammas en moyenne qui, en interagissant avec le milieu, vont produire de la lumière détectée par les photomultiplicateurs entourant ORION.

Le temps de capture d'un neutron va donc dépendre de son temps de diffusion dans le scintillateur avant sa capture par le gadolinium. Analytiquement ce temps

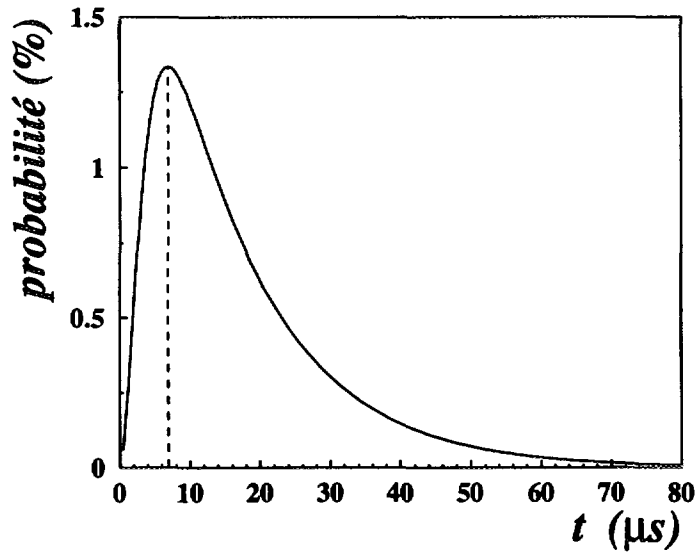


Figure II.4: *Probabilité de capture d'un neutron dans un scintillateur contenant du gadolinium (0.3%).*

est donné par [JAH 83]:

$$f(t) = \frac{\lambda^2 \beta}{(\beta - \lambda)^2} \{e^{-\lambda t}(t(\beta - \lambda) - 1) + e^{-\beta t}\}$$

où λ caractérise les propriétés modératrices du liquide et β la concentration de Gadolinium. L'allure de la distribution en temps de capture est donnée sur la figure II.4.

Les temps de capture par le gadolinium sont très longs et cela va permettre au détecteur de compter un à un les neutrons capturés pendant quelques dizaines de μs . Le détecteur ORION est donc capable de compter la multiplicité réelle des neutrons événement par événement. Il est toutefois nécessaire de corriger ces mesures pour tenir compte de l'efficacité et du bruit de fond.

c) Efficacité de détection

L'efficacité du détecteur ORION est définie comme le rapport entre le nombre de neutrons détectés et le nombre de neutrons émis. Plusieurs raisons peuvent empêcher la détection d'un neutron: il peut par exemple s'échapper du détecteur,

ou bien subir une réaction nucléaire dans laquelle il disparaît en temps que neutron, ou encore ne pas être détecté faute d'une collection de lumière suffisante.

Même si l'efficacité de détection des neutrons augmente avec les dimensions du détecteur, celle-ci va de toute façon chuter sensiblement avec l'énergie des neutrons. Cette perte d'efficacité provient essentiellement du fait qu'avec l'accroissement d'énergie, le libre parcours moyen du neutron va augmenter, rendant de plus en plus difficile son arrêt dans le détecteur. Mais ce n'est pas la seule explication. En effet, il existe dans l'interaction du neutron avec un milieu organique scintillant une compétition entre les voies élastiques (n,p) et d'autres voies de réaction de type $C(n,\alpha)Be$ ou $C(n,p)B$ qui font disparaître le neutron incident. Les sections efficaces des principales interactions du neutron avec le scintillateur sont présentées sur la figure II.5 en fonction de l'énergie du neutron incident [STR 78].

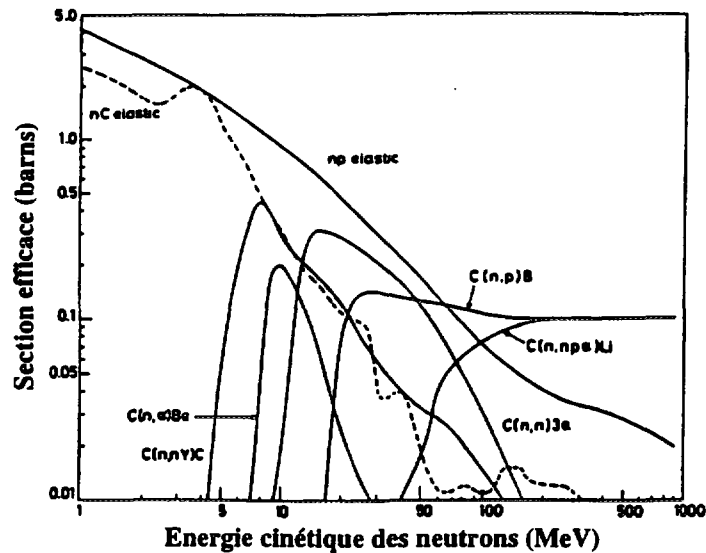


Figure II.5: Sections efficaces des différentes réactions entre un neutron et un composant du scintillateur [STR 78].

Pour tenir compte de tous ces problèmes, le programme de simulation DENIS (*Detection Efficiency Of Neutrons In Scintillators*) a été réalisé [POI 74]. Ce programme tient compte de la géométrie réelle du détecteur et permet de suivre pas à pas la progression du neutron dans le scintillateur jusqu'à sa capture ou sa disparition. Son libre parcours moyen et la nature de l'interaction sont tirés aléatoirement à chaque étape. La lumière produite par le scintillateur et

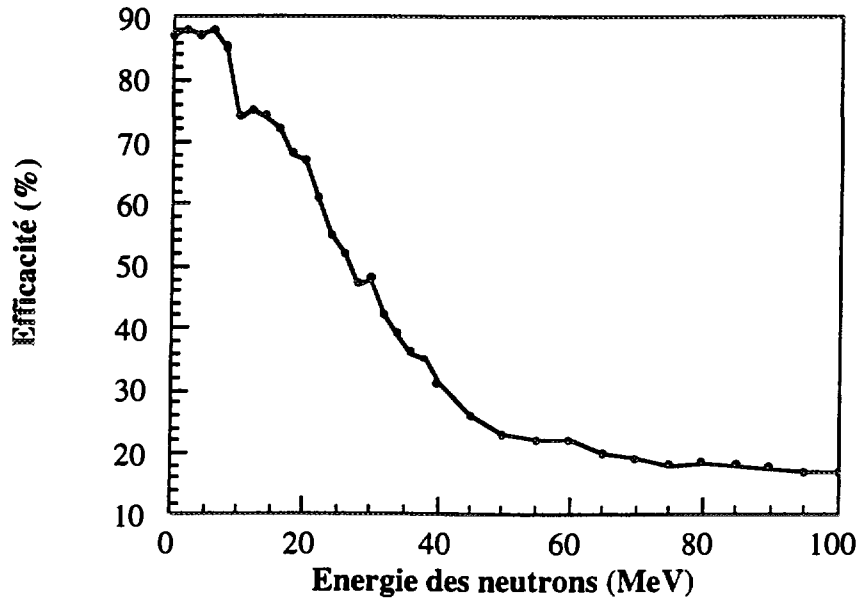


Figure II.6: *Efficacité de détection d'ORION en fonction de l'énergie des neutrons.*

la réponse des photomultiplicateurs n'entrent pas explicitement dans cette simulation; on considère que le neutron est détecté si l'énergie déposée dans le scintillateur par les rayons γ issus de la désexcitation du gadolinium est supérieure à un certain seuil. Pour calculer ce seuil, on effectue une mesure d'efficacité dans ORION à l'aide d'une source référence de ^{252}Cf . En posant la source à la place de la cible, on relève le nombre de neutrons n_i détectés dans chaque secteur d'ORION. La source de californium émet en moyenne 3.78 neutrons par fission, et donc le rapport $\varepsilon = n_i/3.78$ nous donne l'efficacité de détection dans les 5 secteurs. On ajuste, alors, les seuils dans DENIS de manière à reproduire à la fois l'efficacité totale mesurée et l'efficacité dans chaque secteur, ces mesures étant faites indépendamment les unes des autres, comme nous le verrons au chapitre II §5.1. L'efficacité d'ORION pour des neutrons émis isotropiquement dans le laboratoire est montrée sur la figure II.6 en fonction de l'énergie des neutrons. Des mesures effectuées à Louvain la Neuve [PER 97] avec des faisceaux monoénergétiques de neutrons valident cette courbe d'efficacité jusqu'à des énergies cinétiques de 30 MeV, énergie maximum pour laquelle la mesure

a été faite à Louvain-la-Neuve. L'efficacité réelle d'ORION pour les réactions étudiées ici sera discutée au chapitre VI §7.1.

d) Le bruit de fond

Pendant la durée du comptage des neutrons, divers phénomènes peuvent perturber la mesure. ORION est en effet sensible à tout rayonnement extérieur à la réaction comme les rayons cosmiques et la radioactivité ambiante due, par exemple, aux isotopes radioactifs contenus dans les murs de béton de la salle d'expérience. Pour effectuer une mesure correcte, il faut donc estimer toutes les sources perturbatrices ainsi que, comme nous l'avons vu, l'efficacité du détecteur.

1.2 L'hodoscope

Pour mener à bien l'étude que nous nous proposons de faire, il est important de pouvoir reconstituer la cinématique des réactions. En plaçant un détecteur de produits chargés aux angles avant de la réaction, nous allons pouvoir détecter les noyaux quasi projectiles issus de réactions binaires et une partie importante de fragments issus de réactions plus complexes.

a) Description

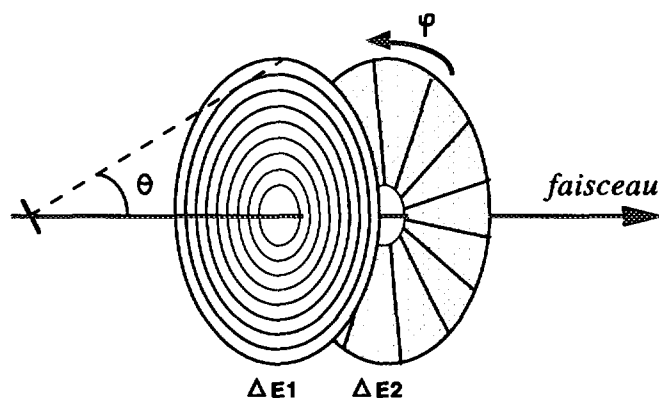


Figure II.7: Détecteurs circulaire et radial constituant l'hodoscope.

L'hodoscope est un détecteur de produits chargés, composé de deux étages successifs de détecteurs silicium (Si). Le besoin d'une bonne localisation du pro-

Le dispositif expérimental

duit détecté nous a amené à choisir des détecteurs à pistes de grande surface et de haute définition. Les détecteurs ont 68 mm de diamètre avec un trou central de 13 mm de diamètre permettant le passage du faisceau. Cette géométrie annulaire permet de couvrir en une seule mesure tous les azimuts correspondant à un angle polaire donné. Elle est donc particulièrement bien adaptée à la définition du plan de réaction avec une bonne efficacité.

Détecteur circulaire: ΔE_1

Le premier étage de l'hodoscope est composé de deux fois 32 pistes circulaires réparties à droite et à gauche du disque (voir figure II.8). Pour des raisons pratiques, ces pistes ont été reliées deux à deux. Nous avons donc à notre disposition deux séries de 16 pistes de part et d'autre du disque. Un anneau de garde annulaire de 200 μm de large, jouxtant le trou central, permet de rétablir un champ électrique correct pour la piste la plus interne. Les caractéristiques du détecteur sont:

- ↪ épaisseur 159 μm = 37 mg/cm^2
- ↪ largeur des pistes : $2 \times 0.77 \text{ mm} = 1.54 \text{ mm}$
- ↪ interpiste : 0.05 mm
- ↪ zone active entre 15 et 68 mm de diamètre.

Ce détecteur va permettre une localisation en angle polaire θ (angle entre le produit détecté et l'axe du faisceau).

Détecteur radial: ΔE_2

Le second étage est constitué de 128 pistes radiales. Comme pour le détecteur circulaire nous ne disposons pas suffisamment de voies d'électronique pour coder chacune des 128 pistes individuellement. Nous avons donc dû regrouper des pistes entre elles. Toutefois pour garder un domaine de bonne résolution en ϕ , les pistes ont été regroupées soit par deux, soit par six, conduisant à 16 pistes de petites surfaces et 16 pistes de grandes surfaces, comme schématisé sur la figure II.8. D'où la répartition suivante :

- ↪ 16 petites pistes réparties sur 90 degrés

- ↪ 16 grandes pistes sur le reste du disque
- ↪ épaisseur $484 \mu\text{m} = 112.77 \text{ mg/cm}^2$
- ↪ ouverture angulaire des petites pistes: 5.87 degrés
- ↪ ouverture angulaire des grandes pistes: 16.32 degrés

Ce détecteur va permettre une couverture azimutale en ϕ .

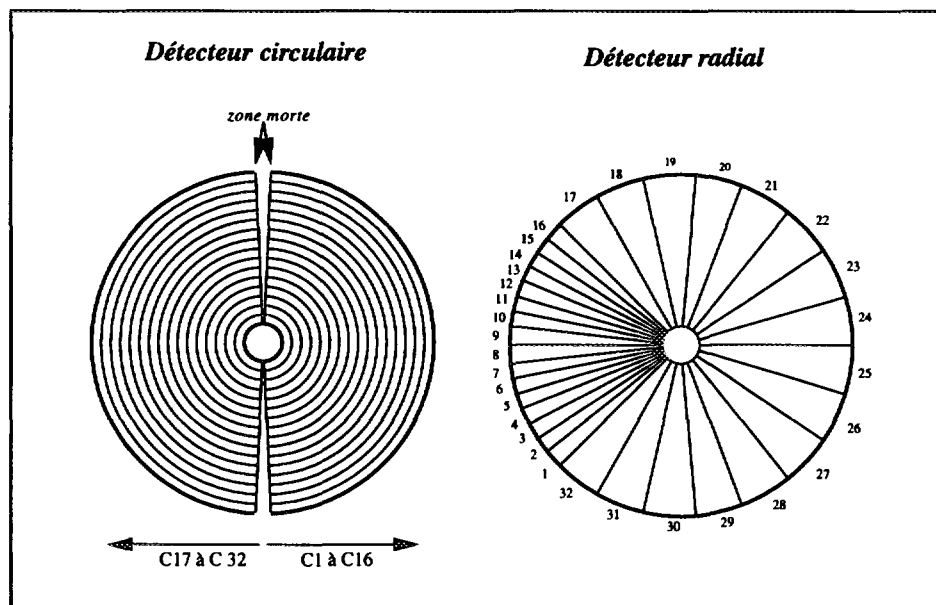


Figure II.8: Schéma des détecteurs circulaire et radial.

b) Domaine angulaire couvert

L'hodoscope, disposé sur un chariot, pouvait être éloigné ou rapproché de la cible durant l'expérience. Deux positions ont été choisies pour permettre la meilleure couverture angulaire. Nous avons ainsi:

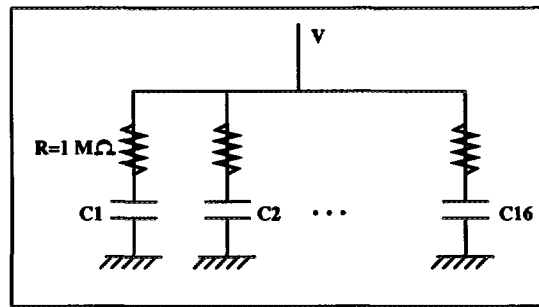
- position éloignée : $d=269 \text{ mm}$ (distance cible/ détecteur frontal)
 - ↪ ouverture angulaire de 1.73 à 7.11 degrés
- position rapprochée: $d=69 \text{ mm}$

Le dispositif expérimental

↔ ouverture angulaire de 6.72 à 25.93 degrés

Les angles correspondant au milieu des pistes pour les deux positions de l'hodoscope sont donnés dans les tableaux II.1 et II.2.

Néanmoins, nous avons été contraints de limiter ces domaines angulaires lors de l'analyse des données. En effet, les tensions de fonctionnement des détecteurs circulaire et radial de l'hodoscope sont respectivement de 10 et 80 V. Les détecteurs étaient polarisés par 4 alimentations correspondant aux pistes circulaires 1 à 16 et 17 à 32, radiales 1 à 16 (petites radiales) et 17 à 32 (grandes radiales). Ce regroupement a été imposé par la quantité limitée d'alimentations à notre disposition. Chacune des pistes était alimentée en parallèle à travers une résistance de charge de $1\text{ M}\Omega$, selon le schéma suivant:



Aux cours de l'expérience, les courants débités ont atteint la limite supérieure des alimentations. Cela s'explique par le vieillissement du silicium, fortement accéléré par les taux de comptage importants supportés, dus aux mesures faites à très petits angles. Il en résulte que les pistes présentant les courants les plus élevés ont été fortement sous polarisées et ont présenté de gros défauts de collection. Ainsi nous avons été contraints à l'analyse de supprimer d'une part les premières pistes circulaires (C_1 à C_5 et C_{17} à C_{21}) pour les mesures en position reculée de l'hodoscope (269 mm) effectuées en fin d'expérience, et d'autre part une piste circulaire (C_1 et C_{17}) pour les mesures avec l'hodoscope à 69 mm de la cible (ces mesures ayant été effectuées en début d'expérience). Le domaine couvert est ainsi limité pour les deux positions de l'hodoscope à:

$$\theta = [3.0^\circ, 7.2^\circ] \quad \text{et} \quad \theta = [7.7^\circ, 26.2^\circ]$$

Par ailleurs, les grandes radiales (correspondant à 6 pistes individuelles regroupées) ont été également légèrement sous polarisées durant l'expérience, im-

Piste Circulaire	Rmin (mm)	Rmoy (mm)	Rmax (mm)	d=69 mm		d=269 mm	
				θ (degré)	Ω (Sr)	θ (degré)	Ω (Sr)
1 et 17	7.75	8.55	9.34	7.06 ± 0.65	$9.04 \cdot 10^{-3}$	1.82 ± 0.17	$6.08 \cdot 10^{-4}$
2 - 18	9.35	10.18	10.98	8.39 ± 0.65	$1.07 \cdot 10^{-2}$	2.17 ± 0.17	$7.24 \cdot 10^{-4}$
3 - 19	11.03	11.83	12.62	9.72 ± 0.64	$1.22 \cdot 10^{-2}$	2.52 ± 0.17	$8.39 \cdot 10^{-4}$
4 - 20	12.67	13.46	14.26	11.03 ± 0.64	$1.38 \cdot 10^{-2}$	2.86 ± 0.17	$9.54 \cdot 10^{-4}$
5 - 21	14.31	15.11	15.90	12.35 ± 0.63	$1.52 \cdot 10^{-2}$	3.21 ± 0.17	$1.07 \cdot 10^{-3}$
6 - 22	15.95	16.75	17.54	13.64 ± 0.62	$1.66 \cdot 10^{-2}$	3.56 ± 0.17	$1.18 \cdot 10^{-3}$
7 - 23	17.59	18.39	19.18	14.92 ± 0.62	$1.79 \cdot 10^{-2}$	3.91 ± 0.17	$1.30 \cdot 10^{-3}$
8 - 24	19.23	20.03	20.82	16.18 ± 0.61	$1.92 \cdot 10^{-2}$	4.26 ± 0.17	$1.41 \cdot 10^{-3}$
9 - 25	20.87	21.67	22.46	17.43 ± 0.60	$2.03 \cdot 10^{-2}$	4.61 ± 0.17	$1.52 \cdot 10^{-3}$
10 - 26	22.51	23.31	24.10	18.66 ± 0.59	$2.14 \cdot 10^{-2}$	4.95 ± 0.17	$1.64 \cdot 10^{-3}$
11 - 27	24.15	24.95	25.74	19.88 ± 0.58	$2.24 \cdot 10^{-2}$	5.30 ± 0.17	$1.75 \cdot 10^{-3}$
12 - 28	25.79	26.59	27.38	21.07 ± 0.57	$2.33 \cdot 10^{-2}$	5.64 ± 0.17	$1.86 \cdot 10^{-3}$
13 - 29	27.43	28.23	29.02	22.25 ± 0.56	$2.42 \cdot 10^{-2}$	5.99 ± 0.17	$1.97 \cdot 10^{-3}$
14 - 30	29.07	29.87	30.66	23.40 ± 0.56	$2.49 \cdot 10^{-2}$	6.34 ± 0.17	$2.08 \cdot 10^{-3}$
15 - 31	30.71	31.51	32.30	24.55 ± 0.55	$2.56 \cdot 10^{-2}$	6.68 ± 0.17	$2.19 \cdot 10^{-3}$
16 - 32	32.35	33.15	33.94	25.66 ± 0.52	$2.62 \cdot 10^{-2}$	7.02 ± 0.17	$2.30 \cdot 10^{-3}$

Tableau II.1: *Caractéristiques du détecteur circulaire.*

pliquant une moins bonne résolution en énergie que sur les petites radiales.

c) Domaine d'identification en Z

L'identification des produits traversant les détecteurs de l'hodoscope va se faire en utilisant la méthode $E - \Delta E$, c'est à dire en connaissant l'énergie déposée dans chacun des étages (ΔE_1 et ΔE_2). Ainsi, tout produit s'arrêtant dans le premier membre ne sera pas identifié. Il va donc exister des seuils en énergie sous lesquels l'information sera perdue. Des tables de pertes d'énergie dans les solides [HUB 86] permettent d'estimer la valeur de ces seuils: environ 14 A.MeV pour des produits de masse voisine de celle du projectile.

Tous les produits de charge supérieure à 24 et d'énergie inférieure à 35 A.MeV sont arrêtés dans le deuxième membre et sont donc identifiés. Pratiquement, la relaxation en vitesse augmentant quand le Z diminue, nous avons pu mesurer sans seuil supérieur en énergie tous les éléments ayant un Z supérieur à 22.

Le dispositif expérimental

petites radiales				grandes radiales			
Piste R	ϕ (degré)	$\Delta\phi$ (degré)	Ω (sr)	Piste R	ϕ (degré)	$\Delta\phi$ (degré)	Ω (sr)
1	222.19	5.62	$7.36 \cdot 10^{-4}$	17	317.81	16.87	$2.21 \cdot 10^{-3}$
2	227.81	"	"	18	334.69	"	"
3	233.44	"	"	19	351.56	"	"
4	239.06	"	"	20	8.44	"	"
5	244.69	"	"	21	25.31	"	"
6	250.31	"	"	22	42.19	"	"
7	255.94	"	"	23	59.06	"	"
8	261.56	"	"	24	75.94	"	"
9	267.19	"	"	25	92.81	"	"
10	272.81	"	"	26	109.69	"	"
11	278.44	"	"	27	126.56	"	"
12	284.06	"	"	28	143.44	"	"
13	289.69	"	"	29	160.31	"	"
14	295.31	"	"	30	177.18	"	"
15	300.94	"	"	31	194.06	"	"
16	306.64	"	"	32	210.94	"	"

Tableau II.2: *Caractéristiques du détecteur radial.*

1.3 Plaques parallèles à avalanches

Pour étudier la fission de la quasi-cible nous avons utilisé deux plaques parallèles à avalanches. Celles-ci vont nous permettre en effet de sélectionner les événements de fission et localiser l'impact des fragments. Les deux détecteurs proviennent de l'ensemble de détection *DELFI* [BOU 87] et ont été modifiés et adaptés à notre expérience.

a) Description des détecteurs

Les deux plaques utilisées sont identiques et ont pour dimension 302 mm de hauteur et 278 mm de largeur. Le gaz utilisé dans ces chambres est de l'isobutane (C_4H_{10}) à une pression de 7.5 mbar. Pour chaque plaque, les dimensions de la zone utile sont:

- 212 mm de hauteur
- 198 mm de largeur
- 35 mm d'épaisseur de gaz

Les fenêtres d'entrée des plaques sont constituées de feuilles de mylar aluminisé de 1.5 μm . La localisation est réalisée par deux plans de fils conducteurs selon X et Y, directions respectivement parallèle et perpendiculaire à la direction du faisceau (voir schéma en coupe: figure II.9). Le nombre de fils suivant les deux directions est identique, leur espacement est régulier. Il y a ainsi 160 fils en X et 160 en Y espacés de 1.27 mm. Les fils sont reliés entre eux deux par deux puis un retard est inséré entre chaque paire de fils. Ces deux plans de fils constituent les anodes et sont mis à un potentiel nul. La cathode, constituée d'une feuille de mylar aluminisée, est située entre les plans de fils X et Y à 3.2 mm de chacun de ces plans. Elle est polarisée négativement à une tension d'environ 600 V. Pour un impact donné, la position en X et Y va se déduire directement du temps de transit du signal, plus ou moins long, selon les longueurs de lignes à retard empruntées, le retard étant mesuré par rapport au signal prompt donné par la cathode. En traversant le détecteur, les fragments déposent de l'énergie dans le gaz. A l'aide de tables de pertes d'énergie [ZIE 85], on peut évaluer la quantité d'énergie déposée (ΔE) en fonction de la charge du fragment et de son énergie incidente. Les résultats sont donnés sur la figure II.10. L'énergie déposée

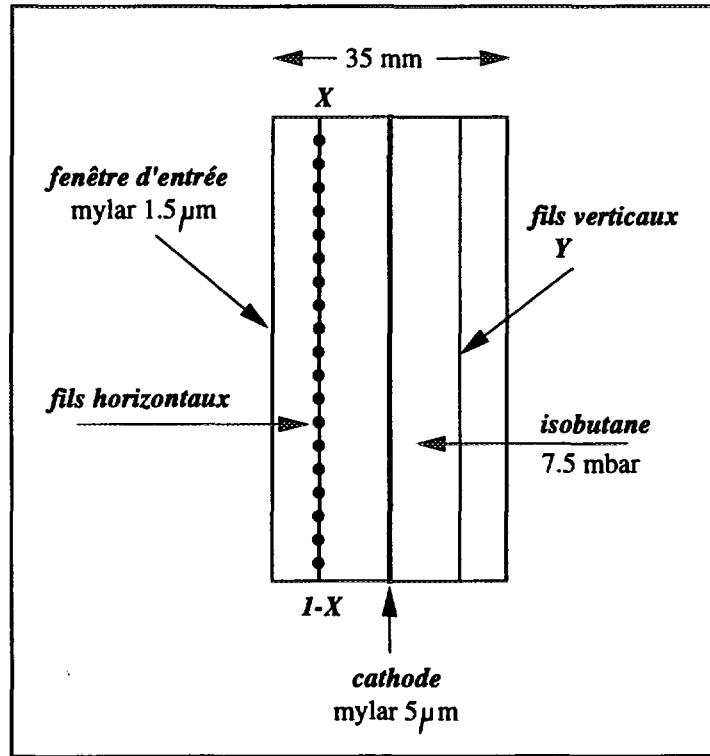


Figure II.9: Coupe d'un détecteur à plaques parallèles.

correspond uniquement à l'énergie laissée dans le gaz. Nous avons néanmoins tenu compte dans ce calcul de la perte d'énergie dans la feuille de mylar. Ces calculs apportent deux informations importantes:

- L'épaisseur de gaz est insuffisante pour arrêter la plupart des fragments de fission, voire même des résidus lourds.
- La quantité d'énergie déposée n'est pas proportionnelle à l'énergie incidente et dépend de l'endroit où l'on se situe sur la courbe de Bragg.

Ce dépôt d'énergie ne permettra pas, seul, d'identifier les événements de fission. Pour cela nous aurons recours à une autre information offerte par ces détecteurs: le temps de vol.

Le temps de vol représente le temps mis par le fragment pour parcourir la distance entre la cible et la plaque. Il est mesuré entre le signal de la cathode et un signal synchrone de la haute fréquence du cyclotron (HF). Nous verrons plus

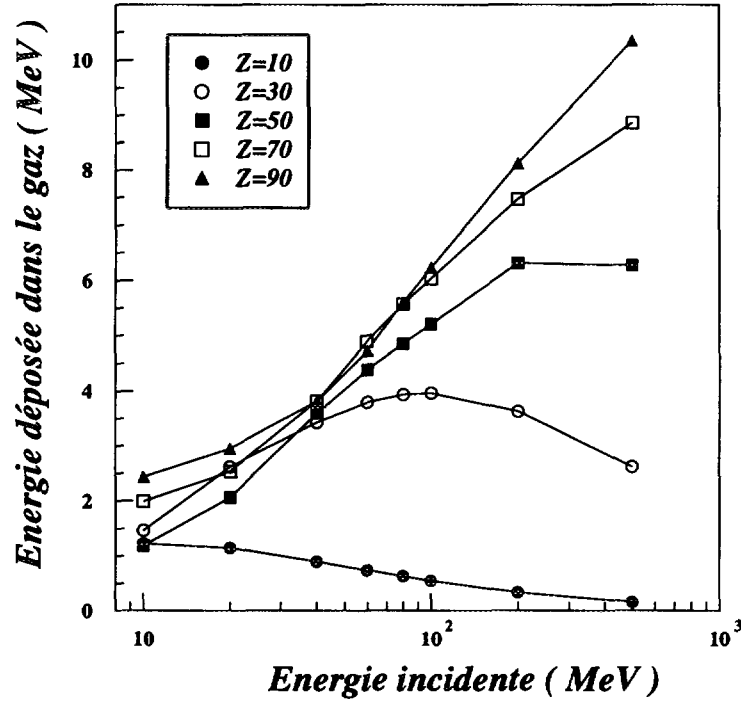


Figure II.10: *Energie perdue dans 35 mm de gaz (C_4H_{10}) après la traversée de $1.5 \mu m$ de mylar pour des produits de $Z=10, 30, 50, 70, 90$ et d'énergie incidente de 10 à 500 MeV.*

en details les mises en temps dans le chapitre suivant.

b) Domaines angulaires couverts

Les deux plaques sont disposées en vis-à-vis de part et d'autre de l'axe du faisceau. Leur position par rapport à la cible n'est pas identique, offrant deux domaines angulaires exploitables différents. La disposition expérimentale est schématisée sur la figure II.11. Le tableau II.3 présente les domaines angulaires couverts par chacune des plaques et les angles solides correspondant. Les conventions angulaires utilisées sont: θ , angle entre la direction du fragment et l'axe du faisceau (angle polaire), ϕ étant l'angle hors-plan (angle azimutal).

Ces plaques parallèles à avalanches vont détecter les fragments chargés, des plus légers jusqu'aux plus lourds (autour de la masse de la cible $A=238$). Grâce aux trois informations disponibles (localisation, énergie déposée et temps de vol)

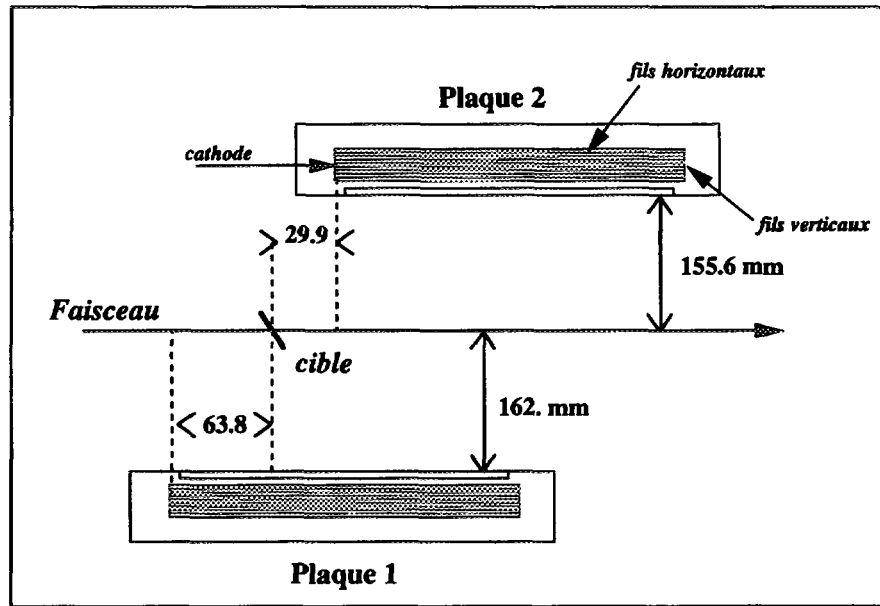


Figure II.11: Disposition géométrique des deux plaques parallèles.

	Plaque 1	Plaque 2
Θ_{min}	48	36
$\Theta_{max}(deg)$	114	84
$\Phi_{min}(deg)$	62	240
$\Phi_{max}(deg)$	121	301
$\Omega(sr)$	1.31	0.79

Tableau II.3: Domaines angulaires des deux détecteurs à plaques parallèles.

nous allons pouvoir sélectionner les événements provenant uniquement de la fission de la quasi-cible.

2 Les faisceaux et les cibles

Nous avons utilisé deux structures en temps du faisceau de ^{84}Kr à 35 A.MeV pendant l'expérience: un faisceau haché et un faisceau continu.

Faisceau haché

Pour effectuer les mesures "inclusives" de multiplicités de neutrons, c'est à dire les mesures déclenchées uniquement par le détecteur ORION, nous avons utilisé un faisceau haché. Au GANIL, le faisceau est généralement fourni sous forme de paquets de particules délivrés environ toutes les 100 ns. Il est alors possible de hacher ce faisceau avec un générateur de haute tension ("hacheur rapide") permettant de ne laisser passer qu'un paquet de particules toutes les 70 μs . Ainsi, la coïncidence entre ORION et ce paquet de faisceau assure qu'une réaction nucléaire a eu lieu (en faisceau continu, cette coïncidence peut avoir lieu avec un signal bruit de fond, représentant environ 15000 coups par seconde, ou un signal résultant des neutrons pendant les 70 μs nécessaires à la capture)

Faisceau continu

Le fonctionnement en faisceau haché ne permet pas d'obtenir une intensité suffisante pour des mesures "exclusives", c'est à dire conditionnées par la détection d'un produit chargé qui nécessite en plus l'utilisation de cibles minces (les fragments de fissions doivent pouvoir traverser la cible sans y être arrêtés). Pour avoir une statistique suffisante nous avons donc utilisé un faisceau continu. Les caractéristiques de ce faisceau sont les suivantes:

- faisceau de $^{84}_{36}\text{Kr}$ d'énergie: 35 A.MeV
- fréquence: 8.55 MHz
- état de charge: $Q=30^+$
- intensité maximale: 4 nA

Pour limiter la probabilité d'avoir des réactions empilées pendant le comptage des neutrons dans ORION, nous avons travaillé avec des intensités inférieures à 0.1 nA.

Le dispositif expérimental

Les cibles

Les cibles étaient disposées sur un porte cible télécommandable depuis la salle d'acquisition. Nous avons ainsi utilisé, pour les mesures inclusives, une cible d'uranium ($^{238}_{92}\text{U}$) de 284 mg/cm^2 d'épaisseur (cible épaisse), et pour les autres mesures, une cible d'uranium ($^{238}_{92}\text{U}$) de $600 \text{ }\mu\text{g/cm}^2$ sur un support de carbone de $43 \text{ }\mu\text{g/cm}^2$ d'épaisseur (cible mince). D'autres mesures ont été faites avec une cible de carbone ($^{12}_6\text{C}$) de $245 \text{ }\mu\text{g/cm}^2$. Toutes les cibles, de 20 mm de diamètre, étaient montées sur un cadre en acier de 0.3 mm d'épaisseur. La cible en service était inclinée de 60° par rapport à la direction du faisceau. Des mesures sans cible ou uniquement avec l'anneau de support en acier ont été réalisées également à titre de contrôle.

3 Position du faisceau

L'étude que nous allons faire nécessite une bonne connaissance de la direction du faisceau. C'est elle, en effet qui va nous permettre de définir le plan de la réaction. Il va donc falloir vérifier la position du faisceau sur la cible ainsi que sa direction tout au long de l'expérience.

3.1 Vérification avec l'hodoscope

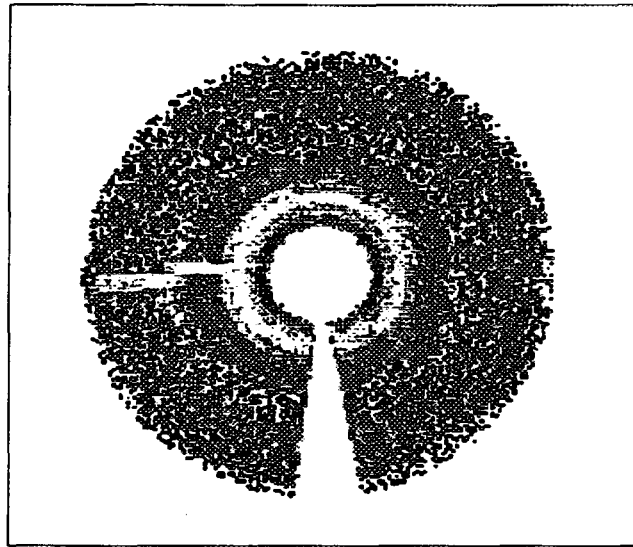


Figure II.12: *Impacts dans l'hodoscope.*

La figure II.12 présente une vue de face des points d'impact des fragments détectés par l'hodoscope pendant l'expérience. L'hodoscope couvre ici, un domaine angulaire compris entre 1.7° et 7.2° (position éloignée de la cible). Les premières pistes circulaires sont donc essentiellement dominées par des impacts correspondant à la diffusion élastique ($\theta_{eff}=6.9^\circ$). Un mauvais centrage du faisceau se traduirait de façon extrêmement sensible par un taux de comptage non symétrique par rapport au centre du détecteur. Nous constatons ici que les impacts sont bien symétriques par rapport au centre du détecteur, bien qu'une intensité plus forte apparaisse sur les deux pistes radiales situées à gauche du détecteur. Cette forte intensité correspond à un halo très localisé du faisceau direct venant frapper le détecteur. Cette contribution parasite associée à des

Le dispositif expérimental

multiplicités de neutrons très faibles et à des produits de $Z=36$ détectés dans l'hodoscope, nous gênera peu dans la suite de cette étude.

3.2 Vérification avec les moniteurs

Nous avons à notre disposition quatre moniteurs situés près de la cage de Faraday de part et d'autre du faisceau. Ces moniteurs sont constitués de jonctions silicium de surface 25 mm^2 et d'épaisseur $299 \text{ }\mu\text{m}$. Les positions de ces quatre moniteurs sont données dans le tableau suivant (II.4). Deux distances moniteurs-faisceau étaient accessibles: position1=20 mm et position2=25 mm.

moniteur	distance (mm)	position 1 θ (degré)	position 2 θ (degré)
1	3016.2	0.38	0.47
2	3041.2	0.38	0.47
3	2941.4	0.39	0.49
4	2966.2	0.39	0.48

Tableau II.4: *Distance à la cible et angle par rapport à la direction du faisceau des moniteurs.*

Durant le déroulement de l'expérience, le nombre de produits détectés dans chaque moniteur était écrit plusieurs fois au cours d'un même run. C'est à partir de ces différents comptages que nous allons estimer la position du faisceau dans le plan des moniteurs, à environ 3 mètres de la cible. Nous allons utiliser pour cela une méthode reposant sur les propriétés de la diffusion élastique.

Dans un domaine angulaire où la diffusion élastique suit la loi de Rutherford, la section efficace de diffusion est donnée par l'expression suivante:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm} = \left(\frac{Z_p Z_c}{4E_{cm}}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta_{cm}/2)}$$

où, "cm" signifie que les quantités sont mesurées dans le système du centre de masse, Z_p et Z_c sont les charges du projectile et de la cible. E_{cm} est l'énergie du projectile et θ_{cm} est l'angle de diffusion. On en déduit la valeur de la section efficace dans le laboratoire par:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} = J(\theta_{cm}) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$$

avec:

$$J(\theta) = \frac{(1 + 2K\theta_{cm} + K^2)^{3/2}}{1 + K \cos \theta_{cm}} \quad \text{et} \quad K = \frac{m_p}{m_p + m_c}$$

m_p et m_c sont respectivement les masses du projectile et de la cible. Dans le domaine angulaire des angles des moniteurs, la section efficace différentielle dans le laboratoire peut être approximée par:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{lab} \propto \frac{1}{\sin^4(\theta_{lab}/2)}$$

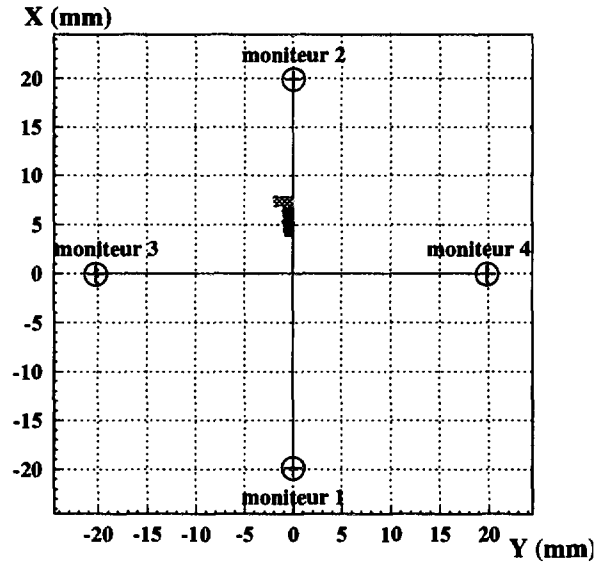


Figure II.13: *Evolution au cours du temps de la position du faisceau dans le plan des moniteurs.*

Il est donc possible, en théorie, de déterminer avec grande précision la position du faisceau sur la cible en calculant pour les 4 moniteurs les angles qui permettent de reproduire leurs comptages relatifs. Néanmoins, cela suppose que l'axe réel du faisceau soit rigoureusement parallèle à son axe théorique. Avec cette hypothèse, nous trouvons que le faisceau aurait été décalé sur la cible d'environ 7mm. Or un tel décalage, énorme, n'existe pas au niveau de la cible ainsi que le montre la figure II.12. L'axe effectif du faisceau n'est donc pas parallèle à son axe théorique, mais il existe un angle de désalignement d'environ 0.1° . Le décalage est négligeable comparé à notre résolution angulaire. L'évolution au cours du

Le dispositif expérimental

temps de la position du faisceau dans le plan des moniteurs est présentée sur la figure II.13. Nous constatons une bonne stabilité en position tout au long de l'expérience.

4 Calcul des sections efficaces de réaction

Il sera intéressant dans cette étude de connaître les sections efficaces mises en jeu dans les réactions. Pour cela nous devons connaître le nombre d'ions incidents du faisceau. Son calcul va se faire, également, à l'aide des moniteurs.

La cible que nous avons utilisée dans notre expérience est constituée d'uranium, déposé sur un support de carbone. Le nombre d'atomes de carbone étant important, sa contribution à la section efficace totale de réaction ne va pas être négligeable. Nous sommes en fait en présence d'une cible composée d' ^{238}U de $600\mu\text{g}/\text{cm}^2$ et de ^{12}C de $43\mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur. Le nombre de noyaux présents dans le faisceau incident ($\mathcal{I}$) s'exprime donc ici par:

$$\mathcal{I} = N / \left[e_u \left(\frac{d\sigma_u}{d\Omega} \right)_\theta + e_c \left(\frac{d\sigma_c}{d\Omega} \right)_\theta \right]$$

où

- les indices u et c indiquent qu'il s'agit de l'uranium ou du carbone
- $e_u=1.52 \cdot 10^{18}$ noyaux/ cm^2 est l'épaisseur d'uranium
- $e_c=2.16 \cdot 10^{18}$ noyaux/ cm^2 est l'épaisseur du carbone
- N est le nombre de coups comptés dans le moniteur considéré
- θ est l'angle de détection du moniteur

Les sections efficaces $d\sigma/d\Omega$ relatives au noyau considéré et à l'angle considéré ont été calculées par le code de diffusion élastique ECIS [RAY 81]. Dans le domaine angulaire qui nous intéresse, la diffusion élastique suit la loi de Rutherford. L'intensité du faisceau est ainsi calculée run par run tout au long de l'expérience.

L'obtention des sections efficaces se fera ensuite en utilisant la relation suivante:

$$\sigma \text{ (mb)} = \mathcal{N} \frac{1}{\mathcal{I}e} 10^{27}$$

avec:

- $\mathcal{N}$: nombre de réactions
- $\mathcal{I}$: nombre de particules incidentes

Le dispositif expérimental

- e : épaisseur de la cible en nombre d'atomes par cm^2

Outre l'intérêt de connaître la section efficace des réactions étudiées, nous allons, grâce à cette nouvelle information, pouvoir normaliser toutes les données recueillies à des instants différents.

5 Electronique de détection et d'acquisition

5.1 L'électronique d'ORION

Le schéma électronique est présenté figure II.15. Les signaux des photomultiplicateurs sont envoyés sur des discriminateurs à fraction constante (DFC) via un amplificateur rapide. Les 30 signaux logiques résultant sont alors distribués sur cinq sommateurs correspondant aux cinq secteurs d'ORION (A, B, C, D, E) et sur un sommateur total (F) représentant l'ensemble du détecteur. Les signaux sortant des sommateurs sont ensuite envoyés sur des discriminateurs dont les seuils sont ajustés de façon à ce que la sortie des sommateur corresponde à au moins deux photomultiplicateurs touchés par secteur (pour la multiplicité par secteur) ou deux photomultiplicateurs touchés en tout (pour le signal F). Les signaux sortant de ces discriminateurs sont alors comptés par des échelles. Pour le comptage des multiplicités de neutrons, les échelles ne sont activées que 500 ns après une réaction nucléaire et pendant 70 μ s et, pour la mesure du bruit de fond, 140 μ s après la réaction et pendant 70 μ s. Cette mise en temps est représentée sur le chronogramme, figure II.14 où TR représente un signal d'acceptation de l'événement par l'acquisition.

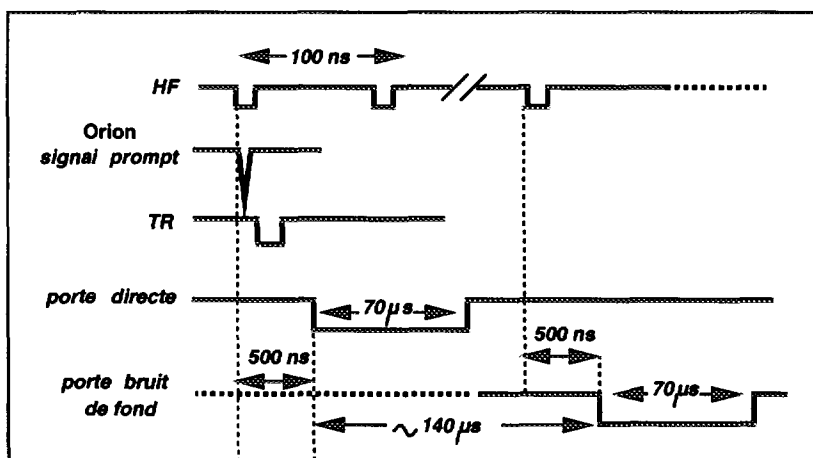


Figure II.14: Chronogramme d'ouverture des portes de comptage d'ORION.

On obtient ainsi le nombre de neutrons détectés dans chaque secteur, le nombre total, ainsi que le bruit de fond. Pour évaluer les problèmes de diaphonie entre les secteurs, on réalise également des coïncidences entre les secteurs voisins:

Le dispositif expérimental

A et B, B et C, C et D et D et E avec un ET logique. La multiplicité totale devient donc égale à :

$$M_{total} = M(A) + M(B) + M(C) + M(D) + M(E) - M(AB) - M(BC) - M(CD) - M(DE)$$

Il est ainsi possible de vérifier la cohérence entre les multiplicités mesurées grâce au signal F et celles mesurées secteur par secteur.

5.2 Electronique associée à l'hodoscope

Un schéma explicatif est donné figure II.16. Les signaux analogiques sont traités de façon équivalente pour les 64 pistes constituant l'hodoscope: préamplificateur de charge, puis amplificateur linéaire et enfin codeur analogique digital autorisé par un signal TR indiquant l'acceptation de l'événement par l'acquisition.

Comme nous l'avons vu, les données ne seront exploitables que si le produit pénètre dans le deuxième étage de l'hodoscope (information ΔE_1 et ΔE_2). Ainsi c'est le détecteur radial (ΔE_2) qui va produire le signal permettant de déclencher l'acquisition. Ce signal logique est généré par l'une des 32 voies du détecteur, traité par un amplificateur rapide et par un discriminateur. Les sorties des 32 discriminateurs correspondant aux 32 pistes du détecteur ΔE_2 sont alors passées par un OU logique, la sortie de ce OU servant de déclenchement à l'acquisition. La même sortie, mise en temps, sert à arrêter un TDC démarré par le signal HF validé par le TR de l'acquisition. On obtient ainsi une mesure du temps de vol du fragment qui a déclenché l'hodoscope. Ce temps de vol, peu précis, ne sert qu'à rejeter des événements non physiques.

Enfin, un signal logique est généré par un discriminateur à la sortie de chaque amplificateur rapide associé aux pistes circulaires. Ce signal logique ne sert que de marquage, indiquant quelles pistes circulaires ont été touchées.

5.3 Electronique associée aux plaques parallèles

Le schéma électronique associé aux détecteurs à plaques parallèles est présenté sur la figure II.17. Il est identique quelque soit la plaque considérée.

Lorsqu'un fragment traverse une plaque, la collection de charges sur la cathode centrale va servir de déclenchement à l'acquisition des données. Ce signal

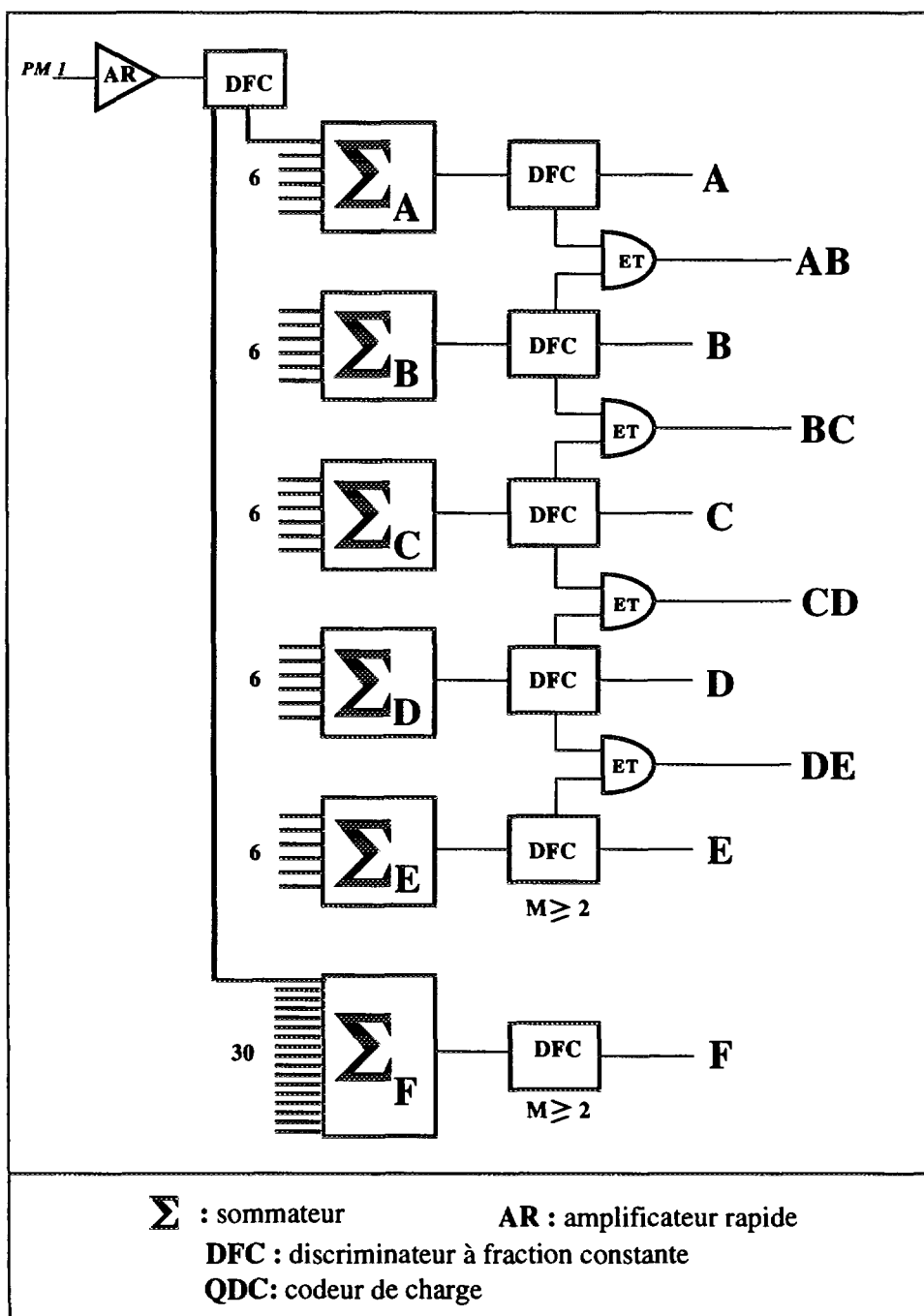


Figure II.15: Schéma électronique lié au comptage des neutrons.

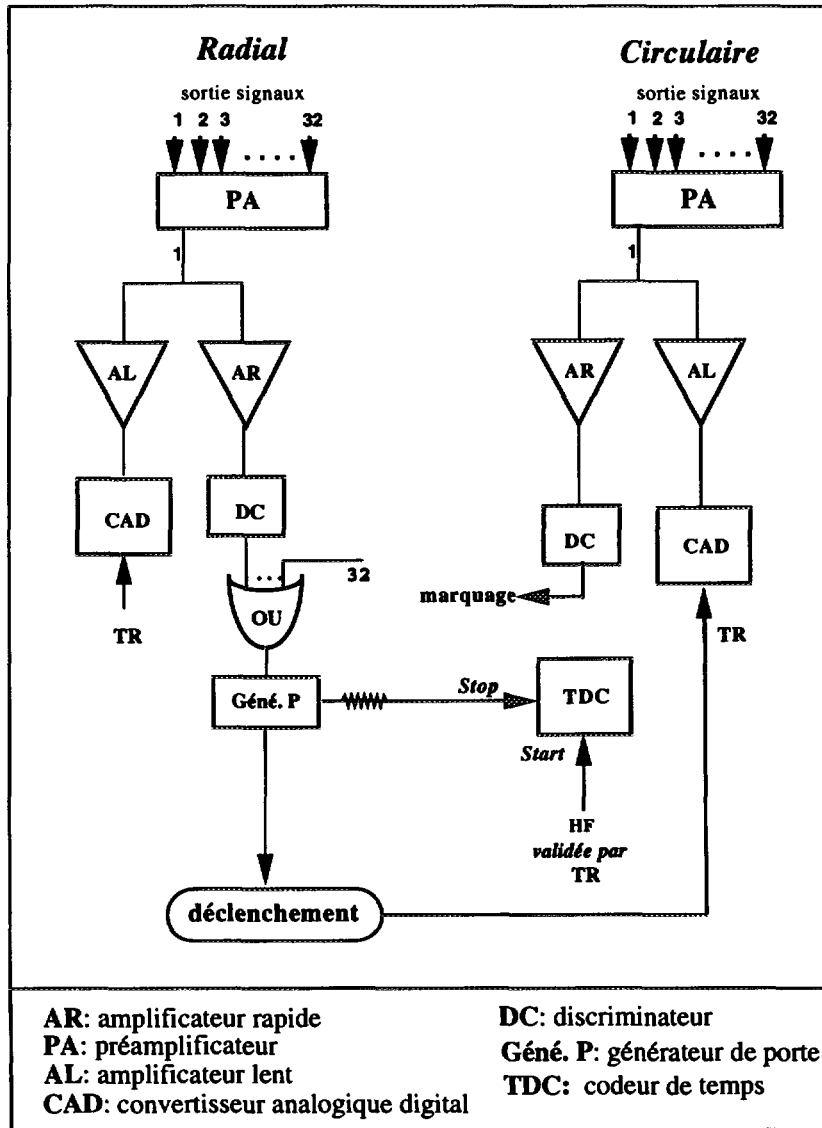


Figure II.16: Schéma électronique pour la détection avec l'hodoscope.

va également nous permettre la mesure de l'énergie déposée dans le gaz par le fragment et de temps de référence pour la localisation et la mesure du temps de vol. Le signal logique est généré par un préamplificateur rapide et un discriminateur à fraction constante. Ce signal logique sert à arrêter un TDC qui est démarré par la HF validée par le TR. On obtient ainsi le temps de vol associé à la plaque considérée. Le même signal logique de cathode, validé par le TR, sert à démarrer un TDC qui est arrêté par les signaux logiques provenant des lignes à retard des plaques.

Les signaux provenant des lignes à retard sont traités de la même façon: on a ainsi quatre informations en temps permettant la localisation en X (X_1 et X_2) et en Y (Y_1 et Y_2).

5.4 Electronique logique et mise en temps

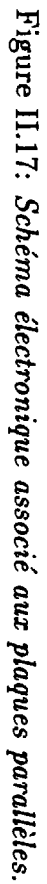
L'acquisition des données se fait en plusieurs étapes: en premier lieu, il faut décider si l'événement est retenu, puis coder les informations, et enfin écrire les données sur un support magnétique. Pour gérer toutes ces étapes, nous avons utilisé des modules développés au GANIL [MAR 85]:

- ↪ MDR (Module de Décision Rapide): déclenche l'acquisition si la configuration proposée est bonne.
- ↪ SUG (Séquenceur d'Utilité Général): permet de gérer les mises en temps et l'acquisition de l'ensemble des informations.
- ↪ UCR (Unité de Coïncidence Rapide): permet de coder la présence des voies de détection.

Pour notre expérience les signaux envoyés à l'entrée du MDR étaient:

- un **OU** de toutes les voies du détecteur radial de l'hodoscope;
- une des deux plaques parallèles touchée;
- une coïncidence triple entre le signal F d'ORION, la HF et un signal synchrone du hacheur rapide dans le cas des mesures inclusives.

Quand le MDR est touché, si l'acquisition n'est pas en temps mort, une fenêtre de coïncidence rapide, appelée TR, est générée. Ce signal (TR) va alors permettre



d'ouvrir les portes en temps des codeurs et l'acquisition des données est alors lancée. Les temps d'occupation des calculateurs sont pris en compte par un signal "temps mort" (TM) qui va inhiber toute opération pendant toute la durée de prise d'informations. L'ouverture des portes de comptage des neutrons se fait 500 ns après l'instant t_0 de la réaction nucléaire (voir chronogramme II.14). Le temps t_0 est déterminé à partir du signal TR généré soit par la détection d'un produit chargé, dans le cas où l'on travaille en faisceau continu, soit par une coïncidence triple entre le signal F d'ORION, le signal de HF et le hacheur, dans le cas où l'on travaille en faisceau haché (mesure des distributions inclusives de neutrons).

Chapitre III

Etalonnage des détecteurs

1 Etalonnage de l'hodoscope

Toutes les données accumulées durant l'expérience ne sont pas directement exploitables. Pour pouvoir commencer une analyse, il faut identifier les produits détectés et connaître leur énergie.

Avant de débiter l'expérience, nous avons vérifié la linéarité de l'ensemble préamplificateur de charge, amplificateur et codeur analogique-digital pour chacune des voies de l'hodoscope. Pour cela nous avons injecté à l'entrée de chaque voie un signal provenant d'un générateur d'impulsions. En variant l'amplitude du signal nous avons pu vérifier que la réponse électronique suivait bien la variation.

1.1 Etalonnage en énergie

Chaque piste des deux détecteurs, radial et circulaire, délivre des signaux d'amplitude qu'il va falloir convertir en unité d'énergie (MeV). Nous allons utiliser pour cela des signaux calibrés, délivrés par un générateur. Avec cette information, il sera alors possible de déterminer la transformation affine permettant la conversion des signaux bruts en données physiquement exploitables. Pour ce faire, nous envoyons sur chaque voie les impulsions d'un générateur sur le préamplificateur de charge, au travers d'une capacité connue. En faisant varier l'amplitude des impulsions, nous allons obtenir une relation entre la quantité de charges déposée à l'entrée du préamplificateur et la position du canal correspondant. Nous obtenons ainsi, pour chacune des 64 voies de l'hodoscope une relation linéaire entre le

numéro de canal et une valeur en charge (unité générateur):

$$\text{Canal} = \mathbf{a} \text{ Unité générateur} + \mathbf{b}$$

Pour faire la correspondance entre les unités générateur et l'énergie, nous allons utiliser le pic de diffusion élastique comme référence. L'énergie laissée par le projectile dans les deux étages de l'hodoscope peut être évaluée à l'aide de tables de perte d'énergie [HUB 86] en considérant les deux épaisseurs des détecteurs. Il faut également tenir compte de l'énergie perdue dans la cible et de celle perdue dans la feuille d'aluminium placée devant l'hodoscope. Ce point de référence va nous permettre d'obtenir un facteur d'étalonnage, unique pour les 64 pistes.

1.2 Identification en charge

Pour identifier la charge du produit détecté dans l'hodoscope, nous avons utilisé la méthode E- ΔE , basée sur les mesures de perte d'énergie dans deux étages de détection. Cette méthode repose sur la paramétrisation de la formule de Bethe [BET 37], donnée par:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n e^4 Z^2}{m v^2} \left\{ \ln \left(\frac{2m v^2}{I} (1 - \beta^2) \right) - \beta^2 - S - D \right\}$$

avec:

- n : nombre d'électrons par unité de volume de l'absorbeur
- Z , m et v : charge, masse et vitesse de l'ion incident
- I : potentiel moyen d'ionisation de l'absorbeur
- S et D : facteurs correctifs tenant compte respectivement des effets de couches électroniques et des effets relativistes sur la détermination de la densité de l'absorbeur.

Dans une première approche on peut négliger S et D , ainsi que les effets relativistes. L'expression se simplifie alors et donne:

$$E \frac{dE}{dx} \propto m Z^2$$

Soit ΔE_1 l'énergie laissée par un fragment dans le premier membre et ΔE_2 l'énergie déposée dans le deuxième membre. La matrice ΔE_2 versus ΔE_1 va

Etalonnage des détecteurs

permettre de discriminer en charge les produits détectés sous forme d'hyperboles. L'identification de toutes les lignes de Z va se faire à partir du pic très intense de diffusion élastique. Cette ligne contenant tous les produits de même charge que le projectile va servir de référence pour les autres hyperboles. Nous allons ainsi construire une série de séparatrices permettant l'identification immédiate du Z d'un produit détecté. Cette matrice d'identification $\Delta E_1 - \Delta E_2$ est présentée

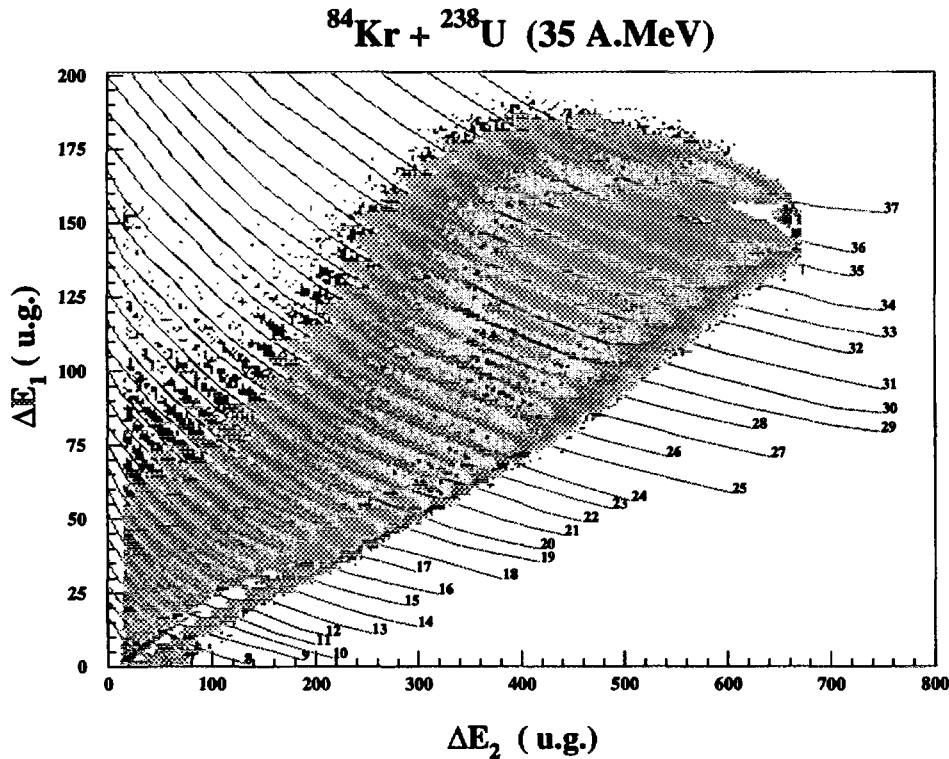


Figure III.1: Matrice $\Delta E_1 - \Delta E_2$. Les lignes correspondent aux séparatrices utilisées pour l'identification en numéro atomique.

sur la figure III.1 où toutes les cellules de l'hodoscope ont été sommées. On voit sur cette matrice que les hyperboles sont bien visibles et permettent une bonne séparation de $Z=6$ à $Z=37$. Les fragments de plus grande énergie ne sont plus arrêtés dans le deuxième membre de l'hodoscope en dessous de $Z=20$. Cela se traduit sur la matrice par un phénomène de rebroussement: plus l'énergie du fragment sera élevée, moins il en déposera dans les détecteurs. Le point de rebroussement correspond à l'énergie minimale pour qu'un fragment d'un Z donné ne soit pas arrêté dans le détecteur. A partir de ce point, les lignes de Z ,

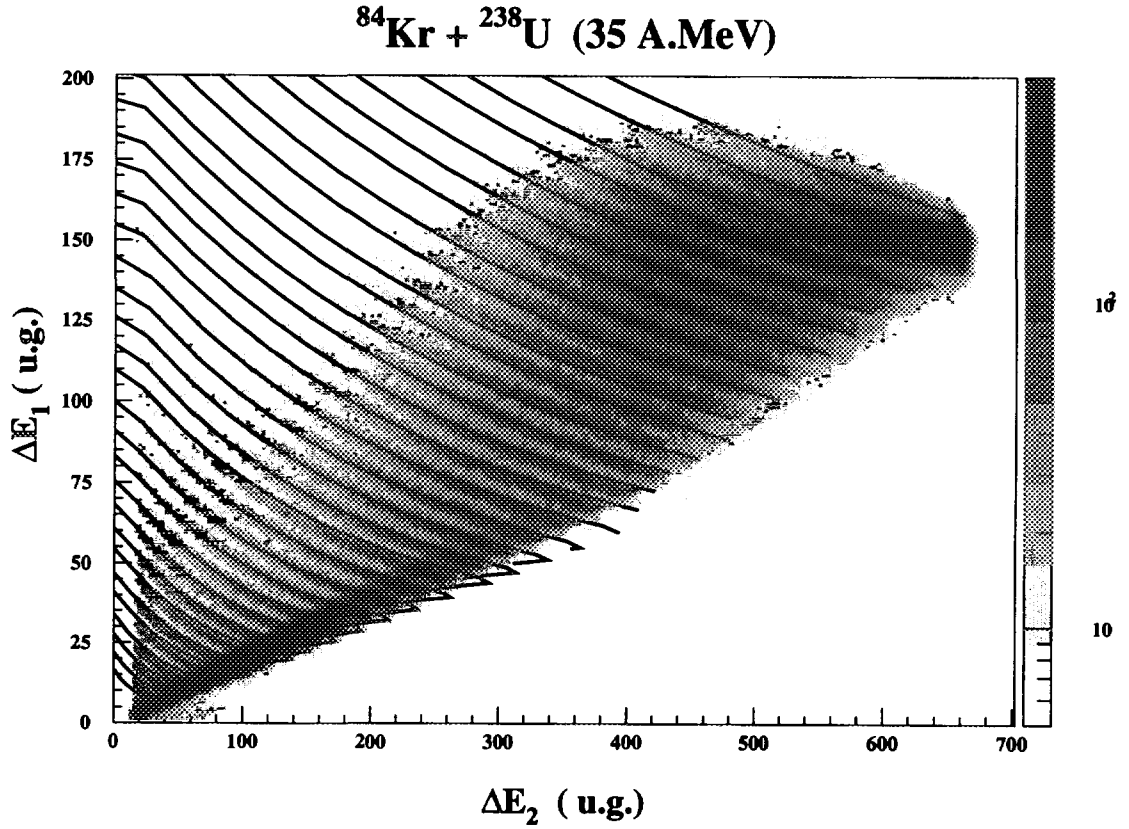


Figure III.2: Matrice $\Delta E_1 - \Delta E_2$. Les lignes de Z calculées à partir de tables de pertes d'énergie ont été superposées aux lignes expérimentales.

sur notre matrice, retournent vers l'origine, se mélangeant aux autres lignes de Z . N'ayant pas à notre disposition un troisième étage de détection permettant l'arrêt de ces fragments et donc leur identification, nous allons rejeter les événements se trouvant dans cette région de la matrice d'identification.

1.3 Vérification des étalonnages

A partir des tables de pertes d'énergie [HUB 86], on peut calculer pour chaque Z identifiable l'énergie déposée dans chaque étage de l'hodoscope (ΔE_1 et ΔE_2). Nous pouvons comparer la matrice $\Delta E_1 - \Delta E_2$ ainsi constituée avec nos données expérimentales. La superposition des lignes calculées sur la matrice expérimentale est présentée sur la figure III.2. Les lignes de Z calculées correspondent aux

Etalonnage des détecteurs

valeurs maximales. Le bon accord observé sur tout le domaine couvert en énergie pour chaque Z valide notre étalonnage.

2 Etalonnage des plaques parallèles à avalanche

Lorsqu'une plaque est touchée, on récupère les six informations suivantes:

- l'instant d'arrivée du signal t_K provenant de la cathode, mesuré par rapport au signal de HF du cyclotron;
- l'amplitude du même signal, liée à l'énergie déposée;
- 4 signaux de localisation: t_{X1}, t_{X2} et t_{Y1}, t_{Y2} .

2.1 Temps de vol

Le signal de la cathode (t_K) va nous permettre de mesurer le temps de vol:

$$TV = a t_K + b$$

où a , est la pente du convertisseur temps-amplitude et b , est une constante liée à la référence en temps. Nous n'utiliserons pas de temps de vol absolu, mais dépendant de cette constante.

2.2 Localisation

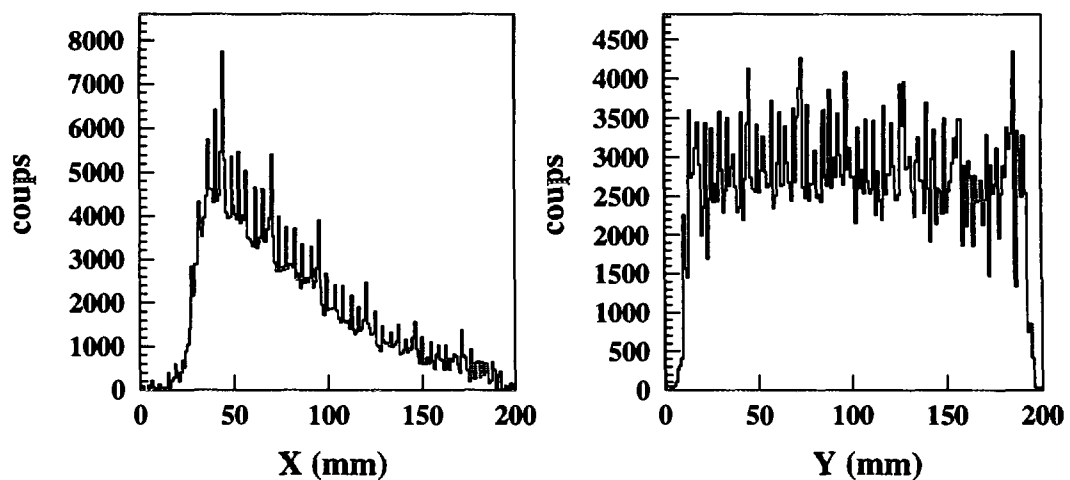


Figure III.3: Localisation en X et Y sur une plaque des fragments de fission d'une source de californium.

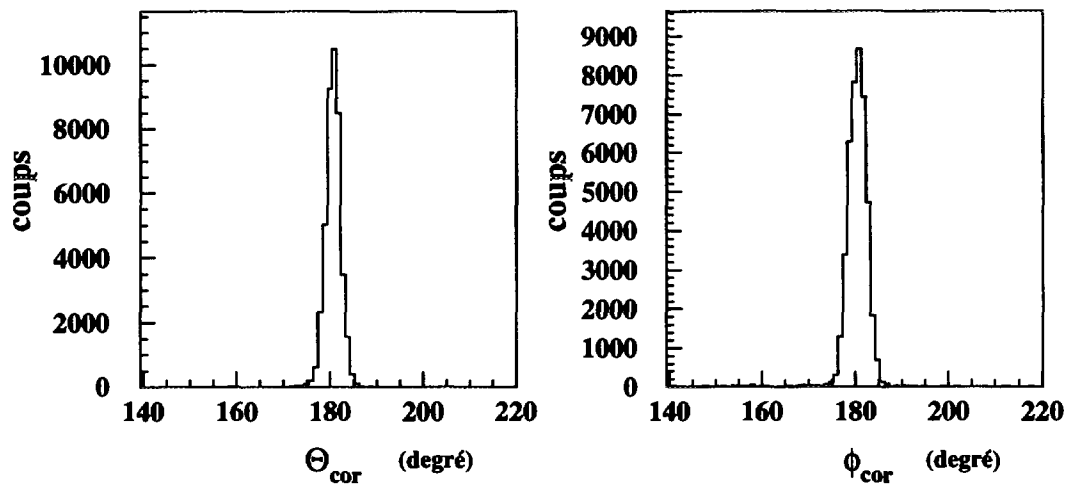


Figure III.4: Angles de corrélation des fragments de fission d'une source de californium détectés dans les deux plaques parallèles.

La localisation est faite à partir des deux plans de fils constituant les deux anodes de chaque plaque (voir description des détecteurs Chap II). Chaque signal de temps retardé est référencé par rapport au signal en temps de la cathode. Chaque dimension, X et Y, est alors définie par deux signaux: X_1 , X_2 et Y_1 , Y_2 . Cette double information permet de vérifier la validité des résultats et de s'affranchir du bruit, ou des problèmes de diaphonie. Les limites géométriques des plaques vont être définies par les deux extrémités des spectres de retard: X_1 (ou X_2) et Y_1 (ou Y_2). Pour effectuer cet étalonnage, nous avons utilisé une source mince de californium placée au même endroit que la cible au cours de l'expérience. On obtient ainsi la localisation en millimètre suivant les directions X et Y. Ces deux spectres sont présentés figure III.3. Les creux dans les spectres correspondent aux fils du plan de localisation. La décroissance du spectre de localisation en X est due à l'effet d'angle solide.

A partir de cet étalonnage en X et Y, nous pouvons déduire les deux angles θ et ϕ permettant de définir la direction du fragment par rapport à l'axe du faisceau et par rapport à un plan de référence.

Nous allons maintenant, à l'aide de ces angles, vérifier la localisation en regardant les angles de corrélation des deux fragments de fission issus de la source de californium et détectés dans les plaques 1 et 2.

Soient les deux angles de corrélation:

- θ_{cor} défini par: $\theta_{cor} = \theta_1 + \theta_2$
- et ϕ_{cor} défini par: $\phi_{cor} = \phi_1 - \phi_2$

Dans le cas d'une source de vitesse nulle, les deux fragments vont être émis dans deux directions opposées, soit θ_{cor} et ϕ_{cor} égaux à 180° . Cette vérification est présentée sur la figure III.4.

Chapitre IV

Distributions de multiplicités de neutrons

La multiplicité de neutrons M_n va nous servir tout au long de l'analyse de moyen de sélection. Elle est en effet reliée, au moins qualitativement, au paramètre d'impact de la réaction, apportant ainsi une bonne indication sur la violence de la collision [GAL 94]. Nous verrons par la suite (cf chapitre VI), comment à partir des multiplicités de neutrons corrigées il est possible d'estimer les énergies d'excitation des produits de la réaction.

1 Distributions inclusives

Les mesures dites "inclusives" sont les mesures déclenchées uniquement par le détecteur ORION en utilisant un faisceau haché et une cible épaisse pour compenser les faibles intensités (cf chapitre II). Les distributions de multiplicité de neutrons obtenues dans ces conditions vont servir de référence à celles obtenues en coïncidence avec la détection de produits chargés. En effet, le seuil de déclenchement sur le signal prompt (cf chapitre II) correspond à moins de 2 MeV équivalent électron. Donc, grâce aux mesures inclusives, nous avons la distribution de M_n correspondant à toutes les réactions, à l'exception des réactions très périphériques pour lesquelles moins de 2 MeV ont été libérés sous forme de gammas ou de neutrons.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, la mesure des neutrons s'effectue, lorsque l'événement est accepté, en ouvrant une porte de comptage de $70\mu\text{s}$ (porte

directe). Différents effets viennent perturber cette mesure:

- pendant le comptage de $70\mu\text{s}$, sont assimilés à des neutrons, des signaux de bruit de fond d'origines diverses (cosmiques, gammas du potassium...);
- bien que travaillant ici avec un faisceau haché, correspondant à un paquet de faisceau toutes les $70\mu\text{s}$, nous devons prendre en compte la probabilité d'avoir deux réactions nucléaires dans le même paquet. Cela correspond à des empilements.

Pour estimer la distribution de ces événements parasites, une seconde porte est ouverte (porte bruit de fond) décalée dans le temps de $140\mu\text{s}$ (voir figure II.14), mais de même longueur que la porte directe: statistiquement, la distribution des événements de bruit de fond est la même dans cette porte que dans la porte directe; de même, statistiquement, la probabilité d'avoir une réaction nucléaire dans le paquet de faisceau précédent la porte bruit de fond est liée à celle d'avoir deux réactions nucléaires dans le paquet précédant la porte directe.

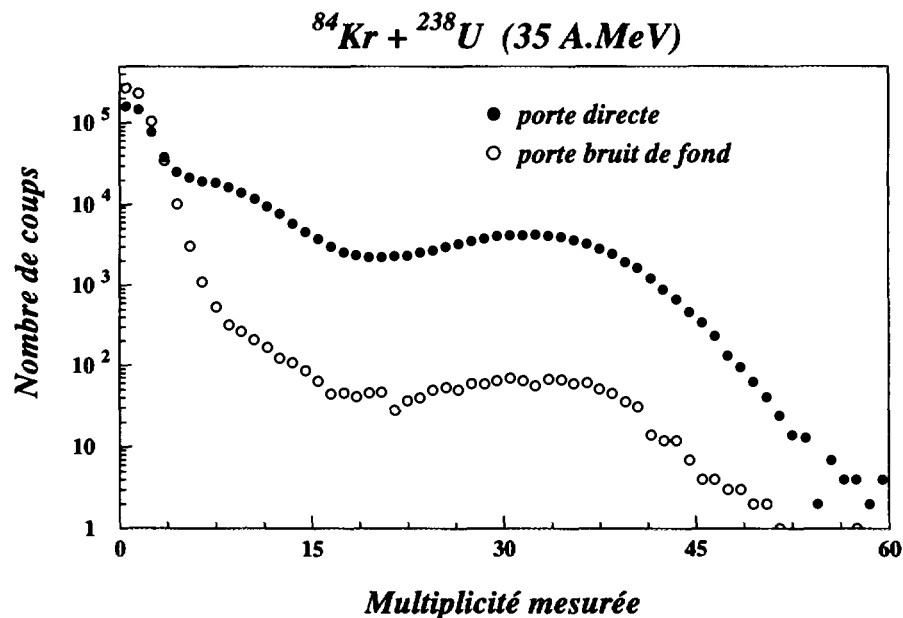


Figure IV.1: Distributions de multiplicités mesurées pour le système $\text{Kr}+\text{U}$ à 35 A.MeV dans "la porte directe" et dans la "porte bruit de fond".

Distributions de multiplicités de neutrons

Les distributions inclusives de multiplicités de neutrons et de bruit de fond sont présentées sur la figure IV.1. La distribution mesurée dans “la porte directe” est constituée de deux composantes bien distinctes: la première se situant aux basses multiplicités correspond aux collisions les plus périphériques, la deuxième formant une bosse centrée autour de $M_n=33$ est constituée par les collisions plus violentes où un nombre important de neutrons sont émis par les produits de la réaction. La forme de cette distribution est tout à fait comparable à celle obtenue pour d’autres réactions entre noyaux lourds [MOR 91], [PIA 91], [LOT 92], [BRE 93] et même pour des réactions induites par des projectiles légers à haute énergie, tels que des protons ou des ^3He à 2 GeV [LED 95] [PIE 94]. On peut noter toutefois la présence ici d’une troisième composante, située aux alentours de $M_n=10$. Cette contribution provient de réactions sur l’oxygène présent en surface sur la cible (oxydation de l’uranium). On peut vérifier sur la figure IV.2 qu’une cible proche de l’oxygène, le carbone, donne effectivement un maximum autour de $M_n=10$ pour les collisions très dissipatives.

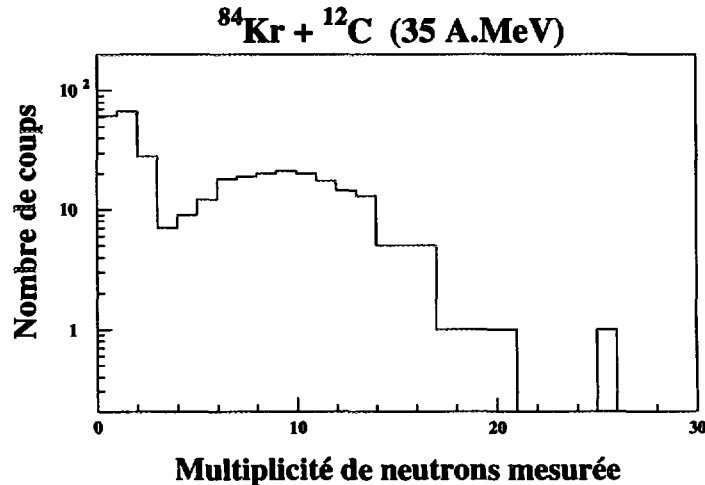


Figure IV.2: *Distribution de multiplicités mesurée pour le système Kr+C à 35 A.MeV.*

La distribution des événements de bruit de fond montre principalement des événements à faible multiplicité, mais la forme de la distribution aux grandes multiplicités ressemble à la distribution mesurée en “porte directe”. Cela montre que la majorité des neutrons mesurés pour ces grandes multiplicités proviennent de réactions fortement dissipatives produites dans le paquet de faisceau juste avant

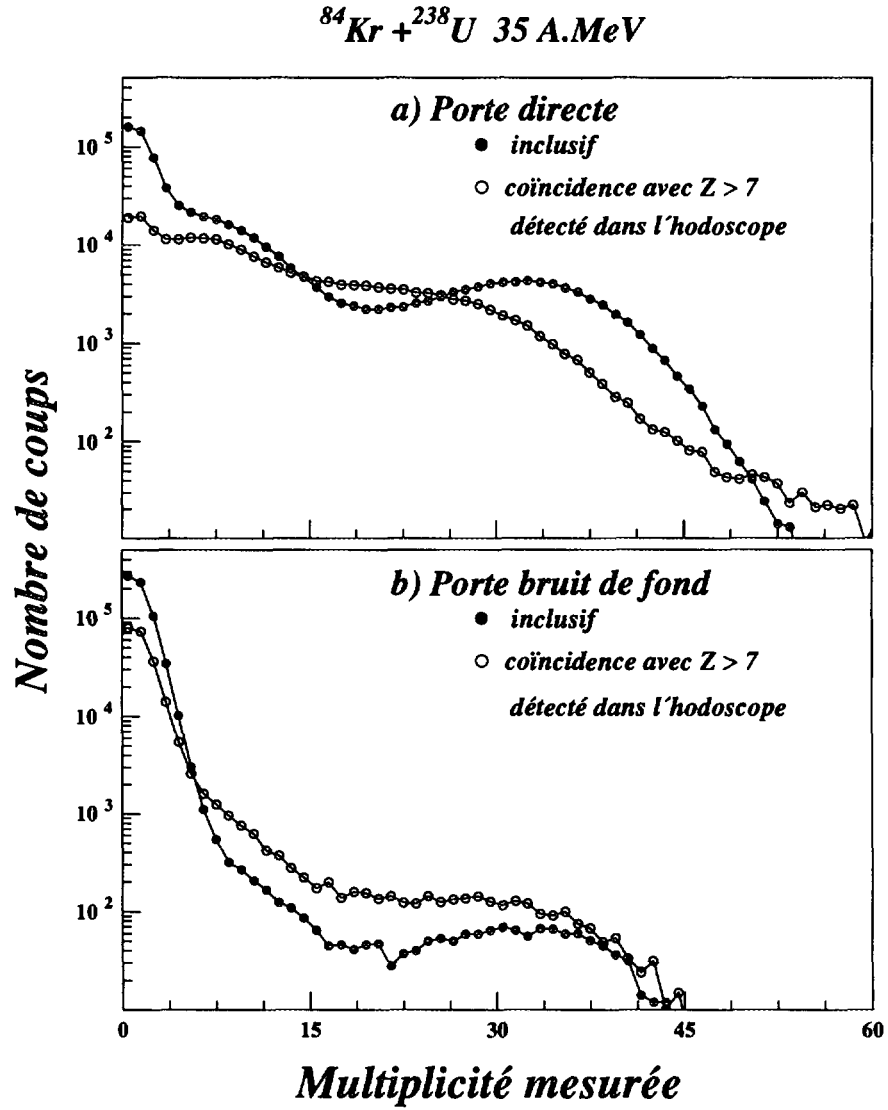


Figure IV.3: Distributions de multiplicités mesurées en inclusif et en coïncidence avec un quasi-projectile de $Z > 7$ détecté dans l'hodoscope, dans la "porte directe" a) et la "porte bruit de fond" b) pour le système $\text{Kr} + \text{U}$ à 35 A.MeV.

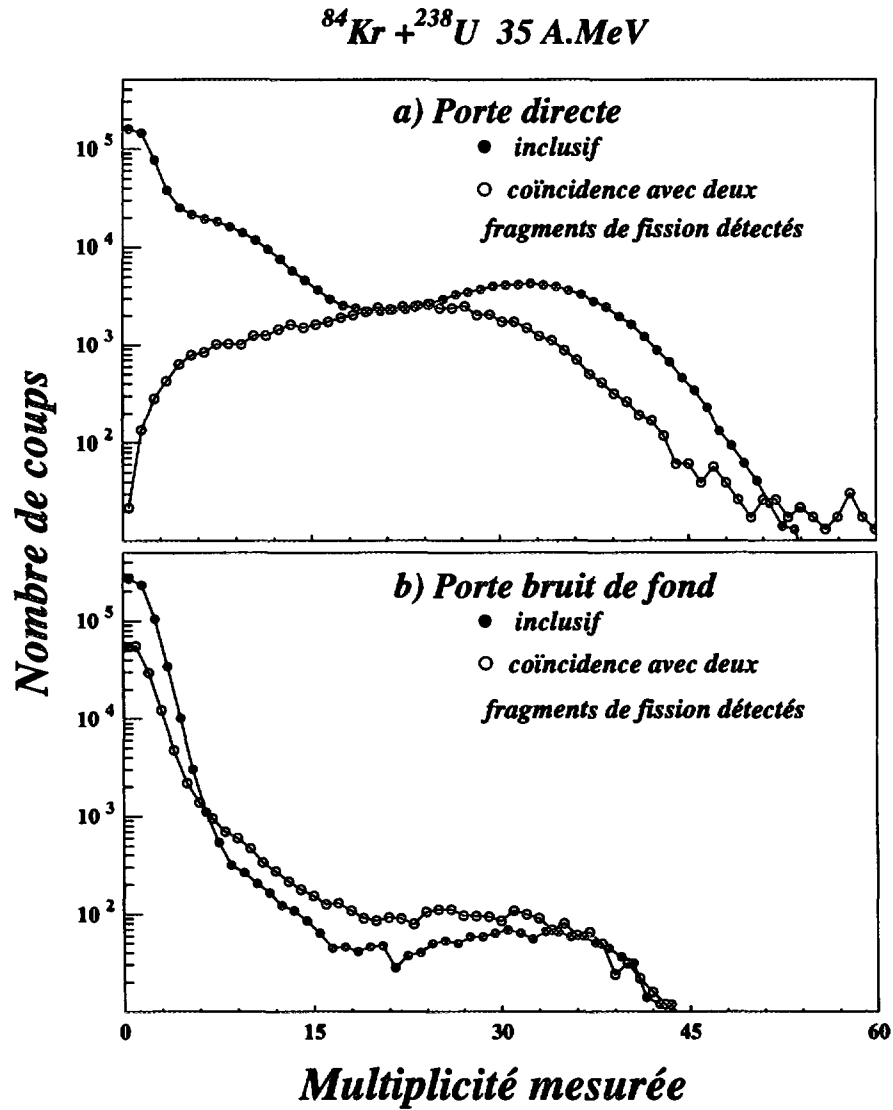


Figure IV.4: Distributions de multiplicités mesurées en inclusif et en coïncidence avec la détection de deux fragments de fission dans les plaques parallèles, pour la "porte directe" a) et la "porte bruit de fond" b) pour le système Kr+U à 35 A.MeV.

l'ouverture de la porte "bruit de fond". Le rapport entre le nombre d'événements à hautes multiplicités dans la "porte directe" et le nombre d'événements à hautes multiplicités dans la "porte bruit de fond" permet d'estimer le taux de réactions empilées pour ces mesures inclusives à environ 1 %.

2 Distributions en coïncidence avec l'hodoscope

2.1 Les distributions

Les distributions de multiplicité de neutrons et de bruit de fond obtenues sans aucune coïncidence (mesures inclusives) sont comparées sur la figure IV.3 à celles obtenues en imposant qu'un fragment de charge supérieure à 7 soit détecté dans l'hodoscope entre $\theta=3^\circ$ et $\theta=7^\circ$. Les courbes en inclusif et en coïncidence sont normalisées arbitrairement entre elles.

Les parties à faibles multiplicités de ces distributions ($M_n \leq 20$) sont difficilement comparables entre elles à cause du poids différent des composantes dues aux éléments légers: oxygène dans le cas de la cible auto-supportée utilisée pour les mesures inclusives et carbone dans le cas du support de la cible mince utilisée pour les mesures exclusives. Pour les collisions les plus violentes associées aux mesures exclusives on observe un décalage vers des multiplicités plus basses qu'en inclusif, la bosse étant centrée ici autour de $M_n=25$. Le fait de sélectionner des événements où est détecté un quasi-projectile résiduel de $Z>7$ entre 3° et 7° élimine de notre étude les collisions les plus dissipatives. Celles-ci sont associées soit à des angles de détection plus grands pour le quasi-projectile, soit à des Z plus faibles dûs à de longues chaînes de désexcitation, soit à la disparition du projectile (fusion incomplète ...). Quoiqu'il en soit, les résultats obtenus avec l'hodoscope vont se situer sur une grande gamme de multiplicités de neutrons: des réactions périphériques à des réactions très dissipatives où un grand nombre de neutrons sont émis.

Les distributions mesurées pendant la "porte de bruit de fond" (b) sont très différentes entre les mesures inclusives et exclusives: le maximum visible dans les distributions inclusives autour de 33 se transforme plutôt en plateau entre 20 et environ 35 pour les distributions exclusives. Cela s'explique par le fonctionnement en faisceau haché pour les inclusifs et en faisceau continu pour les exclusifs. Dans

Distributions de multiplicités de neutrons

le cas du faisceau haché, on est sûr que la réaction nucléaire donnant un grand nombre de neutrons a eu lieu dans l'unique paquet de faisceau présent juste avant la "porte bruit de fond". Dans le cas du faisceau continu, la réaction nucléaire peut avoir eu lieu n'importe quand avant ou après l'ouverture de la "porte bruit de fond", conduisant ainsi à un étalement de la bosse correspondant aux collisions les plus dissipatives. Nous ne pouvons donc plus estimer les empilements de façon aussi simple que cela a été fait au paragraphe précédent pour les inclusifs.

2.2 Empilements

On peut calculer la probabilité d'empilement en posant qu'il suffit qu'il y ait au moins une réaction durant l'ouverture de la porte de comptage des neutrons. En effet, la réaction pour laquelle nous voulons mesurer la multiplicité de neutrons associée est celle qui a déclenché la porte de $70\ \mu\text{s}$ correspondant à la "porte directe". Toute réaction survenant moins de $70\mu\text{s}$ après cette première réaction sera donc empilée. En utilisant la loi de poisson, on peut exprimer cette probabilité (P_e) par:

$$P_e = 1 - P(0) \simeq \mathcal{N}\tau$$

où $P(0)$ est la probabilité d'avoir 0 réaction dans les $70\mu\text{s}$ de la "porte directe". La probabilité d'empilement peut s'approcher par le produit du nombre de réactions par seconde ($\mathcal{N}$) par le temps de la mesure (τ). Nous avons travaillé avec en moyenne $\mathcal{N}=650$ réactions par seconde, soit un taux d'empilements de 4% environ.

Le taux d'empilements varie avec la multiplicité de neutrons: par exemple, l'extrémité supérieure de la distribution de multiplicité de neutrons ne peut résulter que de l'empilement de plusieurs collisions fortement dissipatives pour lesquelles tous les neutrons ont été détectés dans la "porte directe". On peut considérer que la probabilité de mesurer une réaction nucléaire dans la "porte de bruit de fond" est la même que celle de mesurer une réaction empilée dans la "porte directe" (il faut souligner que cela n'est pas rigoureusement vrai car, dans le cas de la "porte directe", la réaction nucléaire créant l'empilement doit avoir lieu préférentiellement pendant la "porte directe" tandis que la réaction comptée dans la "porte bruit de fond" peut aussi bien avoir eu lieu avant cette porte que pendant). Le rapport R entre le nombre d'événements présents à grande multiplicité dans la "porte bruit de fond" et dans la "porte directe" va nous permettre d'estimer en première approximation le taux d'empilement en fonction

de la multiplicité de neutrons. Ce rapport R vaut environ 4% pour $M_n \sim 20$ puis augmente avec M_n , atteignant 20% pour $M_n=45$. Dans notre travail, nous nous limiterons aux multiplicités de neutrons inférieures à 40 neutrons, où la proportion d'empilements reste faible.

3 Distributions en coïncidence avec les plaques parallèles

3.1 Les distributions

De la même façon, la figure IV.4 présente les distributions de multiplicité mesurées en inclusif et en coïncidence avec la détection de deux fragments de fission pour les deux portes: directe et bruit de fond. Les fragments de fission provenant de la quasi-cible sont détectés dans les plaques parallèles à avalanches; la façon de les sélectionner est présentée dans le chapitre VI. Les distributions inclusives et en coïncidence avec la fission sont normalisées à $M_n=20$, multiplicité où l'on espère que la fission représente encore environ 100% de la désexcitation de la quasi-cible et pour laquelle la contribution du carbone aux mesures inclusives peut être négligée. Le fait d'imposer la coïncidence entre les plaques élimine la contribution due au carbone. Aux basses multiplicités (jusqu'à $M_n=15$) les deux distributions mesurées en "porte directe" ont un comportement très différent: la composante périphérique, représentant les collisions les plus probables, est fortement réduite lorsque l'on impose la coïncidence entre deux fragments de fission à cause de la géométrie de détection défavorisant la corrélation à 180° des fragments de fission. Pour les plus grandes multiplicités la bosse liée aux collisions dissipatives se déplace vers les faibles multiplicités mais la fission binaire reste néanmoins un processus de désexcitation très probable même pour les grandes dissipations.

3.2 Empilements

Le rapport mesure directe, bruit de fond est similaire à celui obtenu pour les distributions mesurées en coïncidence avec l'hodoscope. On trouve ici pour $M_n=20$, $R=3.5\%$ et $R=17\%$ pour $M_n=45$.

Chapitre V

Etude du quasi-projectile

Les résultats obtenus avec l'hodoscope concernent essentiellement l'étude des quasi-projectiles issus de la réaction. La détection du quasi-projectile va nous permettre de fixer le plan de réaction. Le quasi-projectile va également nous permettre d'étudier les mécanismes de réaction mis en jeu ici et d'estimer dans quelle mesure les processus à deux corps observés essentiellement aux basses énergies de bombardement (transferts très inélastiques) sont susceptibles de reproduire l'ensemble des observables accessibles (distributions en énergie, en charge et en angle) puis leur évolution avec les multiplicités de neutrons détectées dans ORION.

1 Spectres en énergie

1.1 Spectres en énergie pour différents Z détectés

Nous présentons sur la figure V.1 les spectres en énergie pour différents Z détectés dans l'hodoscope. Les distributions sont intégrées entre 3° et 7° correspondant à la position éloignée de l'hodoscope par rapport à la cible. Les flèches indiquent l'énergie des fragments s'ils possédaient la vitesse du faisceau. Pour les calculer nous avons supposé une masse associée au Z correspondant à sa valeur dans la vallée de stabilité. Nous discuterons plus tard la justification d'une telle hypothèse. Ici nous avons utilisé la paramétrisation déduite de la formule semi-empirique de l'énergie de liaison de Bethe et Weisäcker (modèle de la goutte liquide): $A = 2.01Z + 0.0285Z^{2/3}$, sauf pour $Z=36$ où nous avons supposé $A=84$.

Sur chaque figure sont présentés les résultats obtenus avec la cible mince d'uranium (points noirs) d'épaisseur $600 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ supportée par $43 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{12}C et ceux obtenus pour la cible de carbone (points blancs) de $245 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Les sections efficaces sont données en mb/MeV grâce à la normalisation obtenue avec les moniteurs (voir chapitre I).

Nous constatons que pour les Z proches du projectile, les spectres en énergie associés à la cible de carbone sont piqués à des énergies bien inférieures à celles associées aux mêmes spectres sur la cible d'uranium et contribuent fortement à l'élargissement des distributions vers les énergies plus basses. En effet, le système $\text{Kr} + \text{C}$ correspond à une cinématique inverse pour laquelle les produits de réaction sont fortement focalisés aux angles avant. L'angle d'effleurement du système $\text{Kr} + \text{C}$ ($\theta_{eff}=0.76^\circ$) est bien inférieur à celui du système $\text{Kr} + \text{U}$ ($\theta_{eff}=6.9^\circ$). Avec la cible de carbone, nous ne pouvons donc détecter que des réactions fortement dissipatives correspondant à un très fort amortissement de l'énergie cinétique. En revanche, les spectres en énergie mesurés sur le carbone ou sur l'uranium sont très comparables dès $Z=30$. La connaissance des sections efficaces va nous permettre de soustraire les événements liés au carbone. Le résultat est donné dans la figure suivante (V.2).

- Pour $Z=35$, le pic en énergie se situe autour de l'énergie initiale du projectile puis s'élargit jusqu'à des valeurs de l'ordre de 1.7 GeV . Cette élargissement montre l'existence de produits de Z proches du projectile issus de réactions très dissipatives. Un léger épaulement subsiste dans le spectre à l'endroit où se trouvait la contribution maximum due au carbone. Cet épaulement résulte probablement de l'incertitude sur les normalisations des sections efficaces, bien que, comme nous allons le montrer au paragraphe 1.3, la soustraction de la contribution due au carbone, telle qu'effectuée ici, correspond à une élimination effective quasi-totale de cette composante.
- Pour $Z=34$ et $Z=33$, les spectres s'élargissent, les valeurs maximales se situant aux alentours de 2.5 et 2.3 GeV respectivement, c'est à dire vers 90% de l'énergie que posséderaient les produits s'ils se déplaçaient à la vitesse du faisceau (E_{init}). Ici, les seuils en énergie liés au détecteur n'apportent pas de modification à la distribution ($E_{seuil} \sim 1.1 \text{ GeV}$).
- $Z=30$: on voit ici que la contribution principale de la distribution se trouve déjà en dessous de 35 A.MeV , le maximum se situant vers 2 GeV soit 82%

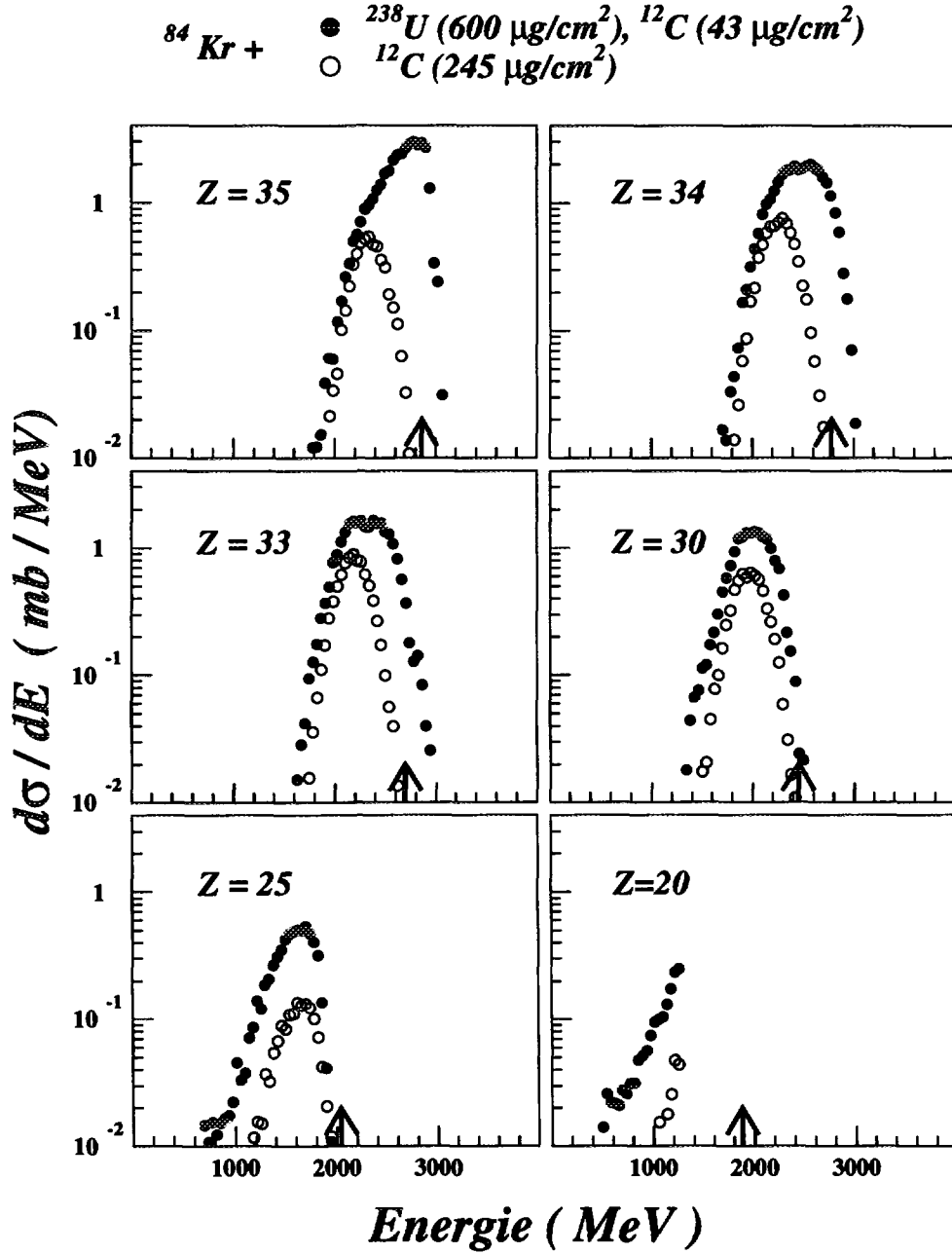


Figure V.1: Spectres en énergie intégrés entre 3 et 7° pour les $Z=35, 34, 33, 30, 25, 20$. Les points noirs représentent les mesures effectuées avec la cible mince d'uranium sur support de carbone, les points blancs pour la cible de carbone.

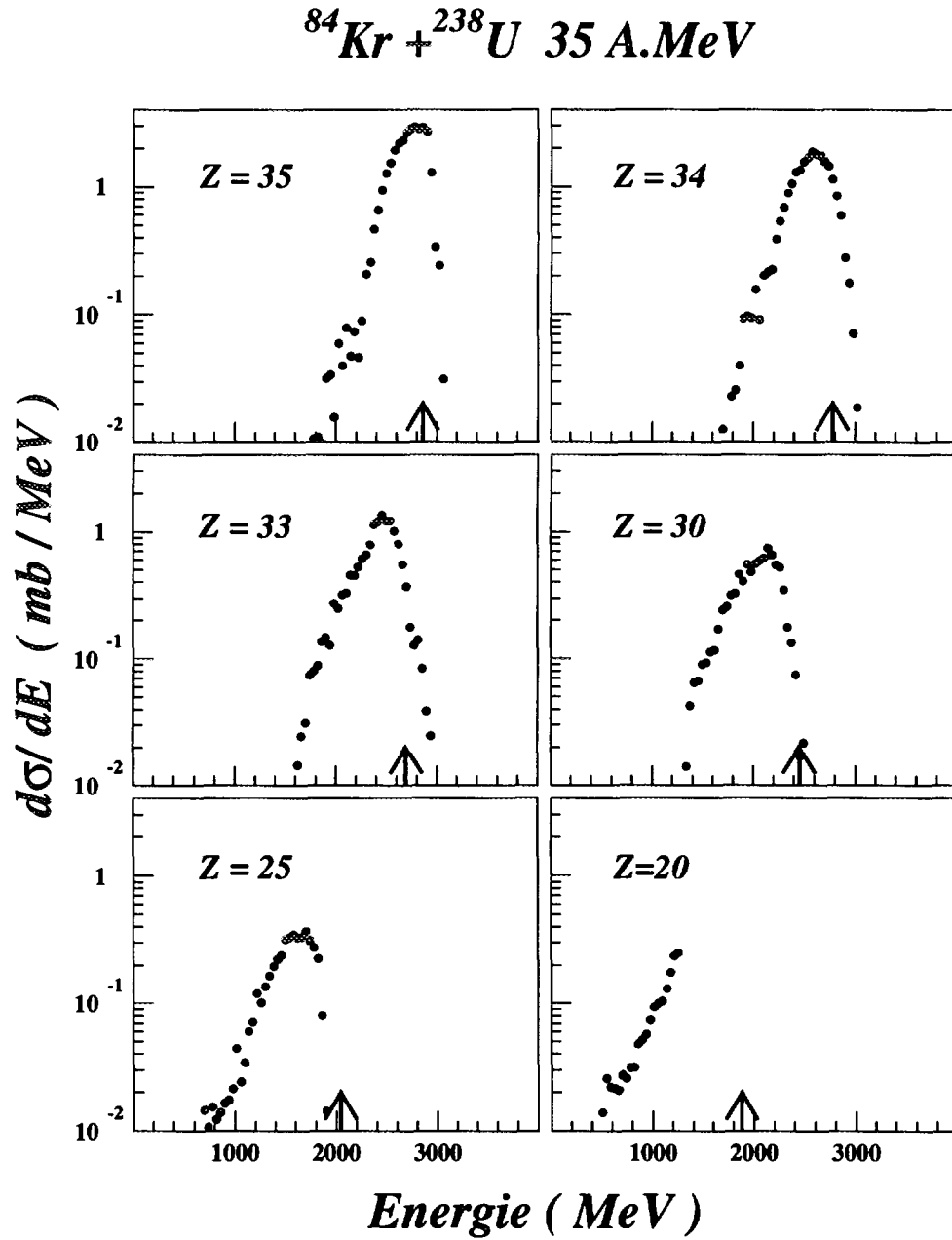


Figure V.2: Spectres en énergie intégrés entre 3° et 7° pour les $Z=35, 34, 33, 30, 25, 20$. La contribution du support de carbone a été éliminée.

Etude du quasi-projectile

de E_{init} . L'énergie correspondant au seuil se situe ici vers 930 MeV.

- $Z=25$: La distribution est piquée ici à 1.6 GeV, soit 80% de E_{init} . L'énergie correspondant au seuil inférieur de détection est égale à 730 MeV. Le seuil commence à couper de façon sensible la queue à basse énergie du spectre.

A partir de $Z=20$, vont s'ajouter au seuil inférieur des limites supérieures pour les fragments traversant les deux membres de l'hodoscope (rebroussements). Il devient donc difficile de tirer de quelconques informations des spectres en énergie pour $Z \leq 20$.

Nous allons maintenant regarder l'évolution de ces distributions pour différents angles de détection.

1.2 Spectres en énergie pour différents angles de détection

La figure V.3 présente les spectres en énergie pour différents Z et 5 angles de détection. Sur les données présentées ici, la contribution liée au carbone a été soustraite. Les flèches indiquent l'énergie qu'aurait un quasi-projectile de même Z s'il se déplaçait à la vitesse du faisceau (E_{init}). Nous avons choisi de nous intéresser ici surtout aux petits angles, en dessous de l'angle d'effleurement ($\theta_{eff}=6.9^\circ$). En effet, l'originalité de notre dispositif expérimental est de nous permettre d'atteindre des angles de détection très faibles. Pour les Z légers ($Z=25$ et 20), nous présentons les spectres en énergie correspondant à un angle plus grand ($\theta_{lab}=9^\circ$).

- Pour $Z=34$, la distribution obtenue pour $\theta_{lab}=3^\circ$ est assez floue. En effet, on trouve très peu de produits de charge proche du projectile à ces petits angles. La distribution ne commence à prendre une forme significative qu'à partir de 4° . A cet angle, le spectre est encore assez large et est situé principalement aux basses énergies, bien en dessous de E_{init} . Cette contribution basse énergie va peu à peu disparaître à mesure que l'on va augmenter l'angle de détection. Ainsi à partir de $\theta_{lab}=5^\circ$, la valeur la plus probable du spectre en énergie atteint son amplitude maximale à une énergie proche de E_{init} .
- Pour $Z=30$, à $\theta_{lab} = 3^\circ$, la forme du spectre en énergie est plus définissable que pour le Z précédent. Le spectre reste tout de même assez large et

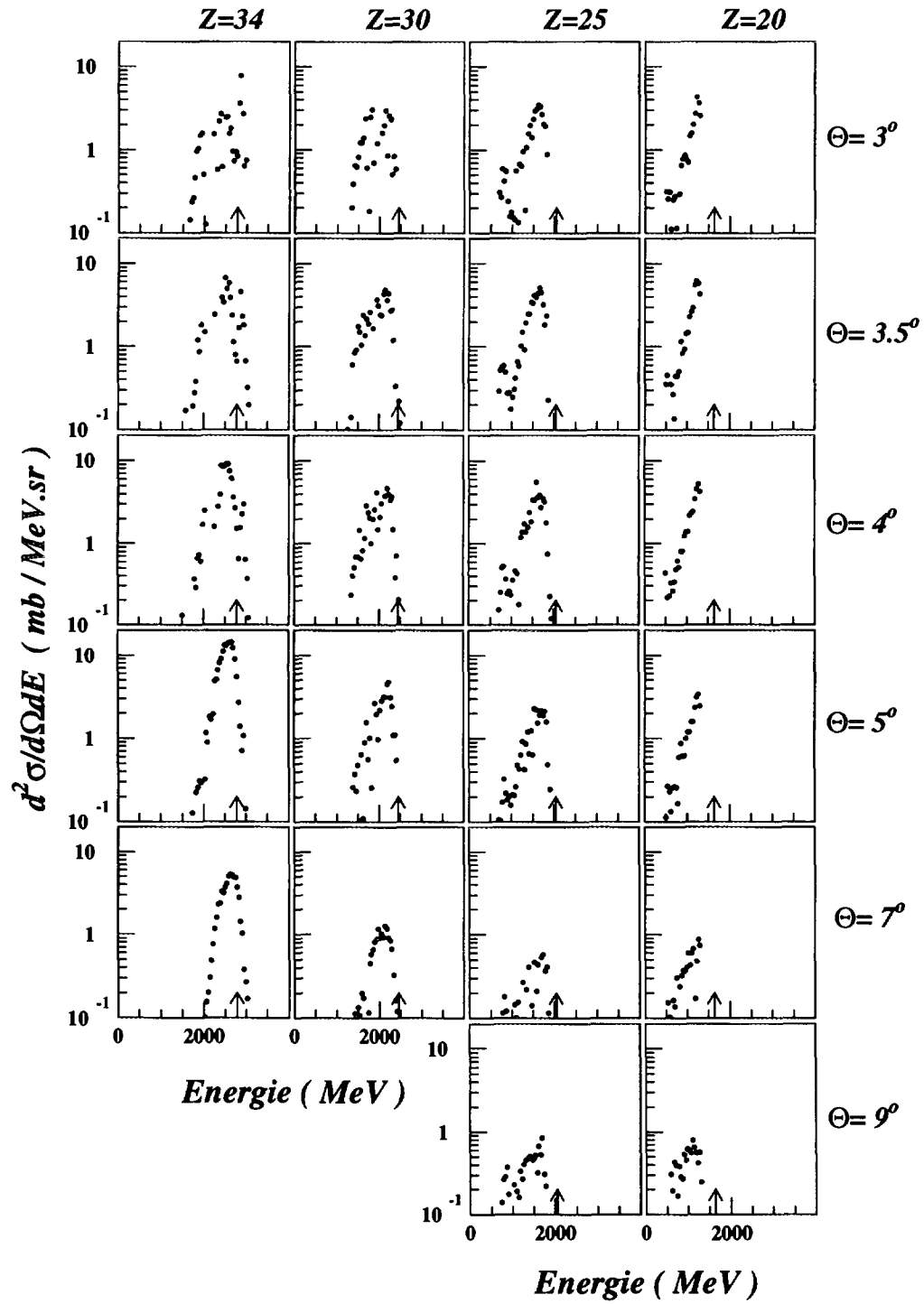


Figure V.3: Spectres en énergie de $Z=34$, 30, 25 et 20 pour 6 angles de détection choisis: $\theta = 3, 3.5, 4, 5, 7$ et 9° .

Etude du quasi-projectile

la quasi-totalité des événements se trouvent à des énergies bien inférieures à E_{init} . Comme précédemment, à mesure que l'on augmente l'angle de détection, le spectre tend à s'affiner et sa valeur maximale sera atteinte pour $\theta_{lab}=5^\circ$. Ensuite, la section efficace associée au $Z=30$ va décroître brutalement dès l'angle d'effleurement dépassé.

- Pour $Z=25$, les sections efficaces maximales sont obtenues aux petits angles de détection. A ces angles les distributions sont piquées sur une énergie bien inférieure à E_{init} . Au fur et à mesure que l'on augmente l'angle θ_{lab} , le spectre en énergie s'élargit et la section efficace diminue de façon continue.
- La présence de quasi-projectiles de $Z=20$ à $\theta_{lab}=7^\circ$ est plus importante que pour $Z=25$ et montre une évolution vers les angles plus grands de ces petits Z . Le maximum du spectre correspondant à $\theta_{lab}=9^\circ$ est maintenant à 65% de E_{init} .

1.3 Corrélation Energie - M_n

La multiplicité de neutrons est directement liée à l'énergie dissipée dans la réaction. Elle est donc corrélée à l'énergie cinétique du quasi-projectile. C'est cette corrélation, $E - M_n$, qui est présentée sur les figures V.4 a) et b) et V.5 pour un quasi-projectile de $Z>7$ détecté dans l'hodoscope. Les sections efficaces présentées sur l'axe Z sont en échelle logarithmique. Le nombre de neutrons mesuré n'est pas corrigé de l'efficacité de détection d'ORION.

Comme précédemment, nous présentons ici les résultats obtenus avec la cible mince d'uranium sur support de carbone, la cible de carbone, puis le résultat de la soustraction de la composante liée au carbone. Pour la cible de carbone (figure V.4 b) la section efficace maximale se situe à des énergies inférieures à celle du faisceau, aux alentours de 2.0 - 2.2 GeV et pour des multiplicités de neutrons assez basses. Cette contribution apparaît bien distinctement sur la figure V.4 a) et nous constatons sur la figure V.5 qu'elle est quasiment totalement éliminée. Néanmoins, il subsiste sur cette figure une légère contribution due au carbone. Il faut préciser que les sections efficaces calculées négatives après soustraction ont été ramenées à zéro pour cette figure, mais l'intégrale effective de la section efficace dans la région polluée par le carbone est nulle. Ceci nous donne une bonne confiance dans la normalisation des sections efficaces obtenue à partir du comptage des moniteurs placés à petit angle (cf chapitre II).

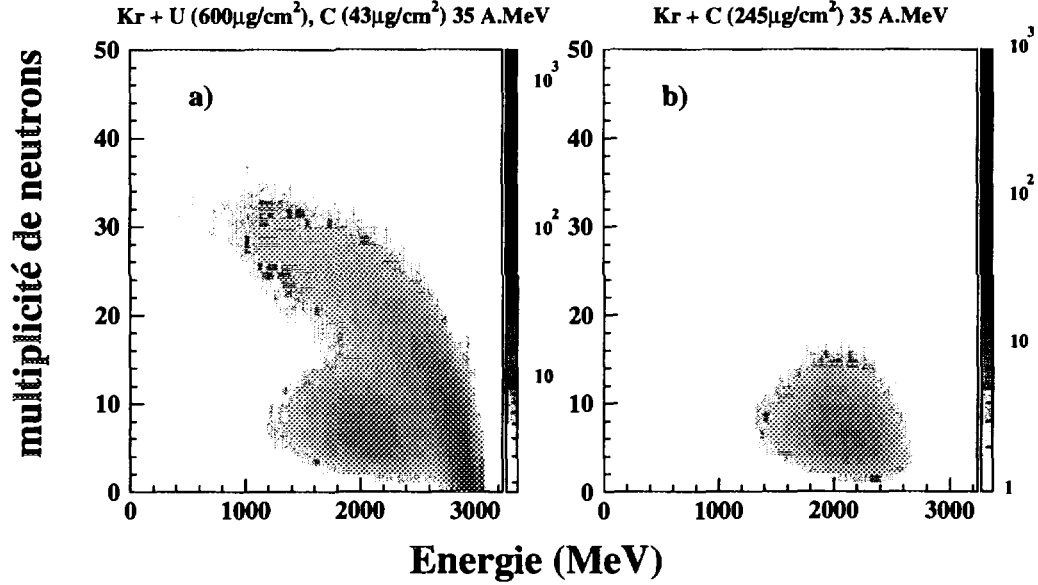


Figure V.4: *Matrices Energie - M_n pour la cible d'uranium supportée par du carbone a), et la cible de carbone b) pour les quasi-projectiles de $Z>7$ détectés entre 3° et 7° .*

Il faut rappeler qu' à partir de $Z<23$, les spectres en énergie sont tronqués par les seuils de détection. Les sections efficaces relatives associées aux événements à grandes et faibles énergies cinétiques sont donc biaisées par ces seuils.

Partant du pic élastique ($E=2.94$ GeV), l'évolution de la multiplicité de neutrons avec l'énergie cinétique du quasi-projectile est très rapide jusqu'à $E\sim 2$ GeV et $M_n \sim 20$ neutrons. On observe ensuite un changement de pente dans la corrélation $E - M_n$, le nombre de neutrons augmentant alors moins vite quand l'énergie diminue. Cet effet peut provenir d'un début de compétition entre évaporation de neutrons et évaporation de particules chargées. En effet, si les neutrons représentent la quasi-totalité des particules émises à basse énergie d'excitation (donc grande énergie cinétique du quasi-projectile) [JIA 89], l'évaporation de particules chargées peut prendre de l'importance lorsque l'on atteint des énergies d'excitation plus élevées. Néanmoins, comme on le verra plus tard dans le chap VI, les calculs d'évaporation montrent une dépendance quasi-linéaire entre M_n et énergie d'excitation. La cassure de pente observée

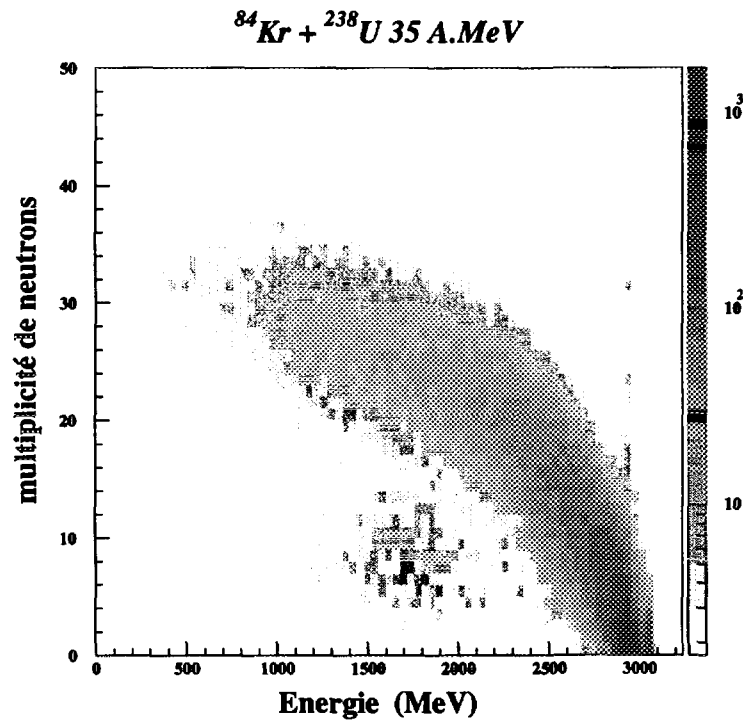


Figure V.5: *Matrice Energie - M_n pour le système $\text{Kr} + \text{U}$ à 35 A.MeV.*

ici semblerait plutôt devoir être attribuée à un changement de mécanisme soit de réaction, soit de désexcitation, comme par exemple un passage de réactions purement binaires à des réactions avec plus de deux corps en voie de sortie.

1.4 Matrices Z - Energie

Nous allons maintenant regarder la corrélation entre l'énergie et la charge du quasi-projectile issu de la réaction, tout d'abord sans sélection, puis par fenêtres en multiplicité de neutrons.

La figure V.6 présente sur une matrice le numéro atomique du quasi-projectile détecté en fonction de son énergie cinétique, ceci pour le domaine angulaire compris entre 3° et 7° correspondant à la position éloignée de l'hodoscope par rapport à la cible. La contribution liée au support de carbone de la cible a été soustraite. La ligne continue représente, pour chaque Z, l'énergie que posséderait un fragment se déplaçant à la vitesse du faisceau (35 A.MeV). Les parties hachurées

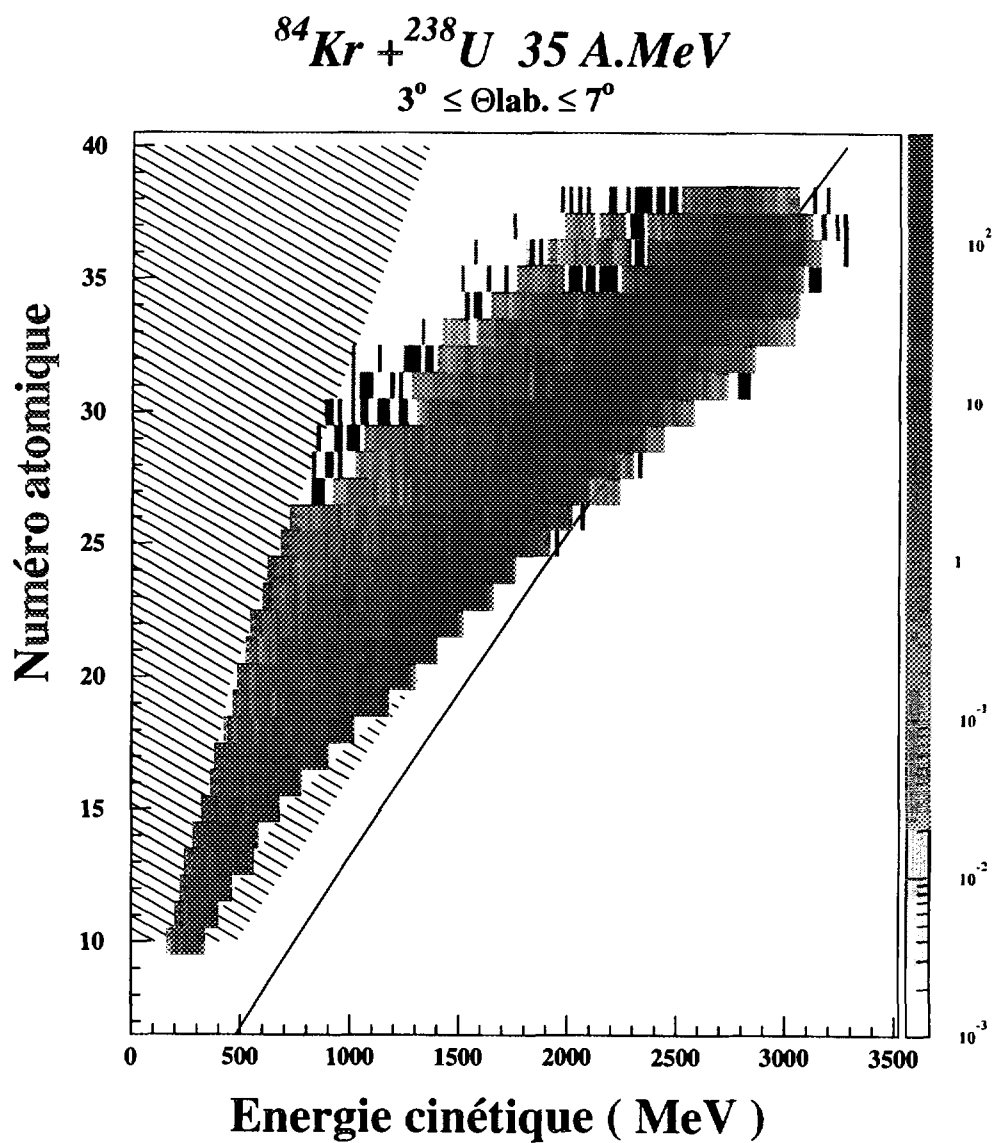


Figure V.6: *Matrice Energie - Numéro atomique pour les produits détectés dans l'hodoscope entre 3° et 7° .*

de la carte représentent les seuils en énergie imposés par le détecteur.

Nous pouvons suivre sur cette figure l'évolution de la réaction en fonction du Z détecté, depuis les 2940 MeV du produit d'une diffusion élastique, jusqu'aux collisions les plus dissipatives détectées. Si l'on regarde l'allure de la distribution on observe un fort étalement en énergie déjà pour les Z proches du projectile, l'étalement étant encore plus important pour les produits aux alentours de $Z=25-30$. Les seuils en énergie empêchent de suivre l'évolution de cet étalement pour les Z plus faibles.

La principale information apportée par cette figure est la rapidité avec laquelle la vitesse des fragments s'écarte de la vitesse initiale du projectile. Un tel comportement semble difficilement conciliable avec des mécanismes de réaction du type abrasion-ablation ou du type transfert massif ou fusion incomplète pour lesquels le quasi-projectile est supposé être essentiellement à la vitesse du faisceau.

2 Distributions de charge

2.1 Distributions de charge pour différents angles de détection

Les figures V.7 et V.8 donnent la distribution en charge des quasi-projectiles détectés dans l'hodoscope pour différents angles de détection. La première distribution est intégrée sur tout le domaine angulaire offert par les deux positions de l'hodoscope ($3^\circ < \theta_{lab} < 26^\circ$), les quatre suivantes pour différents angles de détection situés de part et d'autre de l'angle d'effleurement: 3, 7, 12 et 24 degrés. Les figures V.7 présentent les distributions obtenues avec la cible d'uranium supportée par du carbone (points noirs) et celles obtenues avec la cible de carbone (points blancs). Comme nous pouvons le voir ici, l'hodoscope offre une large gamme en charge détectée, de $Z=7$ à $Z=37$; cependant nous devons garder à l'esprit que l'hodoscope impose (comme nous l'avons déjà constaté) des seuils en énergie. Ces seuils ne concernant pas les Z proches du projectile vont prendre une réelle importance à partir de $Z < 23$. Comme nous pouvons le voir sur les distributions sélectionnées en θ , la contribution liée au carbone est très importante pour $\theta_{lab}=3^\circ$ et concerne principalement les Z proches du projectile. On est pourtant bien au delà de l'angle d'effleurement du système $Kr + C$ ($\theta_{eff}=0.76^\circ$). Ensuite, plus l'angle de détection augmente plus cette contribution diminue, pour finir par

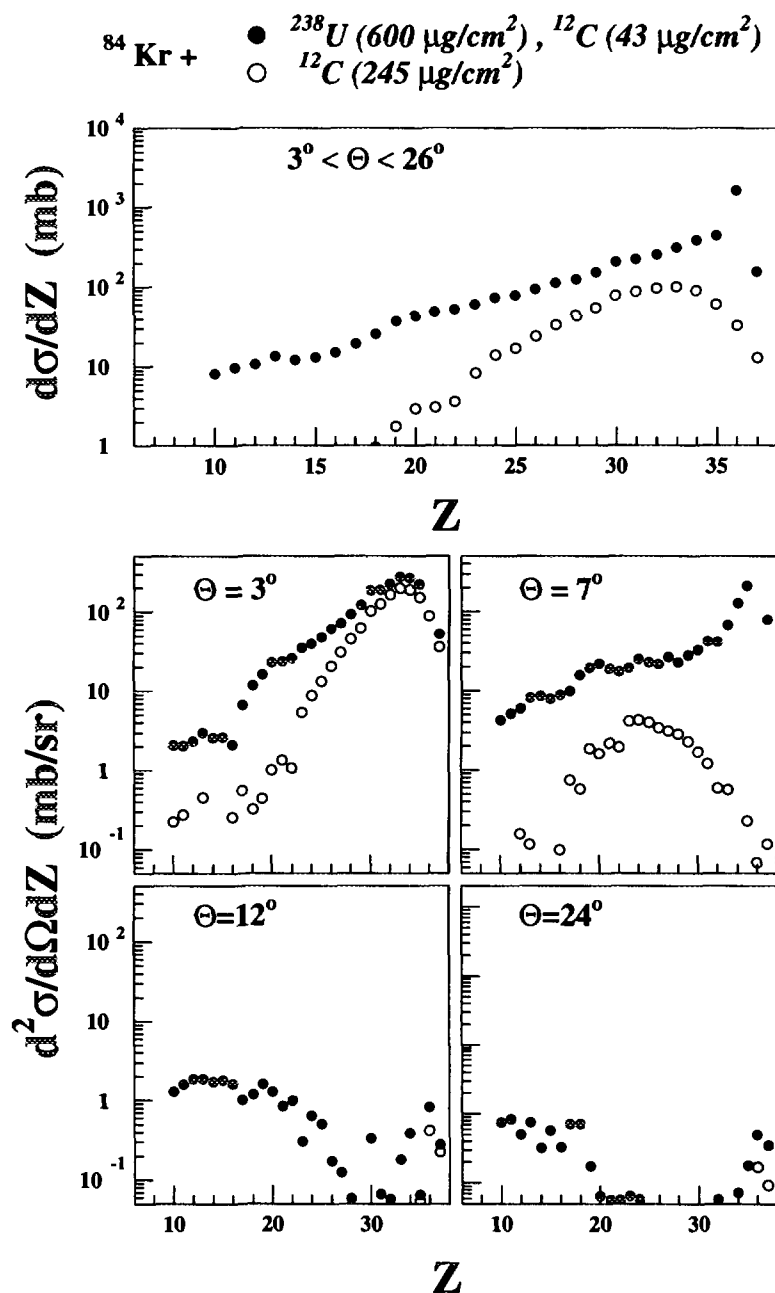


Figure V.7: Distributions de charge obtenues avec la cible d'uranium sur support de carbone (points noirs), avec la cible de carbone (points blancs) pour toute la couverture angulaire de l'hodoscope ($3^\circ < \theta < 26^\circ$) et pour différents angles de détection: $\theta = 3, 7, 12$ et 24° .

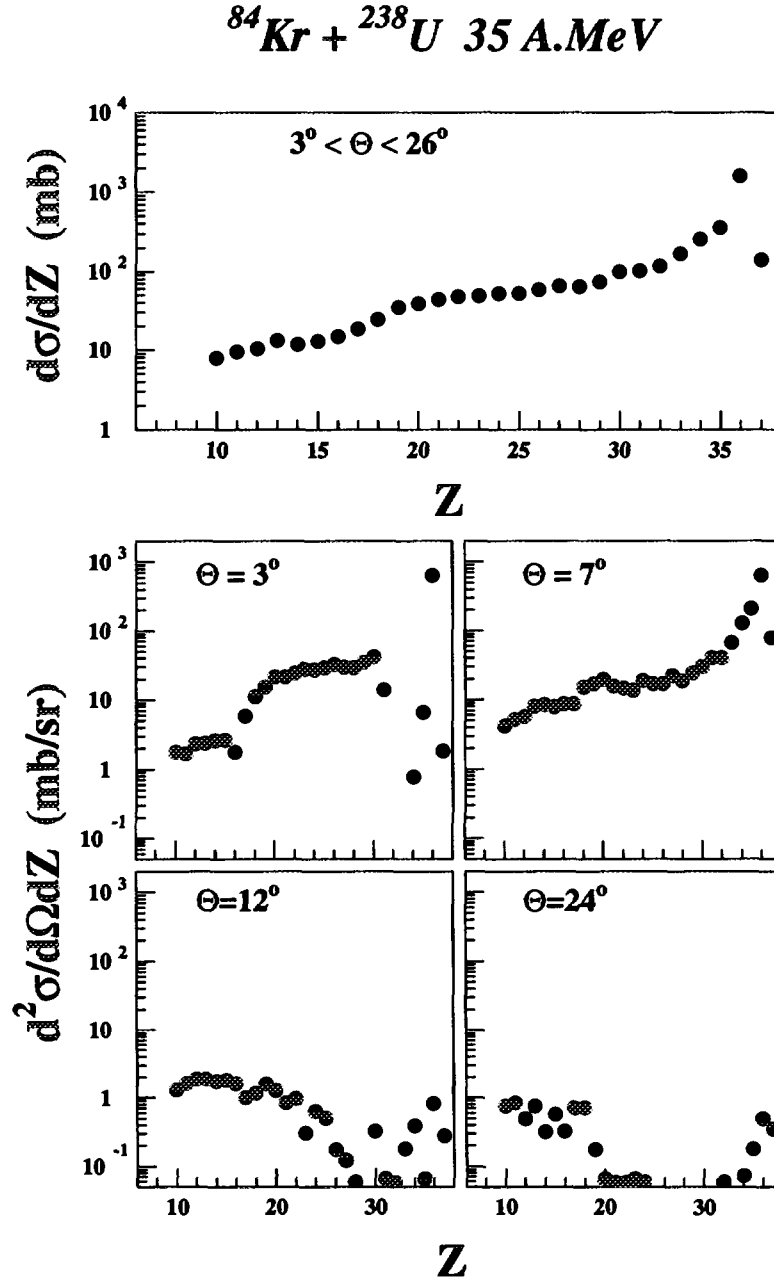


Figure V.8: Distributions de charge obtenues pour le système $\text{Kr}+\text{U}$ à 35 A.MeV pour toute la couverture angulaire de l'hodoscope ($3^\circ < \theta < 26^\circ$) et pour différents angles de détection: $\theta = 3, 7, 12$ et 24° .

disparaître totalement à partir de $\theta_{lab}=12^\circ$. La comparaison de ces deux distributions montre bien l'importance, si l'on veut étudier uniquement les réactions avec l'uranium, d'éliminer les événements produits par les réactions sur le carbone. Les résultats de cette soustraction sont présentés sur la figure V.8 que nous allons maintenant commenter.

La première figure montre une vision globale de la distribution en charge des quasi-projectiles détectés dans la gamme des angles couverts par notre dispositif expérimental. Cette distribution est dominée par les produits détectés aux angles proches de l'angle d'effleurement. Outre le pic correspondant à la diffusion élastique du krypton ($Z=36$), l'allure de la distribution est régulière, la section efficace baisse progressivement lorsque l'on s'éloigne de la charge du projectile.

Les Z proches du projectile apparaissent essentiellement près de l'angle d'effleurement (6.9°) et disparaissent aux petits angles. Ainsi à $\theta=3^\circ$ la distribution est relativement plate entre $Z=20$ et 30. La cassure qui apparaît en dessous de $Z=20$ provient de l'apparition du rebroussement dans le détecteur insuffisamment épais pour arrêter ces particules.

Aux plus grands angles, la distribution est dominée par les Z faibles. Cela est d'autant plus vrai que plus le Z est faible, plus on perd d'événements à cause des seuils.

2.2 Corrélation $Z - M_n$

Nous avons représenté sur la figure V.9 les matrices de corrélation $Z - M_n$ pour la cible d'uranium sur support de carbone a), puis pour la cible de carbone b) et enfin après soustraction de la composante liée au carbone sur la figure V.10. Les valeurs en nombre de neutrons mesurés sont des valeurs non corrigées de l'efficacité de détection. Si l'on considère la matrice obtenue pour la cible de carbone (figure b) on observe que le maximum de la contribution se situe aux basses multiplicités de neutrons [5,10] et pour des produits de charge proche de celle du projectile. Cette même contribution apparaît clairement dans la figure a), pour de semblables multiplicités de neutrons et de semblables charges; elle est bien éliminée sur la figure V.10.

On constate qu'il existe bien une corrélation entre les deux observables: charge du quasi-projectile détecté et multiplicité de neutrons détectés dans ORION. En effet, plus on s'éloigne du projectile, plus on atteint des multiplicités de neutrons

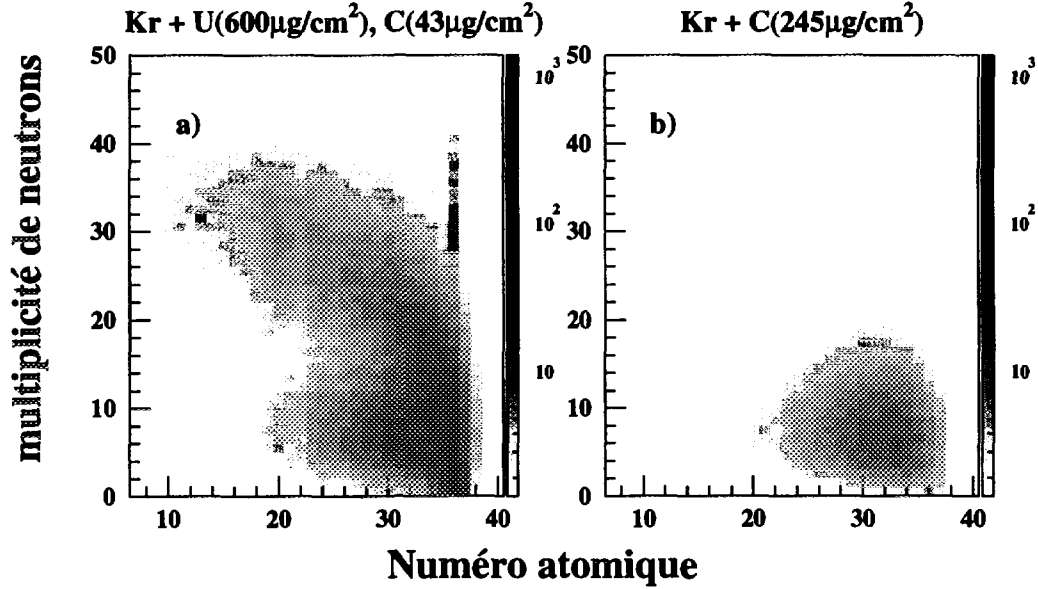


Figure V.9: Matrices $Z - M_n$ pour a) la cible d'uranium supportée par du carbone et b) la cible de carbone pour les quasi-projectiles de $Z > 7$ détectés entre 3° et 7° .

importantes. Le maximum en section efficace se situe autour de $Z=36$, pour une multiplicité de neutrons comprise entre 0 et 5. Cette région correspond aux diffusions élastiques et faiblement inélastiques pour lesquelles l'énergie cinétique du projectile est presque totalement conservée. Une traîne pour $Z=36$ vers les hautes multiplicités de neutrons est observée. Elle correspond à des empilements entre la détection d'un projectile diffusé élastiquement et une réaction nucléaire. On constate ensuite une évolution rapide. Ainsi pour $Z=30$, on atteint déjà une multiplicité moyenne de 20 neutrons, pour $Z=25$ une moyenne de 26 neutrons. Cela signifie bien en moyenne que plus le quasi-projectile est léger, plus la collision dont il est issu était violente. A partir des charges inférieures à $Z=25$, on remarque un changement de pente dans la corrélation $M_n - Z$. Un changement de pente avait été vu également précédemment pour la matrice de corrélation $E - M_n$. La corrélation $M_n - Z$ est en effet très similaire à la corrélation $E - M_n$: la charge du quasi-projectile aussi bien que son énergie cinétique totale sont fortement corrélées à M_n . Il apparaît donc très difficile de faire une sélection sur la violence de la collision uniquement à partir du Z ou de l'énergie. C'est pourquoi, dans la

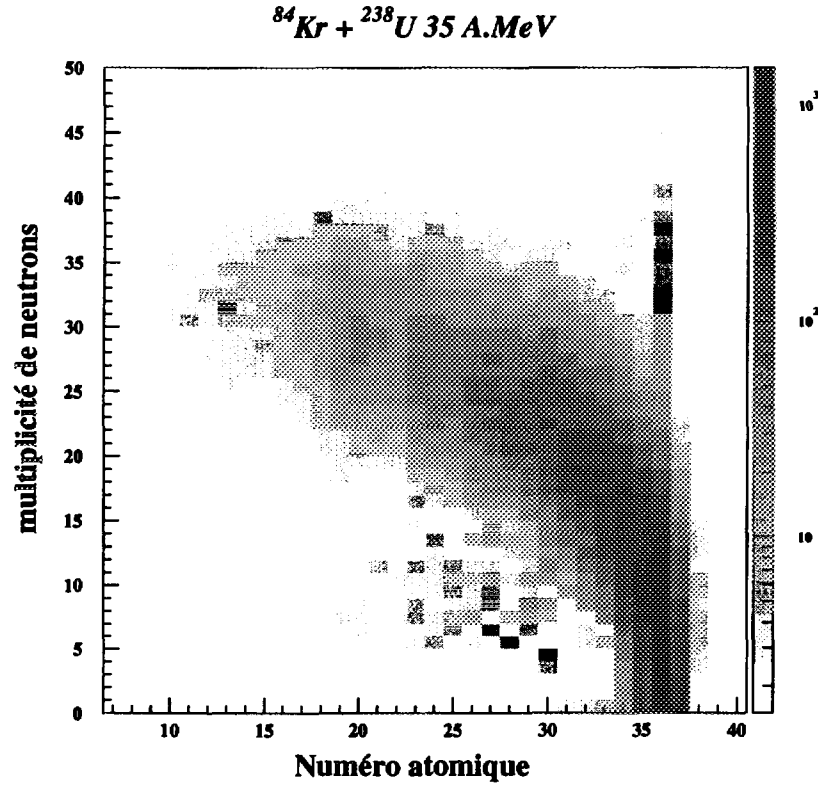


Figure V.10: *Matrice $Z - M_n$ pour le système $\text{Kr} + \text{U}$ à 35 A.MeV pour les quasi-projectiles de $Z > 7$ détectés entre 3° et 7° .*

suite, pour l'étude des spins transférés, nous choisirons de sélectionner la violence de la collision à partir de M_n , la statistique disponible ne nous permettant pas de coupures à la fois en Z et en énergie du quasi-projectile.

3 Distributions angulaires

La figure V.11 donne les distributions angulaires en θ_{lab} pour quelques Z représentatifs. Les angles donnés ici sont les angles moyens des cellules de détection. Les événements liés aux collisions sur le carbone du support de la cible sont soustraits.

Pour $Z=35$, la distribution est piquée à $\theta \sim 6^\circ$, angle plus faible que l'angle d'effleurement se situant à 6.9° . Ensuite, on observe une chute brutale de la

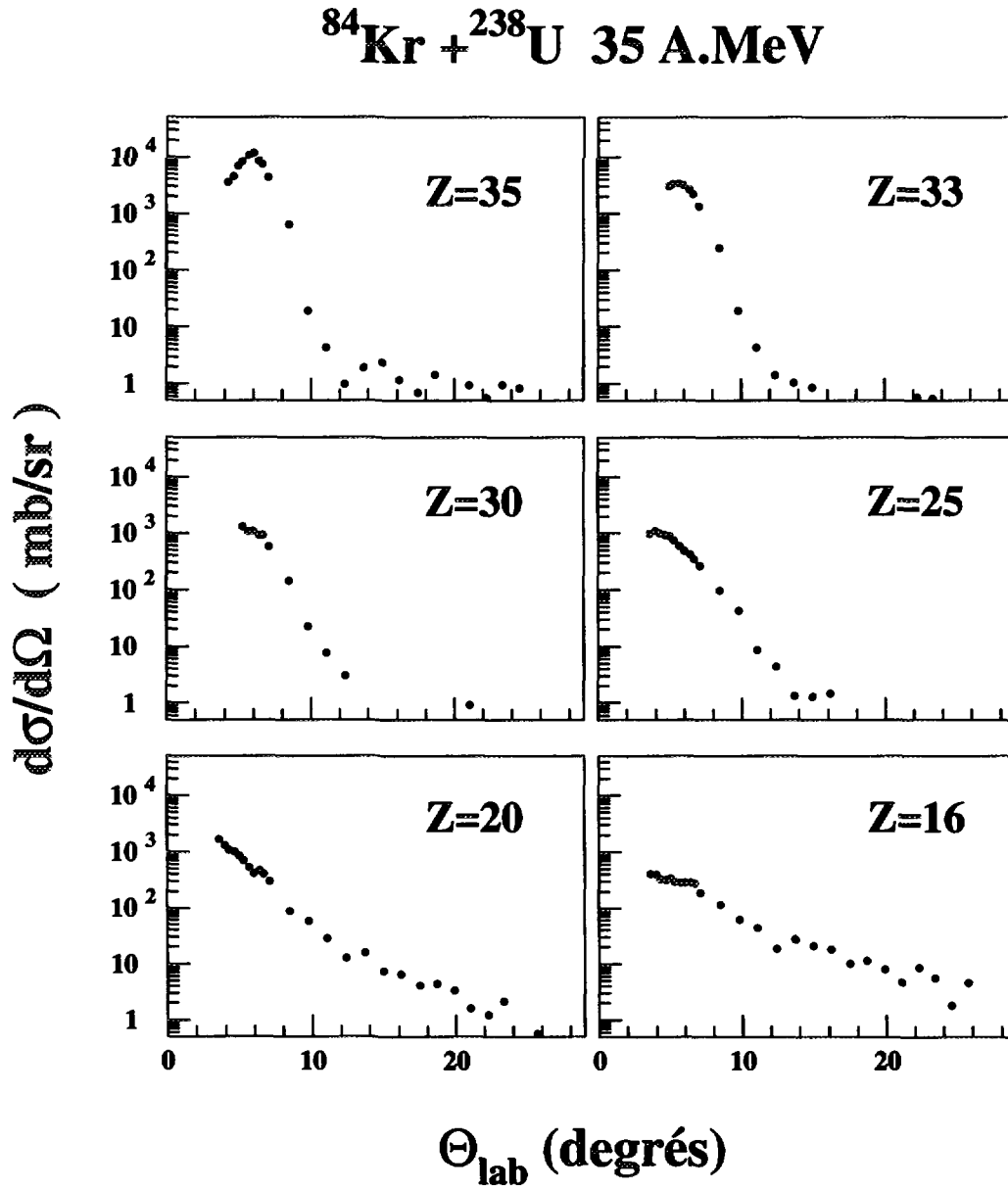


Figure V.11: *Distributions angulaires pour $Z=16, 20, 25, 30, 33, 35$.*

distribution au delà de l'angle d'effleurement. La queue de la distribution s'étend jusqu'aux plus grands angles de détection. Pour les Z plus faibles, le maximum de la distribution se déplace vers les faibles angles et dès $Z=30$, le maximum se trouve à des angles inférieurs à l'angle de détection minimum.

On observe également un étalement de la distribution quand Z diminue. A partir de $Z=30$, l'influence de l'angle d'effleurement disparaît et les pentes des distributions deviennent beaucoup moins brutales.

4 Corrélation $E/Z - \theta_{lab}$

Il ressort des distributions présentées dans les paragraphes précédents que toutes les observables associées à la détection d'un quasi-projectile doivent être prises en compte simultanément pour cerner le ou les mécanismes de réaction: en fonction de la dissipation varient simultanément la charge, l'énergie et l'angle de détection du quasi-projectile. De plus, les fortes dissipations en énergie observées doivent s'accompagner de grandes énergies d'excitation dans les quasi-projectiles primaires: nous ne détectons que les résidus d'évaporation de ces quasi-projectiles primaires. Pour remonter à partir de notre mesure à quelques caractéristiques des quasi-projectiles primaires, nous allons faire l'hypothèse que, en moyenne, l'angle de détection et la vitesse des quasi-projectiles primaires ne sont pas modifiés par l'évaporation. Comme nous ne disposons pas de la masse du quasi-projectile, nous allons utiliser, plutôt que la vitesse, le rapport E/Z de l'énergie détectée sur la charge détectée, rapport dont la valeur est grossièrement proportionnelle au carré de la vitesse du quasi-projectile primaire.

Nous allons d'abord étudier l'évolution de la corrélation entre l'angle de détection et E/Z en fonction de la multiplicité de neutrons pour différents Z détectés. Puis, comme chaque Z détecté ne reflète qu'une part plus ou moins importante de la section efficace de production des quasi-projectiles primaires, nous étudierons la corrélation $(E/Z, \theta)$ pour la somme des Z compris entre 20 et 35 afin d'obtenir un panorama aussi complet que possible.

4.1 Matrices $E/Z - \theta$ pour $Z=35$ sélectionnées par M_n

Nous avons porté sur la figure V.12 l'énergie cinétique du quasi-projectile de charge $Z=35$ divisée par sa charge en fonction de l'angle de détection dans le

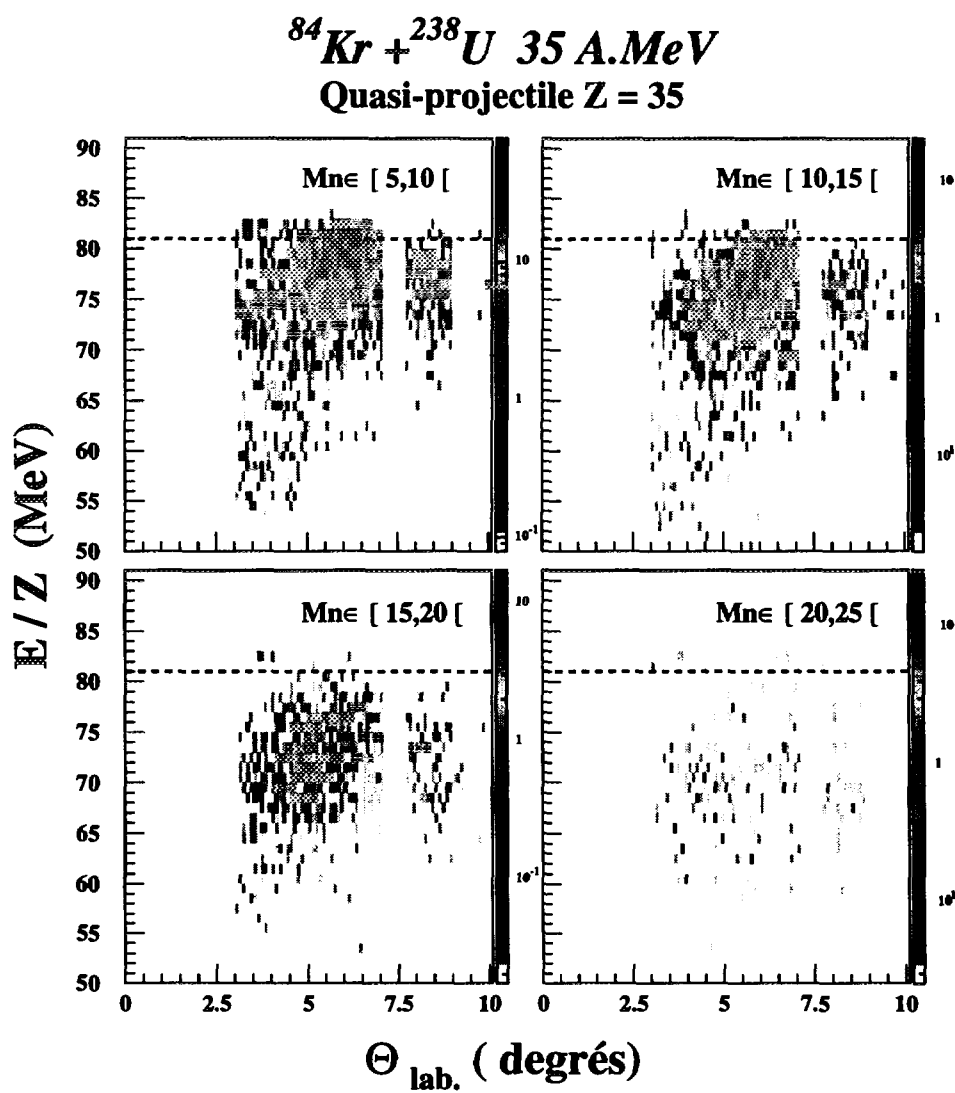


Figure V.12: Matrices $E/Z - \theta_{\text{lab}}$ pour $Z=35$ pour 4 fenêtres en multiplicité de neutrons.

laboratoire (θ_{lab}), ceci pour quatre fenêtres de multiplicité de neutrons. Nous avons utilisé ici les deux positions de l'hodoscope, permettant une ouverture angulaire de détection de 3 à 26 degrés mais, pour la lisibilité des figures l'angle maximal présenté ici est $\theta_{lab}=10^\circ$, la section efficace associée à $Z=35$ devenant négligeable au delà. La coupure visible entre les angles 7.2° et 7.7° provient de l'absence de recouvrement entre les ouvertures angulaires des deux positions. La ligne pointillée indique la position en E/Z du maximum de la section efficace pour la tranche $M_n \in [5,10[$. Elle ne sert que de repère afin de suivre l'évolution pour les autres tranches de M_n . Dans ces matrices comme dans les suivantes, la contribution liée au carbone présent sur le support de la cible a été éliminée. La troisième dimension des matrices est présentée en échelle logarithmique.

- Pour $M_n \in [5, 10[$, on observe une zone piquée vers $\theta_{lab}=7^\circ$, située autour $E/Z=81$ MeV, soit quasiment la vitesse du faisceau. La charge choisie ici étant très proche de celle du projectile, ces événements proviennent de réactions faiblement inélastiques. Le reste de la distribution, de section efficace beaucoup plus faible, se prolonge principalement vers des énergies et des angles plus petits. On observe néanmoins pour les angles supérieurs à 7° une contribution notable d'événements avec $E/Z < 81$ MeV. La section efficace associée à ces événements chute très rapidement avec l'angle. Ces événements ne semblent pas pouvoir résulter de l'élargissement dû à l'évaporation ou de fluctuations sur les trajectoires, l'élargissement devant être dans ces hypothèses symétrique par rapport à la valeur la plus probable. La faible statistique associée à ces événements détectés au delà de l'angle d'effleurement ne nous permettra pas une analyse plus détaillée. On observe également, pour des valeurs de E/Z comprises entre 55 et 60 MeV, un îlot correspondant à des résidus des réactions sur le carbone qui, bien que totalement soustraites statistiquement, présentent sur une représentation bidimensionnelle des points de sections efficaces légèrement positives compensés par des points de sections efficaces légèrement négatives (supprimés sur les figures).
- Pour $M_n \in [10, 15[$, le maximum de la corrélation se déplace vers des valeurs de E/Z et de θ_{lab} plus faibles. La contribution due au carbone a presque totalement disparu. Cette diminution de l'angle et de la vitesse va se renforcer dans les fenêtres suivantes.

Etude du quasi-projectile

- Ainsi pour $M_n \in [15, 20[$ la distribution se situe maintenant bien en dessous de la ligne pointillée et elle est coupée de façon notoire par notre angle minimum de détection (3°).

Il existe donc une étroite corrélation entre les trois paramètres: vitesse, angle de déflexion, et multiplicité de neutrons. Ainsi à des collisions de plus en plus violentes correspond une dissipation de plus en plus importante de l'énergie (baisse de E/Z) et une déviation moyenne de la direction du quasi-projectile vers les petits angles.

- Pour $M_n \in [20, 25[$ on détecte très peu de produits de charge $Z=35$, et la suite de l'évolution est très peu visible ici pour cette fenêtre en multiplicité. En effet, l'augmentation de la multiplicité de neutrons s'accompagne d'une augmentation de l'énergie d'excitation du système. Avant sa détection dans l'hodoscope, le quasi-projectile va se désexciter et émettre des particules légères. Pour suivre l'évolution avec la multiplicité de neutrons de la vitesse et la direction du quasi-projectile, nous allons devoir considérer des produits de charge plus faible ayant évaporé plus de particules.

4.2 Matrices $E/Z - \theta$ pour $Z=35, 30, 25$ et 20 sélectionnées par M_n

Figure V.13, sont présentées entre $\theta_{lab}=0^\circ$ et 25° et E/Z de 25 à 85 MeV, les matrices $E/Z - \theta_{lab}$ pour des quasi-projectiles de charge $Z=35, 30, 25$ et 20 , et pour 4 fenêtres en multiplicité de neutrons correspondant à des dissolutions croissant avec le Z . La ligne pointillée, indiquant le maximum en E/Z de la distribution pour $Z=35$, est reportée dans les autres figures. Ainsi que l'on s'y attend, plus la multiplicité de neutrons augmente, plus la relaxation en vitesse augmente, et cela indépendamment du numéro atomique du quasi-projectile.

- Pour $Z=30$ et $M_n \in [15, 20[$ la distribution est très similaire à celle observée pour $Z=35$ pour la même tranche de M_n ; elle est concentrée vers les plus petits angles de détection, tandis que la vitesse du produit est maintenant bien inférieure à celle du $Z=35$ dans la fenêtre précédente.
- Pour $Z=25$ et $M_n \in [20, 25[$ la majorité des événements se trouve également à petit angle et à $E/Z \sim 65$ MeV, mais commence à se dessiner vers

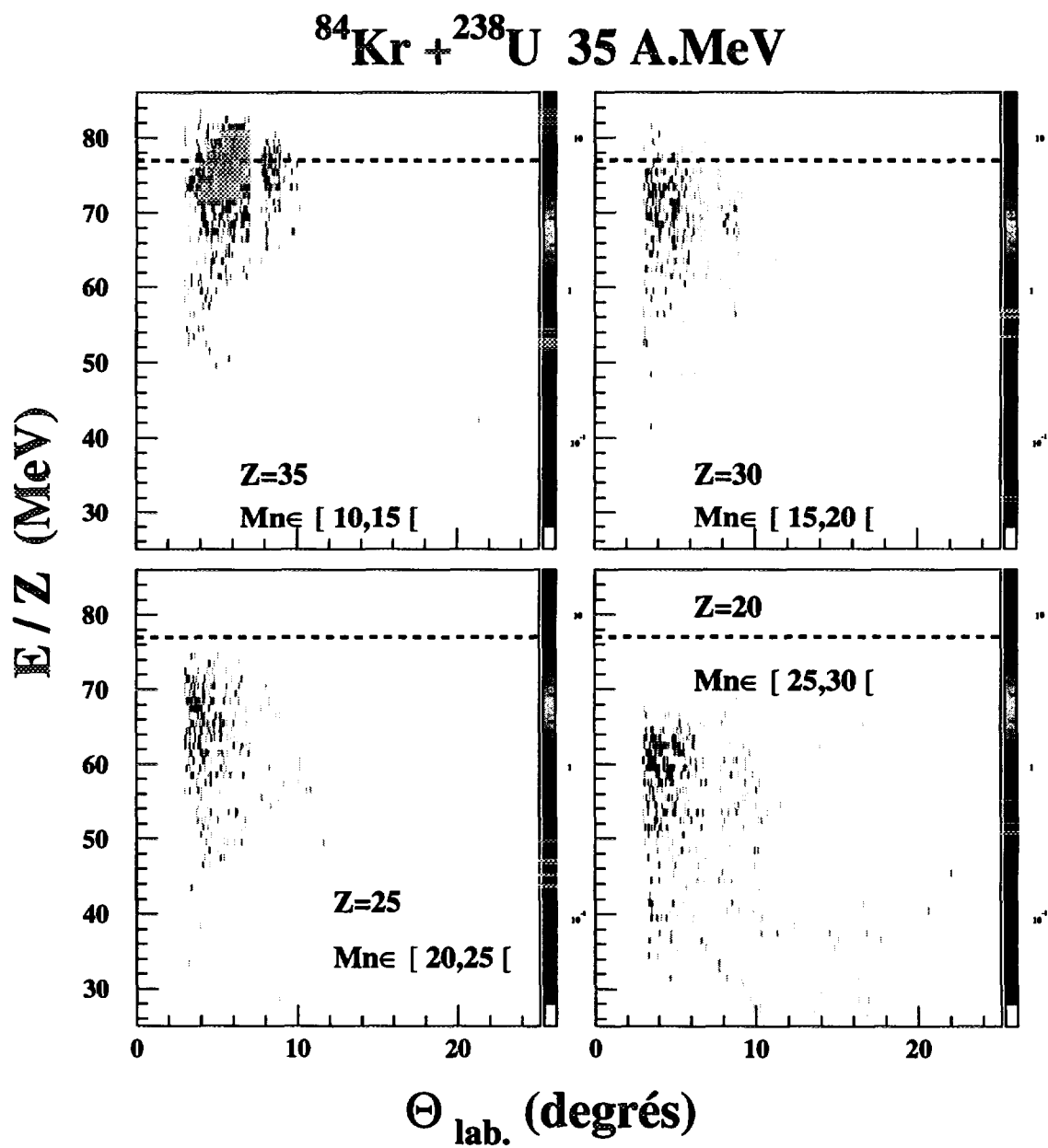


Figure V.13: Matrices $E/Z - \theta_{\text{lab}}$ pour $Z=35, 30, 25$ et 20 pour 4 fenêtres en multiplicité de neutrons.

$E/Z \sim 50$ MeV une seconde branche semblant évoluer, elle, vers les grands angles de détection.

- Cette évolution se poursuit dans la fenêtre suivante où pour $Z=20$ et $M_n \in [25, 30[$, la branche à faible E/Z se prolonge jusqu'à environ 20 degrés et atteint maintenant le seuil de détection ($E/Z \sim 26$ MeV). Nous sommes ici tout près de l'amortissement total de l'énergie initiale qui correspond pour $Z=36$ à environ 770 MeV à 10° soit $E/Z=20$ MeV. Cette diminution de la vitesse s'accompagne aussi d'une déflexion du quasi-projectile vers les grands angles.

La similarité des distributions que nous avons constaté pour une même tranche de M_n et pour des Z aussi différents que $Z=35$ et $Z=30$ va nous permettre de sommer les distributions associées à différents Z afin de reconstituer un panorama aussi complet que possible.

4.3 Matrice $E/Z - \theta_{lab}$ intégrée sur les $Z \geq 20$

Nous avons porté sur la figure V.14, la matrice E/Z en fonction de θ_{lab} construite pour chaque événement et concernant tous les produits de charge Z comprise entre 20 et 35. Le fait de ne pas prendre le $Z=36$, ici, n'est justifié que par un souci de lisibilité de la figure car la présence du pic élastique masquerait le reste de la matrice. La coupure visible entre 7.2 et 7.7° est due au dispositif expérimental. Dans cette matrice, comme dans les précédentes, la contribution liée à la présence de carbone sur la cible a été soustraite.

Une telle représentation est très similaire à la représentation proposée par Wilczynski [WIL 73] pour comprendre les mécanismes de transferts très inélastiques. L'énergie cinétique totale dans le centre de masse est remplacée ici par le carré de la vitesse du quasi-projectile et l'angle dans le centre de masse et remplacé ici par l'angle de deflexion du quasi-projectile dans le laboratoire.

La figure V.14 suggère ainsi une rotation du système dinucléaire depuis l'angle d'effleurement vers les faibles angles, rotation accompagnée d'une dissipation croissante de l'énergie. La branche à faible vitesse et s'étendant vers les grands angles de déflexion (associée principalement aux $Z < 25$) peut donc correspondre soit à un phénomène d'"orbiting" tel qu'observé aux plus faibles énergies incidentes du projectile, le système dinucléaire tournant alors vers les faibles angles

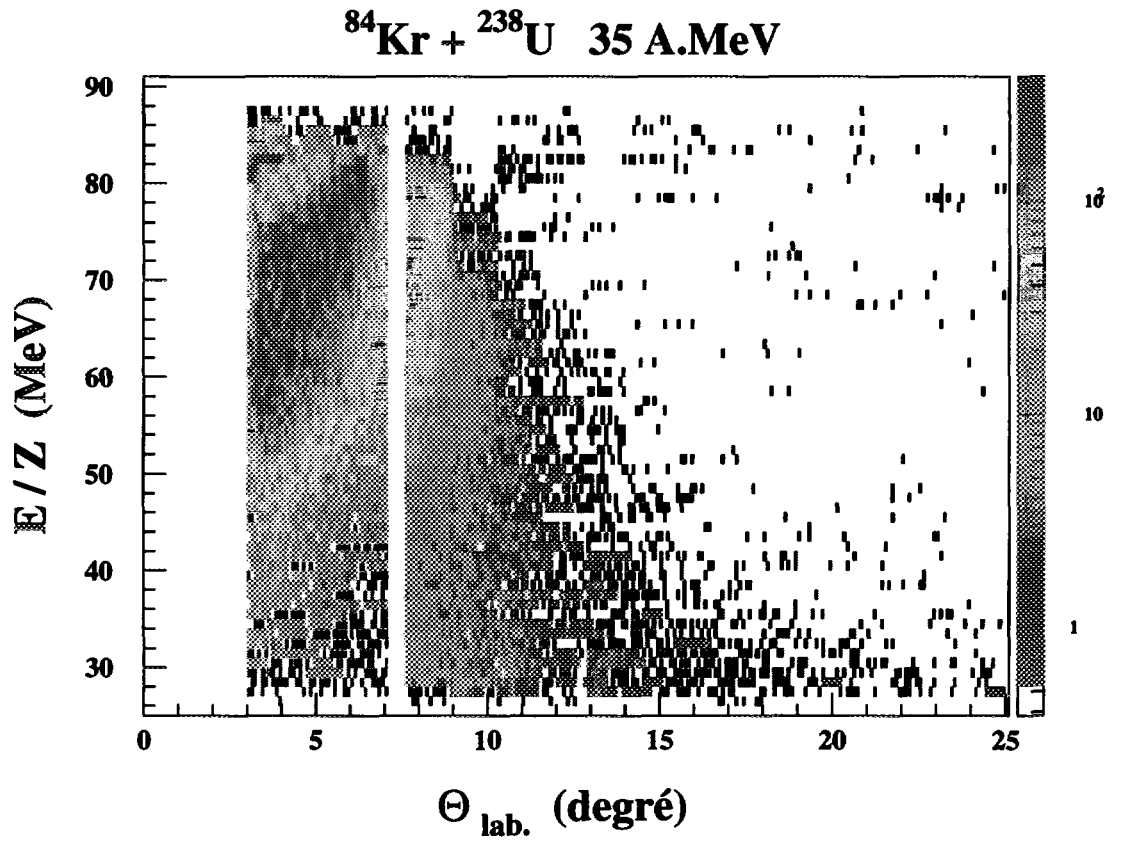


Figure V.14: Matrices $E/Z - \theta_{\text{lab}}$ pour l'ensemble des quasi-projectiles de $Z > 20$ détectés dans l'hodoscope.

jusqu'à 0° puis au delà de 0° vers les angles négatifs, soit à un élargissement des distributions angulaires des éléments les plus légers, élargissement dû à des processus de désexcitation plus complexes des quasi-projectiles primaires (chaînes d'évaporation plus longues, cassures du quasi-projectile ...). Une détection précise des quasi-projectiles jusqu'à 0° permettrait de trancher plus facilement entre "orbiting" et simple élargissement.

5 Discussion

Aux énergies intermédiaires, les réactions périphériques induites par des faisceaux de krypton ont été étudiées dans différentes expériences [DAL 86] [STU 92] [RUD 93]. Sans vouloir être exhaustif ici, les principaux modèles utilisés pour expliquer la production des quasi-projectiles sont les modèles de type fragmentation du projectile [DAY 86], du type transfert massif et du type transfert très inélastique [RAN 82] [TAS 91].

Dans notre cas, les modèles de type transfert massif et fragmentation semblent difficilement conciliables avec les fortes relaxations en vitesse observées. De même, les énergies d'excitation sont trop fortes pour la fragmentation et trop faibles pour le transfert massif.

Nos résultats semblent montrer que le mécanisme de réaction mis en jeu ici correspond à un processus essentiellement à deux corps associé à une importante dissipation en énergie pour les collisions les moins périphériques. Ces effets s'apparentent à des réactions dissipatives de type transferts très inélastiques comme aux basses énergies. En effet, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, à ces énergies de bombardement, et pour des systèmes assez lourds, la forte répulsion coulombienne empêche la formation d'un noyau de fusion et privilégie ce type de transfert. Aux énergies intermédiaires, quelques études ont montré que ce mécanisme existait encore pour des systèmes symétriques lourds: $\text{Mo} + \text{Mo}$ et $\text{Sn} + \text{Sn}$ [CHA 91] à 18.7 et 23.7 A.MeV, $\text{Pb} + \text{Au}$ [LEC 94] à 29 A.MeV, $\text{Xe} + \text{Bi}$ à 28 A.MeV [BAL 95]. Une reconstitution cinématique des quasi-projectiles ayant fissionné dans des réactions induites par un faisceau d'uranium à 24 MeV sur différentes cibles [PIA 95] a permis de montrer que pour des systèmes très asymétriques tels que $\text{U} + \text{C}$ on obtenait principalement de la fusion plus ou moins complète tandis que pour des systèmes plus symétriques tels que $\text{U} + \text{Ni}$, on observait plutôt des réactions assimilables à

des transferts très inélastiques. Un modèle classique de transfert très inélastique [RAN 82] appliqué aux réactions Pb + Au [LEC 94] (avec le potentiel nucléaire de [NGO 80]) et Xe + Bi [BAL 95] permet de reproduire les principales caractéristiques cinématiques de ces réactions.

Nous allons donc regarder si un tel modèle peut s'appliquer à nos résultats sur un système d'asymétrie moyenne. D'ores et déjà, les évolutions de nos distributions en énergie et en charge en fonction de la multiplicité de neutrons sont en accord qualitatif avec une telle description du mécanisme. Pour pousser cette étude plus loin, nous allons comparer nos données avec les prédictions du modèle de transferts très inélastiques de Randrup [RAN 82]. Nous n'avons pas repris ici les résultats obtenus avec le modèle de Tassan-Got déjà donnés dans la figure I.2. Ceux ci sont en effet très éloignés de nos données, la dissipation en énergie ne s'accompagnant pas d'une diminution de l'angle de détection, mais bien au contraire de son augmentation. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, cette différence notable entre les deux modèles s'explique dans la façon de traiter l'échange des nucléons entre les deux noyaux pendant l'interaction. A nos énergies et dans le cas d'un système fortement asymétrique comme le notre, cette différence prend toute son importance et l'interdiction de certains échanges va alors empêcher la rotation du système dinucléaire.

Nous présentons, sur les figures V.15 et V.16, les matrices E/Z en fonction de θ_{lab} obtenues la première avec le modèle de Randrup et la seconde avec nos données. La matrice obtenue avec le modèle de Randrup est la même que celle que nous avons présentée dans le premier chapitre (figure I.1) : nous avons simplement ici, replié la matrice à partir de $\theta_{lab}=0^\circ$ pour obtenir une représentation comparable aux résultats expérimentaux. Les deux matrices, issues l'une du calcul et l'autre de nos données, sont tout à fait comparables. Pour faciliter la comparaison nous avons reporté sur la matrice expérimentale la ligne de crêtes obtenue avec le modèle de Randrup (ligne en trait plein) qui est en très bon accord avec nos données. A noter que la charge $Z=36$ n'est pas représentée sur la matrice expérimentale alors qu'elle apparaît dans les résultats du modèle. On a une bonne superposition des données concernant la première "branche" partant de l'angle d'effleurement vers les angles les plus faibles explorés, la "branche de retour" prédite par le modèle passant quant à elle à des valeurs de E/Z un peu plus hautes que nos données. Pour les éléments légers, la comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux est rendue difficile par la limitation de la gamme de paramètre conduisant à des transferts très inélastiques dans le modèle. En ef-

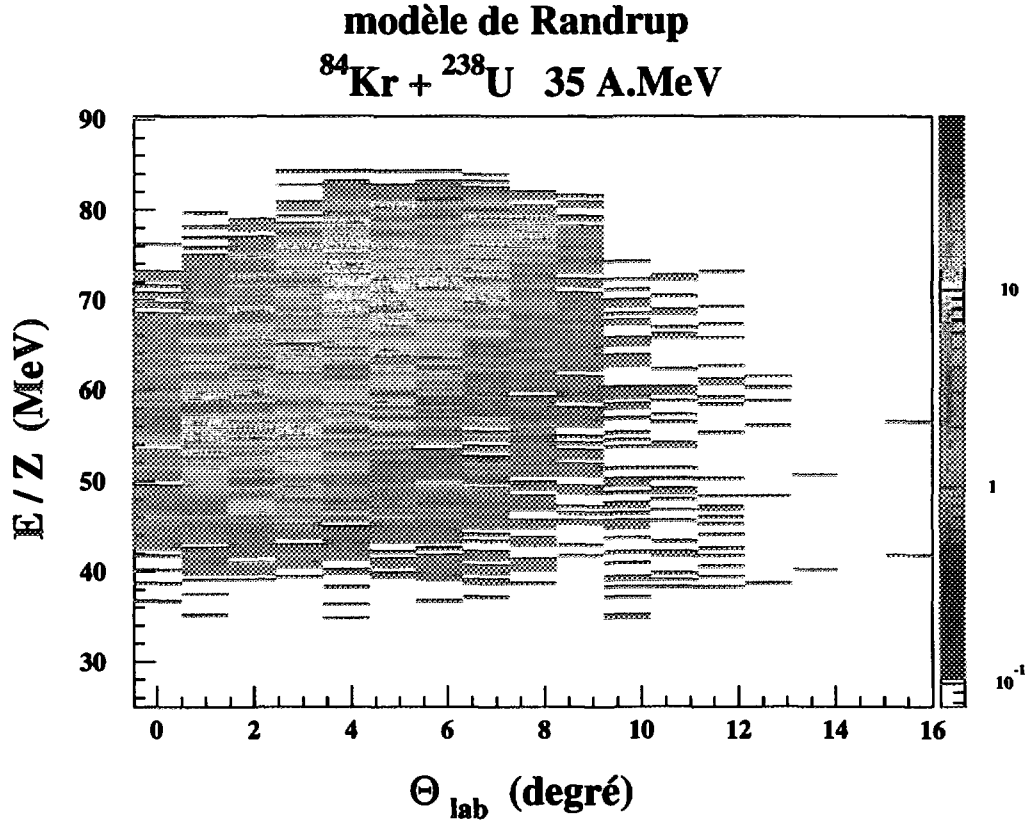


Figure V.15: Matrice $E/Z - \theta_{lab}$ pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$ à 35 A.MeV obtenue avec le modèle de T.T.I. de J.Randrup.

Les valeurs de θ_{lab} comprises entre 6° et 13.5°, ce qui représente ici environ 75% de la section efficace totale. Les données expérimentales à faible énergie cinétique par Z, correspondent principalement aux petits Z qui viennent majoritairement de réactions à plus petit paramètre d'impact.

Du bon accord observé sur la figure V.16 entre l'expérience et le calcul, nous sommes tentés de conclure que la branche à faible vitesse et à grand angle correspond à l'orbiting du système dinucléaire; mais du point de vue purement expérimental, il ne nous est pas possible de faire la différence entre de l'orbiting et l'élargissement des distributions angulaires.

Le modèle de transferts très inélastiques de Randrup permettant une repro-

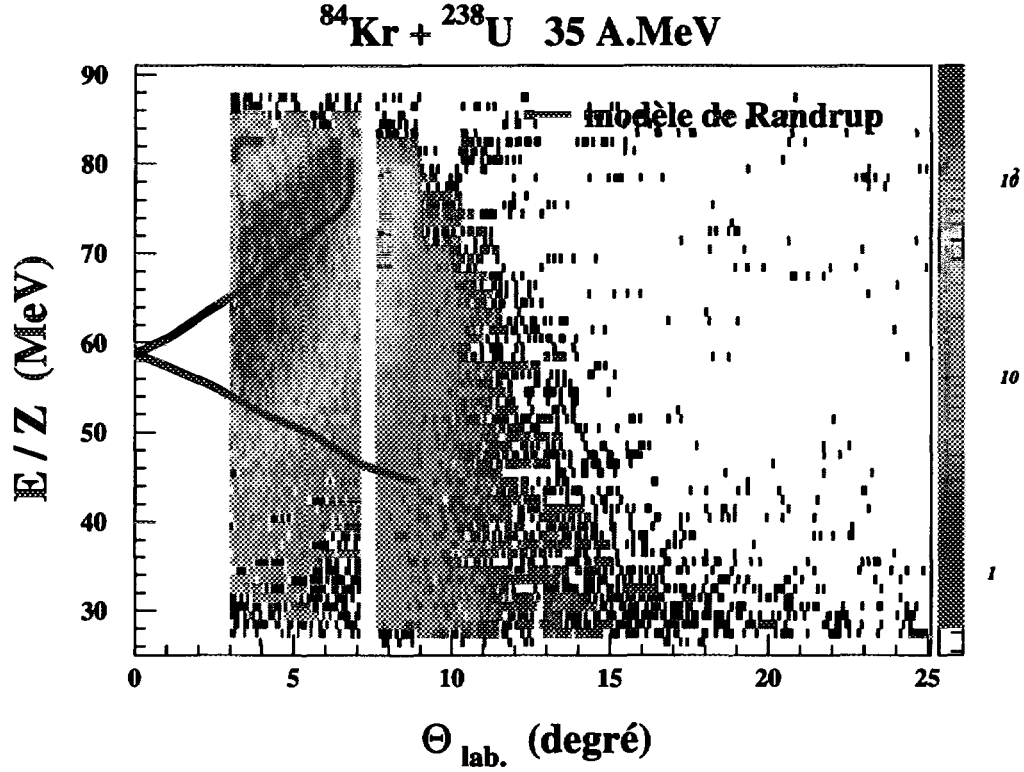


Figure V.16: Matrice $E/Z - \theta_{\text{lab}}$ pour l'ensemble des quasi-projectiles de $20 \leq Z \leq 35$ détectés dans l'hodoscope pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$ à 35 A.MeV. La ligne en trait plein présente les résultats obtenus avec le modèle de TTI de J.Randrup.

duction correcte de la corrélation $(E/Z, \theta)$, nous allons regarder maintenant si la distribution en charge du quasi-projectile prédite par ce modèle peut s'accorder à celle obtenue expérimentalement. Cette comparaison est faite sur la figure V.17 où les quasi-projectiles primaires calculés sont désexcités par le code GEMINI [CHA 88]. Pour prendre en compte les limitations expérimentales, nous présentons la distribution totale calculée sous forme de ligne tiretée et sous forme de ligne pointillée la distribution filtrée par la condition de n'avoir qu'un seul fragment de $Z > 5$ entre 3° et 7° (les événements où plus d'un fragment ont été détectés dans l'hodoscope sont rejetés à l'analyse). Comme on peut le constater ici, cette condition modifie essentiellement les faibles Z et laisse quasi-inchangée

Etude du quasi-projectile

la distribution des grands Z . Aucune normalisation n'a été introduite entre les calculs et les données expérimentales.

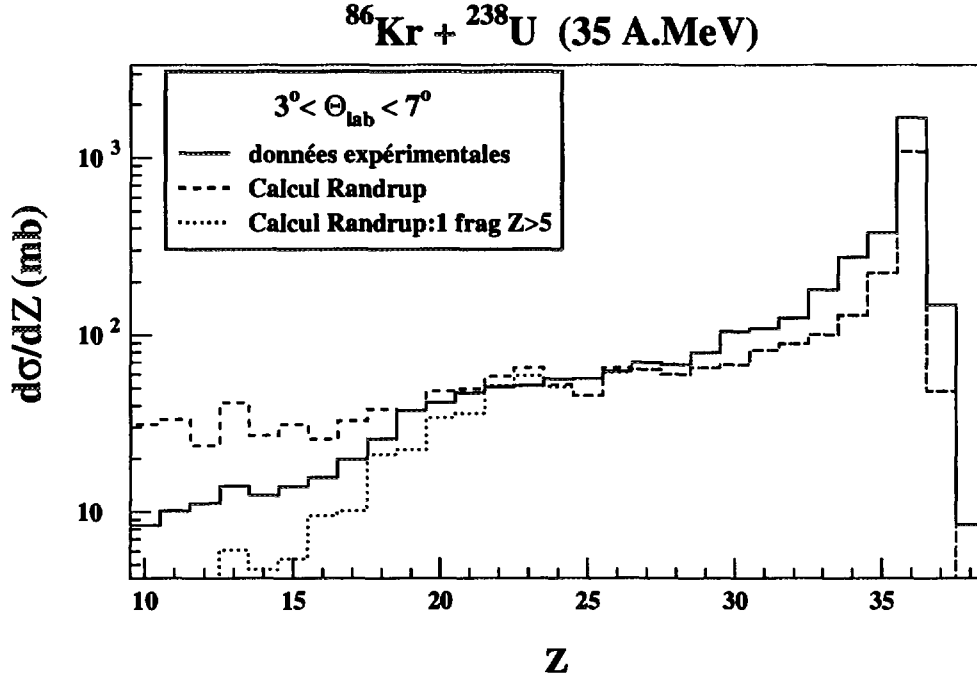


Figure V.17: Distribution de charge pour $3^\circ < \theta_{lab} < 7^\circ$ obtenue avec les données expérimentales (trait plein) et avec le modèle de TTI de J. Randrup suivi de Gemini (trait pointillé long) et en imposant dans le calcul l'émission d'un seul fragment de $Z > 5$ entre 3° et 7° (trait pointillé court).

Le modèle de Randrup reproduit bien (à un facteur 2 près en absolu) nos données expérimentales entre $Z=36$ et $Z=18$, la meilleure superposition étant obtenue pour les Z compris entre 30 et 20. Il faut rappeler que pour les petits Z ($Z < 20$), les sections efficaces expérimentales sont très sous-estimées à cause des seuils en énergie du dispositif expérimental. Néanmoins, le modèle donne des prédictions quantitatives tout à fait satisfaisantes.

De tous les modèles considérés ici et utilisés généralement pour décrire les mécanismes liés aux collisions périphériques, le modèle de transferts très inélastiques semble le mieux adapté à nos résultats. A travers le modèle de J. Randrup, nous avons pu, en effet, apprécier le bon accord entre les prédictions of-

fertes par un tel modèle et nos résultats expérimentaux. Il semble donc bien que cette description du mécanisme de réaction originellement adaptée aux basses énergies de bombardement garde sa validité aux énergies de Fermi et cela malgré des hypothèses peu réalistes sur les échanges de nucléons.

Chapitre VI

Etude de la fission de la quasi-cible

Nous nous sommes pour l'instant essentiellement intéressés au quasi-projectile au travers des résultats obtenus dans l'hodoscope. Cette étude nous a permis de mettre en évidence la persistance d'un mécanisme binaire de type transfert très inélastique, caractéristique des collisions à basse énergie. A de tels processus sont associés d'importants transferts du moment angulaire orbital en spin intrinsèque des fragments pendant la réaction. Nous allons essayer d'estimer la valeur du spin transféré à la quasi-cible à travers l'étude de sa fission. Comme nous l'avons vu (cf chapitre I), l'étude de la distribution angulaire des fragments de fission permet d'extraire le spin transmis au noyau fissionnant. Le choix de la cible d'uranium va nous permettre d'étudier la fission sur une grande gamme d'énergie d'excitation.

1 La fission nucléaire: généralités

1.1 Un peu d'histoire ...

Après la découverte du neutron en 1932, la mise en évidence de la fission de l'uranium était inéluctable. On savait alors produire des sources de neutrons servant à bombarder les éléments naturels pour tenter de former des éléments nouveaux. C'est ainsi que les radiochimistes commencèrent à s'intéresser au noyau d'uranium. C'est en 1939, à Berlin, que O. Hahn et F. Strassmann démontrent expérimentalement que les éléments de baryum, de lanthane et de césium sont formés dans l'irradiation de l'uranium par les neutrons ... Ils découvraient la

fission.

La découverte de la fission de l'uranium va être un grand bouleversement dans le monde de la science. Avec la seconde guerre mondiale les études vont s'orienter principalement vers les applications militaires et la production d'énergie. Ce n'est qu'à partir de 1955 que les recherches vont se reporter sur des aspects plus fondamentaux, concernant le mécanisme de fission lui-même.

1.2 La barrière de Fission

Le modèle de la goutte liquide (N. Bohr 1937) décrit la fission comme un phénomène au cours duquel un noyau se déforme et se casse en deux. La stabilité du noyau est alors liée à la compétition de deux forces: une force de cohésion, analogue à une tension de surface, et une force répulsive, d'origine électrostatique. Cette approche permet de calculer l'énergie potentielle d'un noyau en fonction de sa forme.

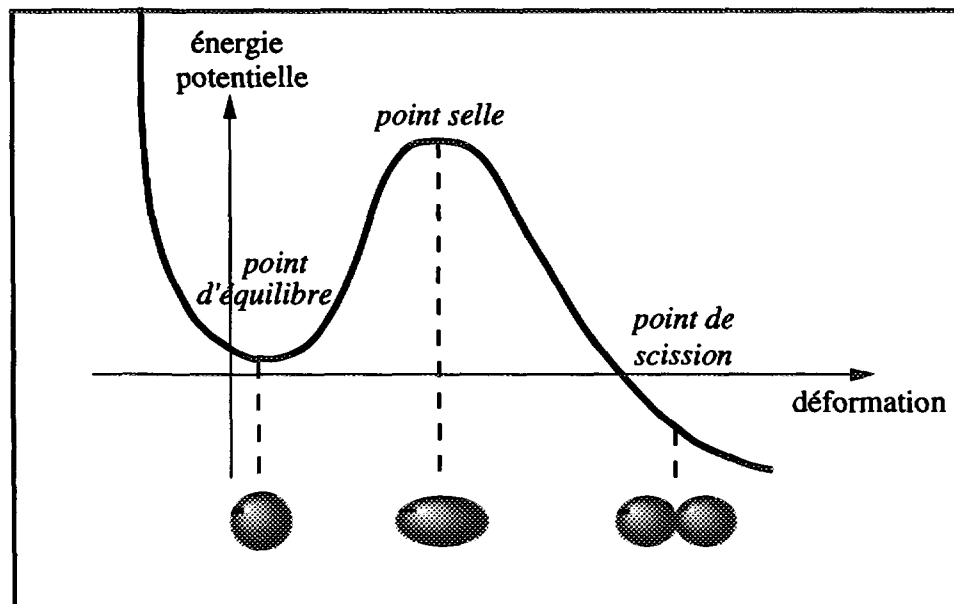


Figure VI.1: Le mécanisme de fission: énergie potentielle d'un noyau en fonction de sa déformation.

Une représentation schématique de l'énergie potentielle en fonction de la déformation est donnée sur la figure VI.1. Les principales étapes du noyau sur le

Etude de la fission de la quasi-cible

chemin de la fission sont: le *point d'équilibre* correspondant à la forme du noyau dans son état fondamental, le *point selle* correspondant au point de "non-retour" (passé cette étape, le processus est irréversible, le noyau ne peut que fissionner), enfin, le *point de scission* correspondant au point de cassure du noyau. Entre la forme sphérique et le point de scission, le noyau passe par toute une série de déformations.

Pour fissionner, le noyau doit franchir une barrière de potentiel pour aller jusqu'au point selle. Pour cela il doit posséder une certaine énergie. La probabilité de fission est donc associée à la barrière de fission.

Ce modèle de la goutte liquide présente cependant quelques limites. Strutinski [STR 67] [STR 68] a proposé un modèle théorique plus élaboré en introduisant des corrections quantiques liées aux effets de couches et d'appariement des nucléons. Ce calcul aboutit à une forme de potentiel plus compliquée, pouvant comporter par exemple deux à trois minima.

Même si aujourd'hui une grande partie du mécanisme est décrite et comprise, la fission demeure un phénomène très complexe, restant toujours à explorer.

Nous utiliserons quant à nous la fission comme outil pour comprendre les mécanismes de réaction mis en jeu dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires.

2 Sélection de la fission

Avant de commencer cette étude, nous devons sélectionner des événements provenant de la fission de la quasi-cible. Notre dispositif expérimental ne nous permet pas une sélection de tous les événements de fission. Une telle sélection impliquerait une détection sur un angle solide de 4π , détection qui semble de toute façon irréaliste compte tenu des pertes d'énergie importantes des fragments de fission dans la cible (sur 4π l'épaisseur de cible doit être divisée par un $\cos\theta$, qui implique forcément des seuils énormes en énergie, même pour des noyaux lourds fissionnant avec une grande vitesse de recul). Notre but ici va donc être uniquement d'isoler des événements correspondant de façon inambigüe à une fission binaire de la quasi-cible.

2.1 Matrices ΔE -TV

Pour identifier la nature du fragment détecté, deux paramètres sont à notre disposition: la perte d'énergie (ΔE) dans le gaz des plaques parallèles et le temps de vol (TV). Prises seules, ces informations ne nous permettent pas de conclure, car elles dépendent de la masse et de la vitesse du fragment. Par contre l'association des deux va permettre d'identifier les événements de fission. Dans la figure VI.2 sont présentées les matrices ΔE -TV de la plaque 1 et de la plaque 2, sans imposer la coïncidence entre les deux plaques, puis en imposant cette coïncidence.

Sur les deux matrices obtenues en mesures inclusives, on voit apparaître une composante très intense due aux fragments de fission. En effet la section efficace la plus importante des voies de désexcitation de l'uranium est celle de la fission. Autour de cette composante bien visible apparaissent d'autres événements, moins nombreux, mais dont nous allons devoir tenir compte. Une partie de ces événements est située autour d'un temps de vol quasi-constant sur une grande gamme en énergie déposée, l'autre partie apparaissant à des grands temps de vol et des petits ΔE . Imposer la coïncidence de détection entre les deux plaques ne supprime pas ces événements mais cela atténue fortement la partie correspondant aux faibles temps de vol et faible ΔE . La partie la plus intense de la matrice doit contenir les fragments résultant de la fission symétrique de l'uranium, événements les plus probables pour la fission à haute énergie d'excitation. La branche à faible temps de vol, fortement atténuée par la coïncidence, peut cor-

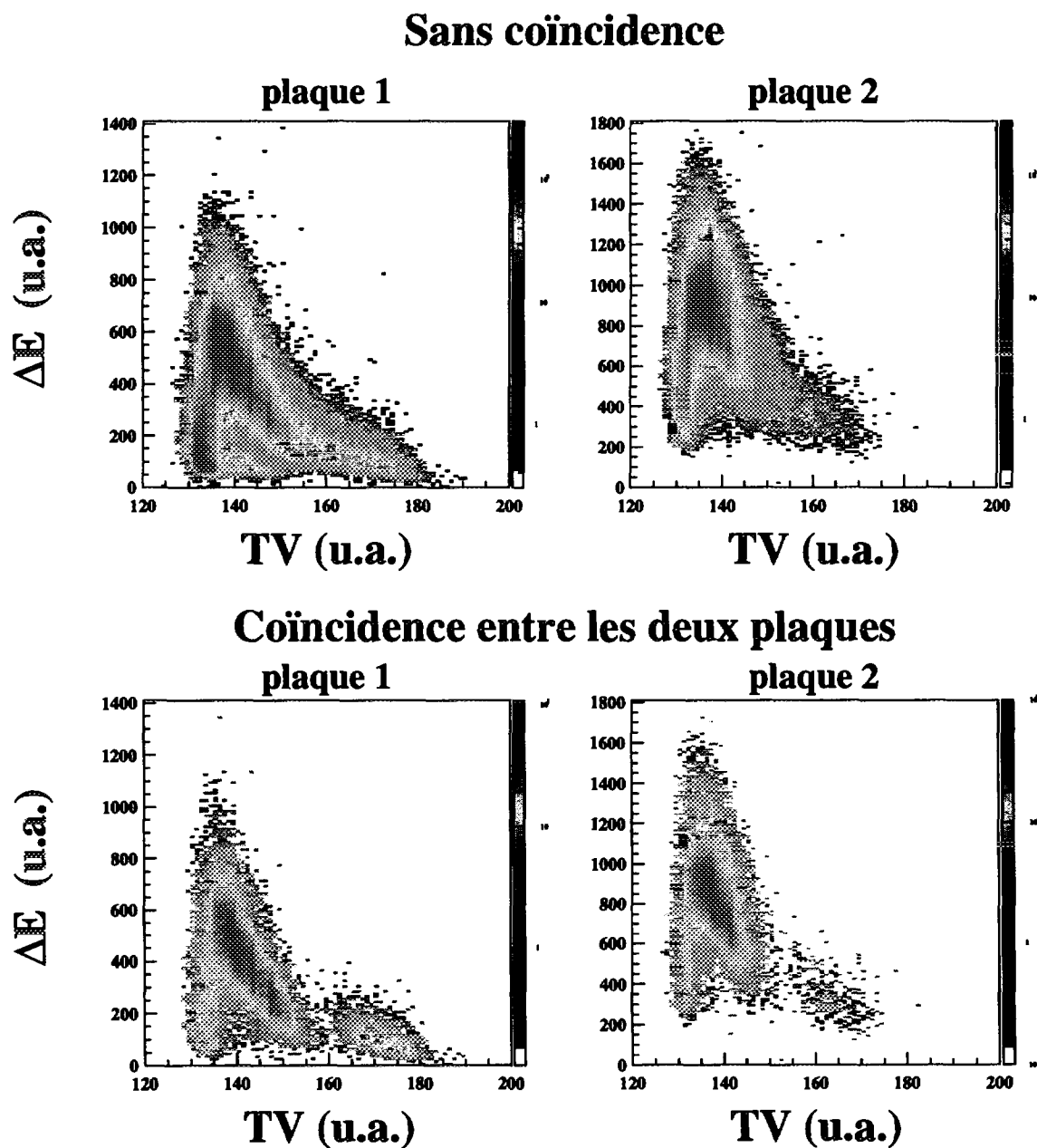


Figure VI.2: Matrices ΔE - TV sans imposer la coïncidence entre les deux plaques puis en demandant la détection d'un fragment dans chacune des 2 plaques.

respondre soit à la détection par les plaques de fragments de masse intermédiaire (faible dépôt d'énergie dû à un Z faible, et faible TV dû à une vitesse supérieure à celle des fragments de fission symétrique), soit à la détection d'un résidu du quasi-projectile à grand angle, soit encore à des fissions très asymétriques pour lesquelles notre système de détection ne permettrait pas (géométriquement ou à cause des seuils) la coïncidence.

L'effet le plus spectaculaire de la coïncidence est de faire apparaître sur les deux plaques un îlot d'événements bien séparés de la fission symétrique à faible ΔE et grand TV. De telles caractéristiques font penser tout d'abord à des produits lourds disposant de peu d'énergie. Pour déterminer la provenance de ces produits à grand temps de vol nous allons commencer par regarder l'évolution de cette matrice ΔE -TV avec la multiplicité de neutrons.

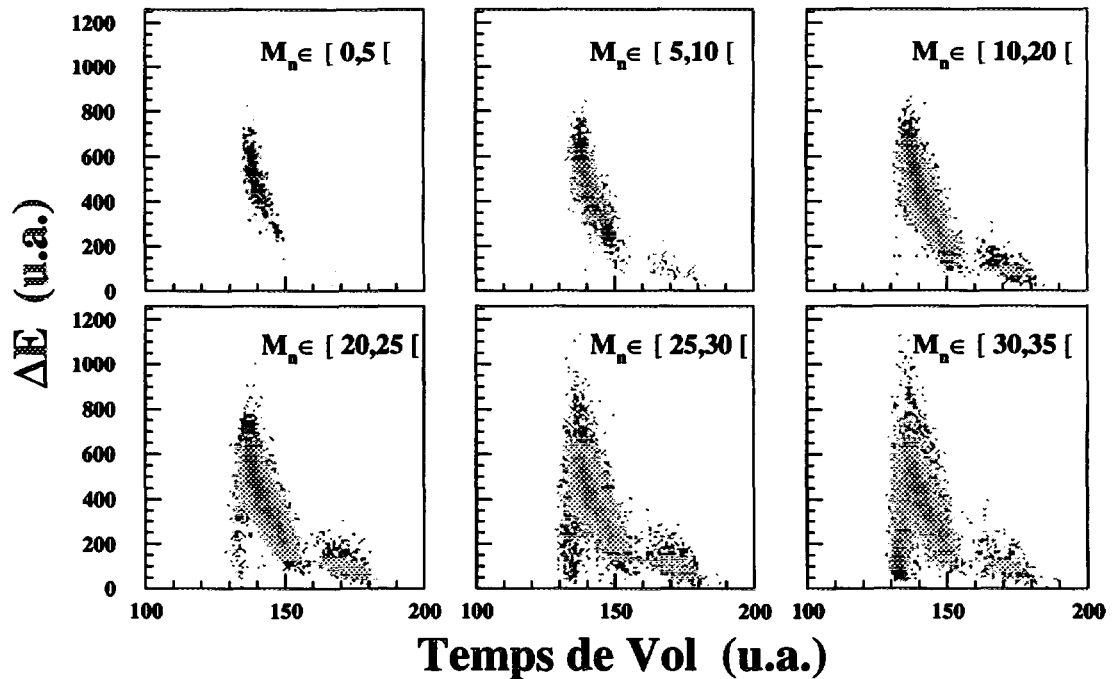


Figure VI.3: Matrices ΔE - TV sélectionnées par 6 fenêtres en multiplicité de neutrons. Les résultats sont obtenus pour la plaque 1 en coïncidence avec la plaque 2.

Sur la figure VI.3, on a sélectionné les matrices ΔE -TV obtenues avec la plaque 1 pour 6 fenêtres en multiplicité de neutrons. La coïncidence entre les plaques est

Etude de la fission de la quasi-cible

imposée ici. Dans les mêmes conditions, l'évolution de la matrice obtenue avec la plaque 2 est équivalente. Pour les basses multiplicités, seule la contribution la plus intense, correspondant aux fragments de fission, apparaît sur la matrice. Les événements autres que la fission, à grands temps de vol, ne commencent à apparaître de façon significative qu'à partir de $M_n \in [10, 20]$, ceux à plus petits temps de vol vers $M_n \in [20, 25]$.

Maintenant si on regarde la matrice ΔE -TV obtenue sur l'une des plaques en ne sélectionnant sur l'autre que les événements de l'îlot à grand temps de vol (figure VI.4), on voit que ces derniers sont corrélés avec des produits à petit temps de vol que nous avons assimilés probablement à des fragments de masse intermédiaire.

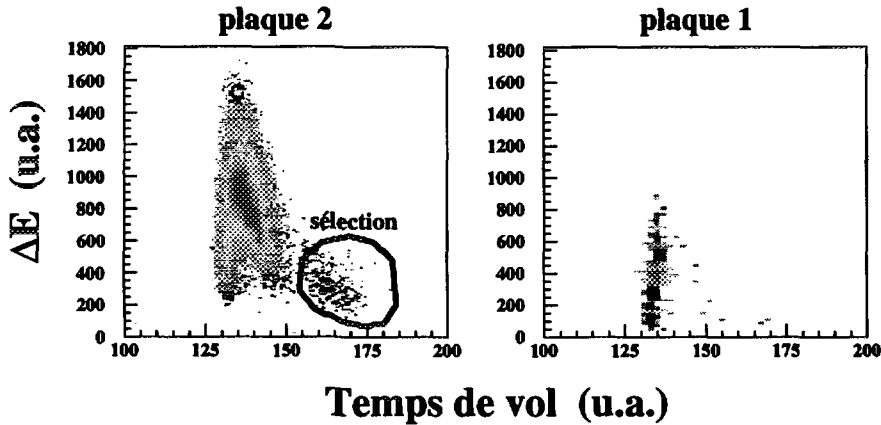


Figure VI.4: Matrice ΔE -TV obtenue pour la plaque 1 en coïncidence avec les produits lourds sélectionnés sur la plaque 2.

Ces événements correspondent donc à une détection fortement asymétrique (un produit lent et lourd détecté dans une plaque est corrélé à un fragment léger et rapide détecté dans l'autre plaque) et sont associés à de grandes multiplicités de neutrons.

Aux vues de ces différentes informations, nous avons retenu trois origines possibles pour ces événements asymétriques: soit un effet cinématique isolant des fissions très asymétriques, soit la détection d'un résidu de fusion (incomplète ou complète) en coïncidence avec un fragment de masse intermédiaire, soit enfin la quasi-cible détectée en coïncidence avec le quasi-projectile ou un fragment de masse intermédiaire. Nous allons maintenant examiner ces trois hypothèses.

i) La conservation de l'impulsion implique que les deux fragments de fission soient émis à 180° l'un de l'autre dans le référentiel du noyau fissionnant. Dans

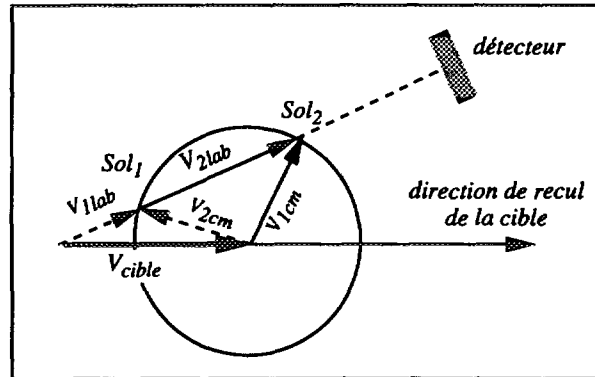


Figure VI.5: *Diagramme cinématique de la fission. Les indices "1 et 2" font référence aux deux solutions possibles, "cm" signifie que l'on est dans le référentiel de l'émetteur et "lab" du laboratoire.*

les cas particuliers où la vitesse du fragment est inférieure à la vitesse de recul du noyau fissionnant (voir figure VI.5), pour un angle de détection donné, il existe deux solutions cinématiques. Ainsi dans le laboratoire, on obtient deux composantes en énergie correspondant aux deux solutions. De plus pour chacune des solutions un des deux fragments possède une petite vitesse dans le laboratoire et l'autre une grande vitesse. Les seuils de détection des plaques parallèles jouent dans cette hypothèse un rôle important en fonction de l'asymétrie de fission: pour des fissions fortement asymétriques, seule la solution correspondant au fragment lourd à grande vitesse dans le laboratoire pourrait être détectée. Cette hypothèse suppose que beaucoup d'impulsion ait été transférée au noyau fissionnant afin que sa vitesse soit supérieure à celle des fragments de fission, donc que l'on soit dans le cas d'une collision assez violente.

ii) Plusieurs études [BIZ 86] [SCH 94] [LOV 87] [ALE 90] ont montré que, pour des collisions très dissipatives, il existait une grande section efficace de formation de résidus lourds résultant de la désexcitation de noyaux de masse voisine ou supérieure à la masse de notre cible. La non fission de ces noyaux très lourds, disposant en principe de barrière de fission nulle, peut s'expliquer par une modification importante de leur fissilité ou de leur barrière de fission, soit par évaporation avant fission, soit par émission de particules ou d'IMF dans la voie d'entrée. La distribution angulaire mesurée dans le laboratoire de ces résidus

Etude de la fission de la quasi-cible

lourds est fortement piquée aux angles avant et leurs vitesses sont très basses.

Les événements asymétriques détectés peuvent donc correspondre à un tel résidu en coïncidence avec un IMF. Si on suppose que l'émission des IMFs résulte d'un mécanisme analogue à l'évaporation classique, la distribution angulaire de ceux-ci doit être isotrope dans le référentiel du résidu.

iii) Pour le système Kr + Au à 35 A.MeV [SKU 96] a été mise en évidence la présence d'un produit lourd et lent détecté en coïncidence avec le quasi-projectile. Ce produit lourd détecté dans le laboratoire aux angles avant serait le résidu d'évaporation de la quasi-cible. Sa détection est corrélée avec des multiplicités de neutrons supérieures à celles mesurées pour la détection de fragments de fission, montrant que ces résidus sont produits dans le cas de réactions fortement dissipatives.

Les trois hypothèses supposent des collisions fortement dissipatives. Nous verrons au §2.2 b que cela est le cas ici. Nous allons maintenant regarder les distributions angulaires associées aux produits lourds et à ceux plus légers détectés en coïncidence. Les deux distributions sont présentées sur la figure VI.6. Nous

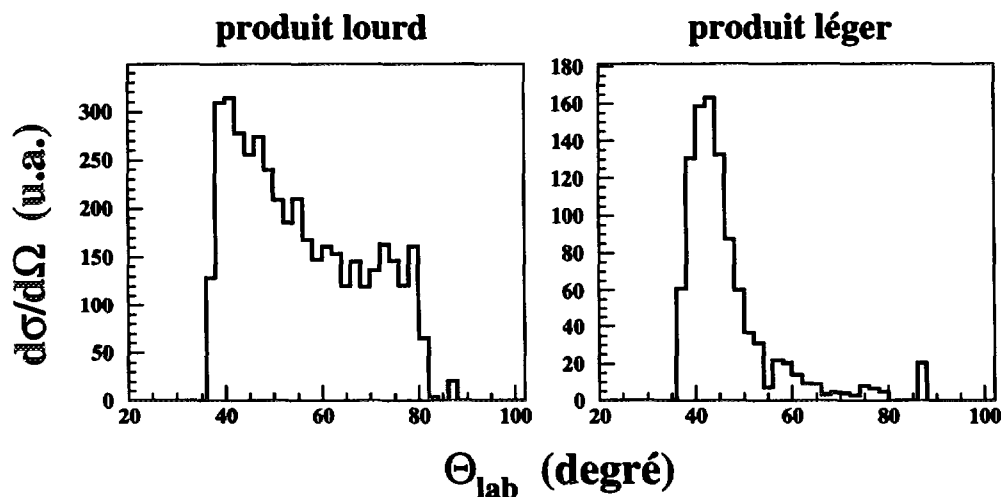


Figure VI.6: *Distributions angulaires des produits lourds et légers et des produits légers détectés en coïncidence dans les plaques parallèles.*

avons ici sélectionné sur une plaque parallèle les produits lourds et regardé les distributions angulaires obtenues dans l'autre plaque. La distribution correspondant aux produits lourds s'étend depuis l'angle minimal de détection ($\theta_{min}=36^\circ$)

jusqu'à l'angle de détection maximum en diminuant régulièrement. L'anisotropie est beaucoup plus marquée pour les produits légers. La deuxième distribution est très fortement piquée aux petits angles, la présence de ces produits devenant rare aux plus grands angles. Ces distributions angulaires sont qualitativement compatibles avec les trois hypothèses retenues. Seule une étude de ces distributions nous permettrait de trancher, mais il faut souligner que les seuils de détection des résidus lourds biaisent très fortement les distributions. Ces seuils sont dus non seulement à l'épaisseur des fenêtres des plaques parallèles, mais proviennent également de l'épaisseur de la cible elle-même. De tels biais existent dans la plupart des expériences ayant mis en évidence ces résidus. Ils favorisent certaines asymétries de masse et certains angles d'émission, si bien que l'origine de ces résidus demeure incertaine.

Il semble néanmoins que ces événements proviennent d'un mécanisme différent d'une fission binaire de la quasi-cible. Il est donc important dans notre étude de rejeter ces événements. Dans la suite nous utiliserons les sélections présentées sur la figure VI.7 appliquées aux matrices ΔE -TV obtenues avec chaque plaque parallèle. Une telle sélection élimine probablement des événements de fissions asymétriques, mais nous assure, pour les fragments retenus, qu'il s'agit bien de fragments de fission.

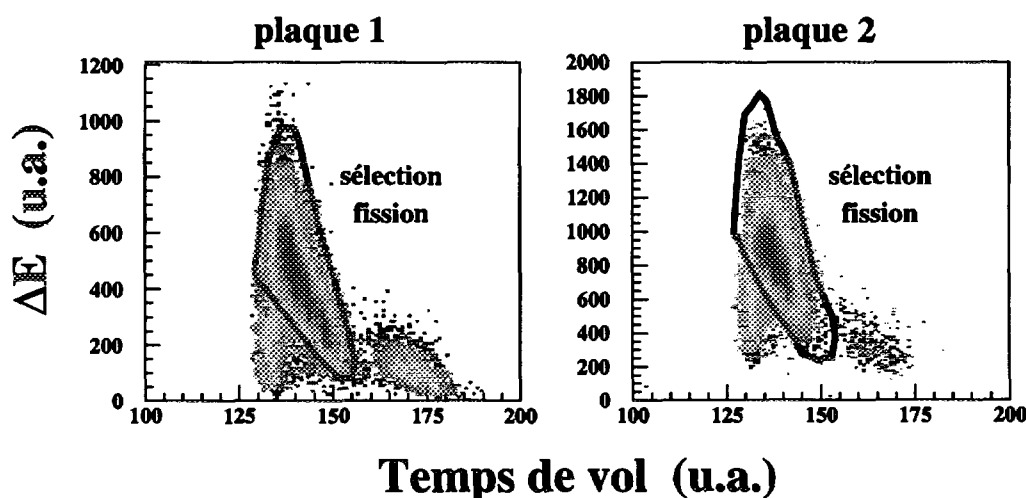


Figure VI.7: Sélection des fragments de fission sur les cartes ΔE -TV obtenues avec les plaques 1 et 2.

2.2 Multiplicité de neutrons

a) Multiplicité de neutrons corrélée avec la fission

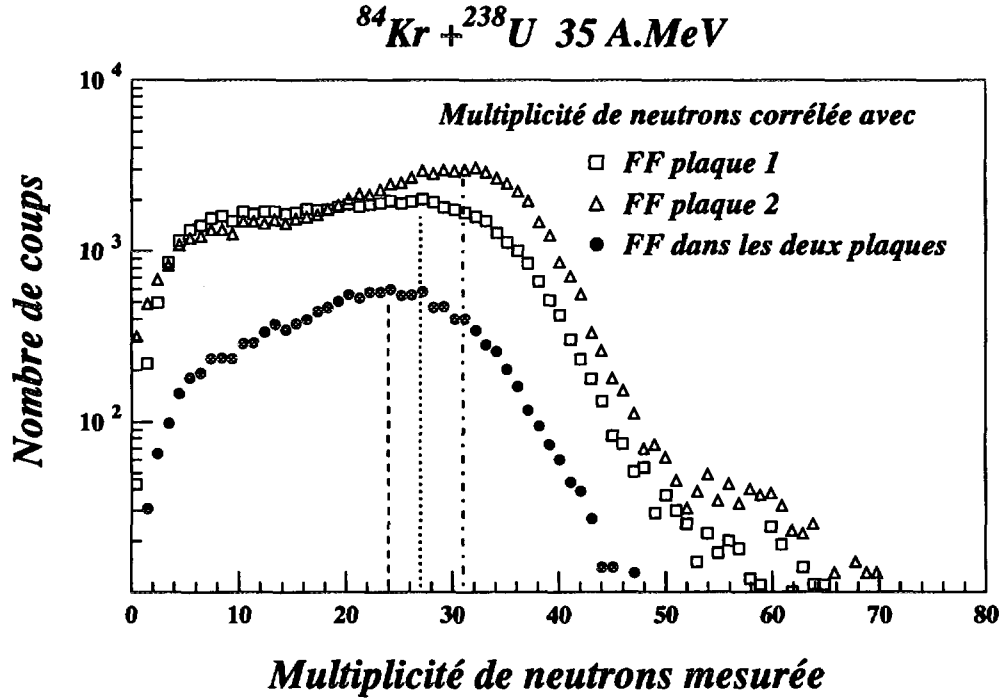


Figure VI.8: *Distribution de multiplicités de neutrons corrélée avec la détection d'un fragment de fission dans la plaque 1 (carrés), d'un fragment dans la plaque 2 (triangles), et d'un fragment dans chaque plaque (ronds noirs).*

Nous présentons sur la figure VI.8 les distributions en multiplicité de neutrons corrélées avec la détection dans une plaque d'un fragment de fission (un fragment dans un des contours de la figure VI.7) sans imposer de coïncidence entre les deux plaques, puis la distribution obtenue lorsque deux fragments de fission sont détectés en coïncidence. Les lignes pointillées indiquent les trois maxima. Dans le chapitre IV nous avons vu que le fait de sélectionner la fission pénalise fortement la détection de réactions à basses et à très fortes multiplicités de neutrons. Les distributions obtenues avec un fragment de fission détecté dans l'une ou l'autre des plaques ont des formes comparables mais il existe un décalage du maximum des distributions, centré sur $M_n=31$ pour la plaque 2 et $M_n=27$ pour la plaque 1. Cette différence est due à la disposition géométrique des plaques, permettant à

la plaque 2, située la plus à l'avant, de détecter des fragments issus de réactions plus violentes où l'impulsion transmise à la quasi-cible est importante. On constate par contre que d'imposer la détection d'un fragment de fission dans chaque plaque réduit la probabilité d'observer la fission et décale encore légèrement la distribution vers des multiplicités plus basses. Ces effets sont principalement dus à l'acceptance géométrique des plaques: l'angle solide couvert dans le centre de masse change avec la vitesse de recul de la quasi-cible. Les collisions les plus dissipatives conduisant à la fission sont ainsi fortement défavorisées lorsque l'on impose la coïncidence, mais le décalage du maximum de la distribution vers une valeur plus basse en coïncidence ($M_n=24$) qu'en inclusif (27 ou 31) peut aussi être lié à la présence des produits d'origine autre que la fission dont nous venons de discuter l'identité (IMF, résidus lourds ...). En effet nous avons constaté sur les matrices ΔE -TV que si l'on n'impose pas la coïncidence entre les deux plaques ces événements peuvent se mélanger aux produits de fission (cf figure VI.2). Or nous avons vu que ces événements sont liés à des collisions très dissipatives et leur présence contribue donc à augmenter les multiplicités.

b) Multiplicité de neutrons corrélée avec la détection de résidus lourds

Nous allons présenter maintenant sur la figure VI.9 les distributions obtenues en sélectionnant les résidus lourds dans chaque plaque. A titre de comparaison, nous avons reporté la distribution obtenue lorsque deux fragments de fission sont détectés. Comme sur la figure précédente, les lignes pointillées indiquent les valeurs maximales. Cette figure montre clairement que les résidus lourds sont corrélés à des multiplicités de neutrons supérieures à celles mesurées pour la fission que ce soit en imposant une coïncidence entre les deux plaques ou une détection sur une seule plaque ($M_n=29$ pour la plaque 1 et $M_n=31$ pour la plaque 2).

3 Corrélations angulaires des fragments de fission

De nombreuses expériences faites en bombardant des cibles lourdes [NGO 85] [LER 85] [CON 85] [POL 93] [LED 95], ont tenté d'extraire à partir des angles de corrélation des fragments de fission des informations sur les mécanismes de

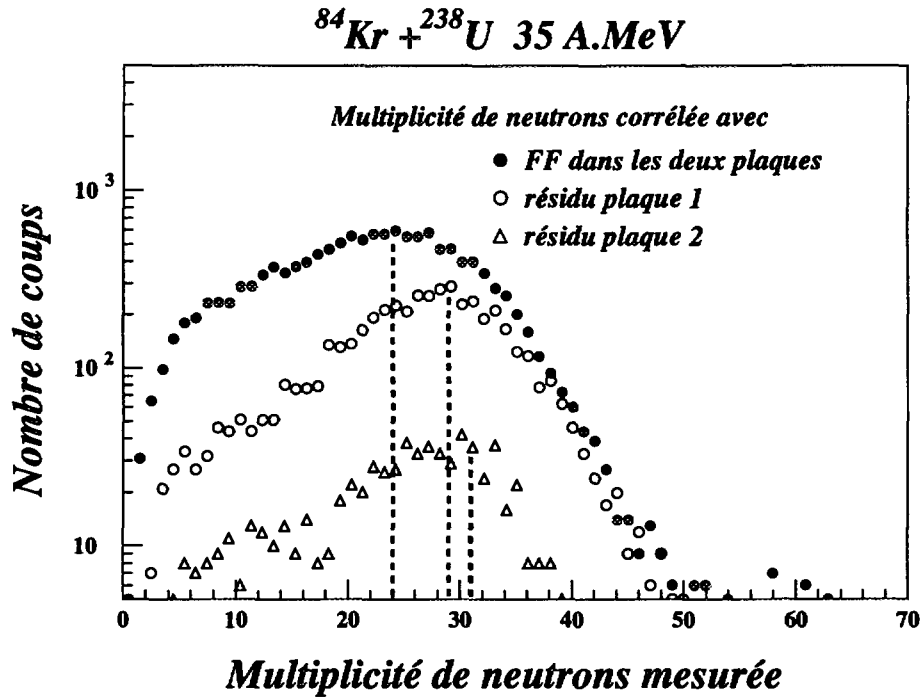


Figure VI.9: Distributions de multiplicités de neutrons corrélées avec la détection de deux fragments de fission dans chaque plaque (ronds noirs), avec un résidu lourd détecté dans la plaque 1 (ronds blancs) et dans la plaque 2 (triangles).

réaction mis en jeu, principalement des informations sur les impulsions et sur les énergies d'excitation transférées lors de la collision. Les expériences faites en utilisant comme projectiles des ions légers (C, Ne, Ar) montrent de façon inambigüe dans notre domaine de vitesse l'existence d'une bosse à faible angle de corrélation, associée aux collisions les plus dissipatives. Pour les projectiles plus lourds, tel le krypton utilisé ici, la situation est plus confuse [POL 93]. Un épaulement vers les faibles angles de corrélation semble visible dans la référence [POL 93] et une énergie d'excitation en est déduite à l'aide d'une hypothèse de transfert massif. Nous allons maintenant regarder si les sélections en multiplicités de neutrons ainsi que la coïncidence avec le quasi-projectile peuvent aider à comprendre ces corrélations.

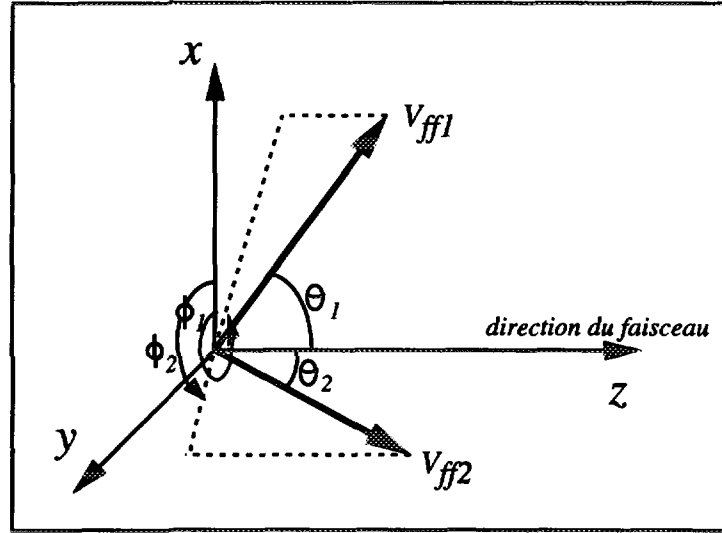


Figure VI.10: Définition des angles utilisés.

3.1 Définitions des angles de corrélation utilisés

Nous allons définir deux angles de corrélation (voir figure VI.10):

- θ corrélation, la somme des angles polaires des deux fragments:

$$\theta_{cor} = \theta_1 + \theta_2$$

- ϕ corrélation, la différence des angles azimutaux: $\phi_{cor} = \phi_1 - \phi_2$

Ces angles θ_{cor} et ϕ_{cor} vont dépendre de l'impulsion de la cible à travers ses composantes parallèle et perpendiculaire par rapport au faisceau. La figure VI.11 montre comment est ainsi relié l'angle de corrélation θ_{cor} à travers les deux angles θ_1 et θ_2 des deux fragments de fission à la vitesse de recul de la cible.

3.2 Distributions des angles de corrélation θ_{cor}

Nous allons commencer par regarder comment évolue l'angle de corrélation θ_{cor} si on fixe sur l'une des plaques un angle de détection θ_{lab} . Nous avons ainsi sélectionné 4 tranches en θ_1 sur la plaque 1, en prenant soin d'éviter le domaine angulaire (autour de 60-70°) perturbé par "l'ombre" de la cible. Les distributions obtenues sont présentées sur la figure VI.12. Pour le plus grand angle

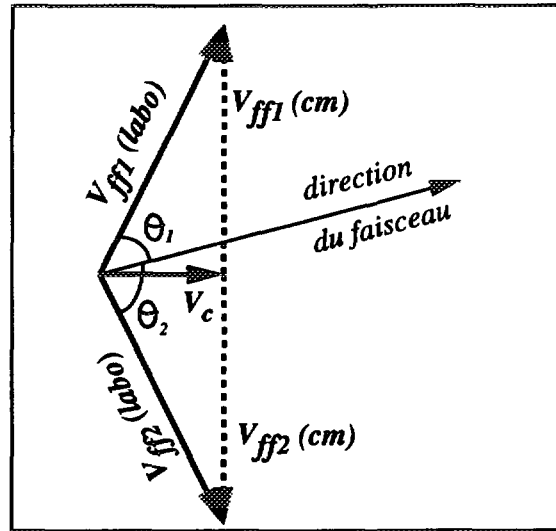


Figure VI.11: Relation entre l'angle de corrélation (θ_{cor}) ($\theta_1 + \theta_2$) et la vitesse de recul (V_c) de la cible.

sélectionné, $\theta_1=102.5^\circ$, la distribution est quasiment plate entre environ 170° et 140° , ce dernier angle correspondant à l'angle de corrélation minimal accessible à notre dispositif pour $\theta_1=105^\circ$. L'angle $\theta_1=92.5^\circ$ permet de couvrir la corrélation entre 130° et 175° . Pour cet angle, ainsi que pour $\theta_1=77.5^\circ$ ($\theta_{corr} \in [116^\circ, 159^\circ]$), la corrélation demeure plate, mais sa section efficace chute quand θ_1 diminue. En revanche, pour $\theta_1=57.5^\circ$, il apparaît une composante, piquée à 100° environ, et décroissant fortement avec θ_{cor} . Cette composante correspond probablement à l'épaule mis en évidence dans la référence [POL 93]. Ce changement marqué dans la distribution des angles de corrélation peut être la signature d'un changement du mécanisme conduisant à la détection de deux fragments de fission.

Chacune des distributions associées à une valeur de θ_1 doit être pondérée par le jacobien de transformation des sections efficaces pour tenir compte des effets de recul du noyau fissionnant afin de pouvoir estimer le poids réel de la section efficace associée à un angle θ_1 . Dans les expériences réalisées jusqu'à présent, ce jacobien est généralement négligé. Nous avons donc, aux fins de comparaison et pour augmenter la statistique, intégré la distribution des angles de corrélation sur tout le domaine angulaire θ_1 , couvert par la plaque 1. La distribution est présentée figure VI.13. Elle est effectivement très comparable à celle obtenue dans la référence [POL 93], avec un pic très large autour de 150° et un épaulement

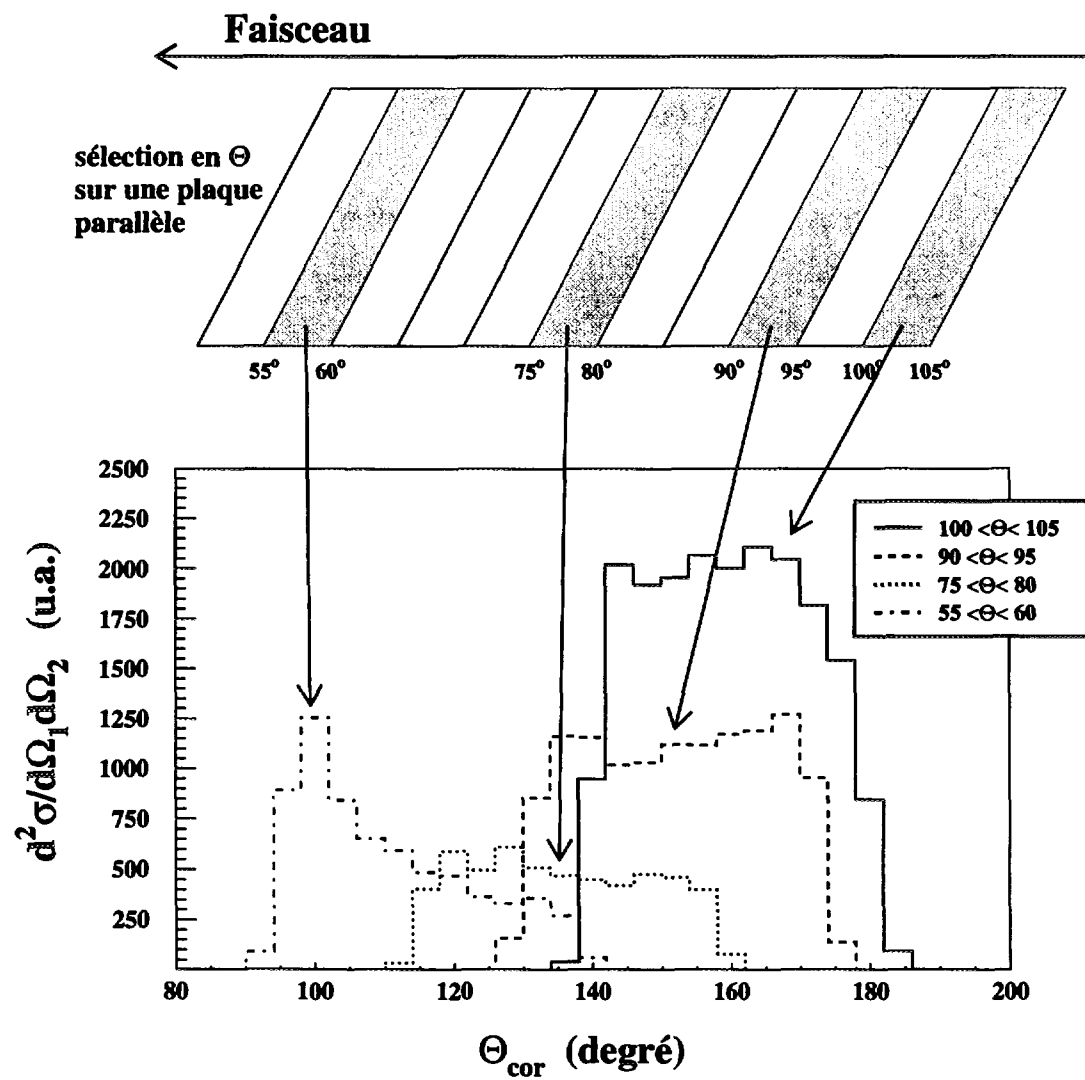


Figure VI.12: Evolution de θ_{cor} pour 4 ouvertures en θ sélectionnées sur la plaque 1.

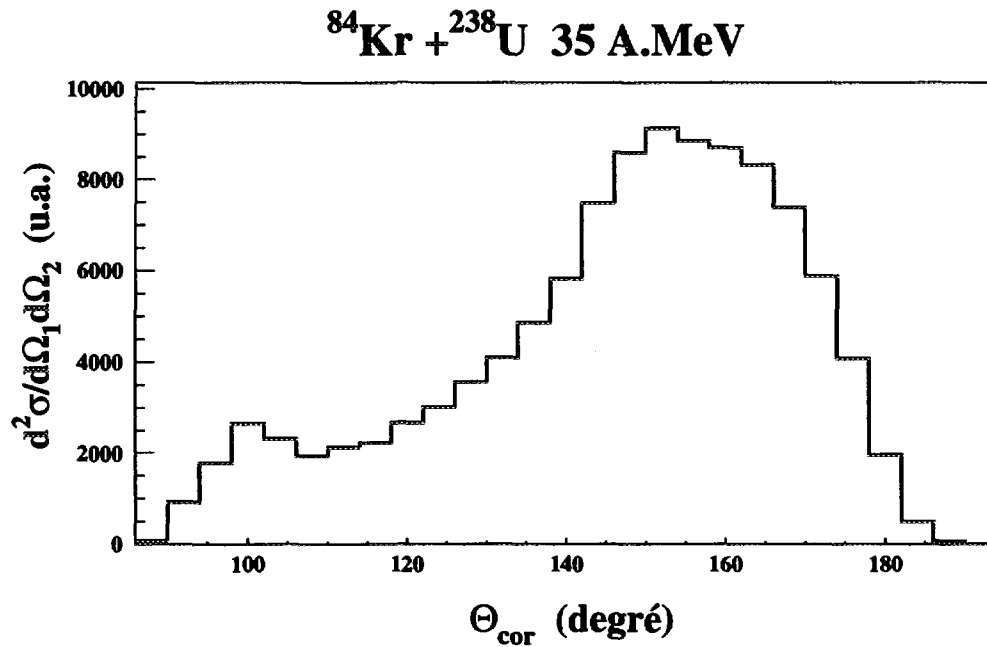


Figure VI.13: *Distribution des angles de corrélation θ_{cor} pour l'ensemble des fragments de fission détectés dans les plaques parallèles.*

autour de 100° .

Une sélection en fonction de la multiplicité de neutrons de cette distribution des θ_{cor} est présentée, pour 7 fenêtres de multiplicités de neutrons, sur la figure VI.14. La distribution obtenue sans sélection est présentée en premier, à titre de référence. La ligne continue indique l'angle $\theta_{cor}=180^\circ$. Pour chaque distribution sont indiqués l'angle moyen de corrélation et la déviation standard de la distribution (σ). Le maximum voisin de 180° pour la première fenêtre, $M_n \in [0,5]$, montre que très peu d'impulsion parallèle a été transmise à la quasi-cible. Ces événements sont des événements de fission quasi-froide permis par la grande fissilité de la cible. Ensuite plus la multiplicité de neutrons augmente plus le pic s'éloigne de 180° , se décalant vers des angles de corrélation de plus en plus petits. Cela s'accompagne d'une augmentation de σ . Cet élargissement peut correspondre aux émissions de pré-fission ou de post-fission de particules légères, de plus en plus importantes (la mesure de la multiplicité de neutrons est là pour l'indiquer), provoquant des fluctuations dans les angles d'émission des fragments. A partir de $M_n \in [20,25]$ commence à apparaître un petit épaulement de la courbe vers $\theta_{cor}=100^\circ$. Cette contribution va prendre de l'importance dans les deux fenêtres

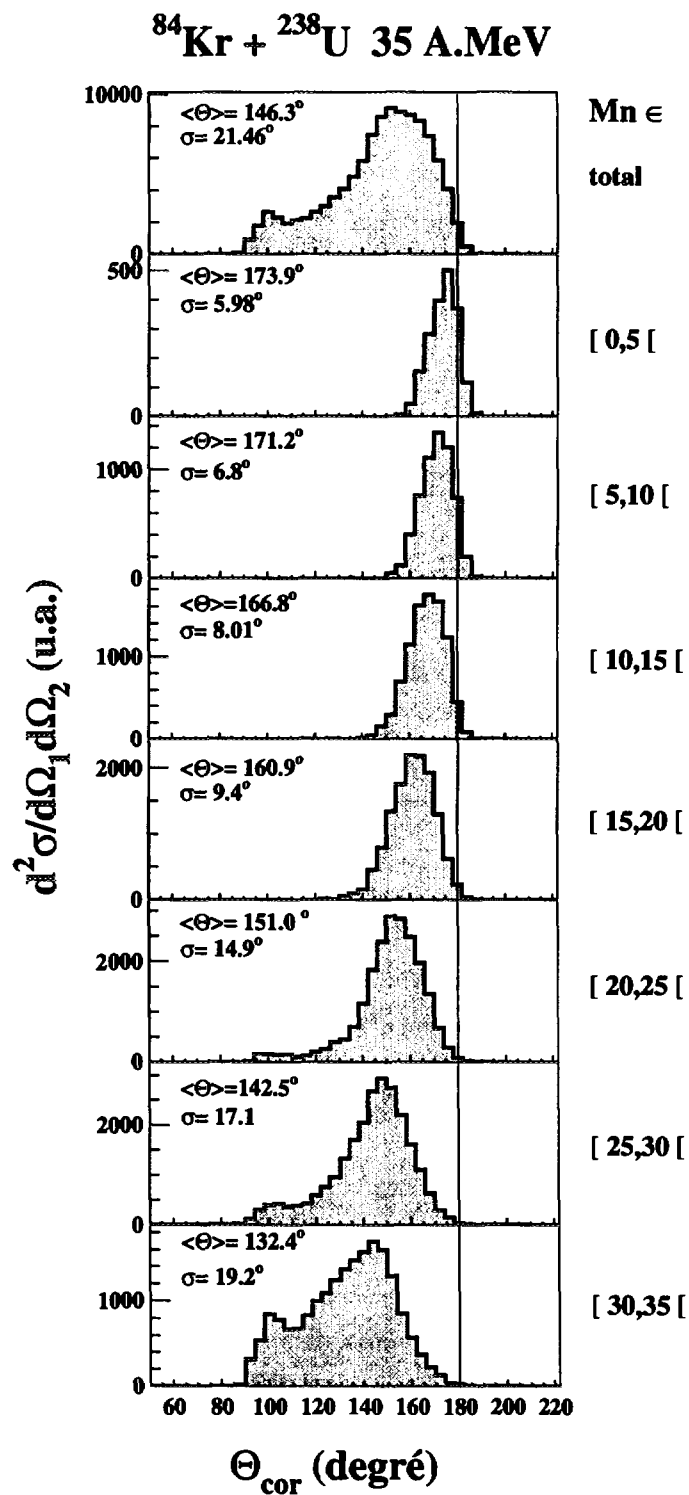


Figure VI.14: Distributions des angles de corrélation θ_{cor} sélectionnées par 7 fenêtres en multiplicité de neutrons.

suivantes. Pour $M_n \in [30, 35]$, la distribution présente deux maxima bien visibles situés à $\theta_{cor}=100^\circ$ et 145° .

Comme nous l'avons souligné au chapitre IV, les réactions empilées ne nous permettent plus de suivre correctement les évolutions au delà de $M_n \sim 35$. Le poids réel de cette composante piquée à $\theta_{cor} \sim 100^\circ$ est donc très difficile à estimer, d'autant plus qu'un jacobien de transformation est indispensable pour cela. En sélectionnant les événements liés à cette composante à petit θ_{cor} nous avons vérifié qu'ils étaient répartis uniformément à l'intérieur des masques de sélection de la fission, ce qui permet d'éliminer l'hypothèse de biais liés soit au seuil de détection dans les plaques parallèles, soit à une coupure par les masques en fonction de l'asymétrie de fission. Cette composante à faible θ_{cor} semble correspondre à une petite part de la section efficace totale de réaction, associée à des collisions très centrales, pour lesquelles le projectile (ou une partie de celui-ci) pourrait être piégé dans le potentiel de la cible (fusion incomplète). Cette hypothèse se trouvera renforcée dans le paragraphe suivant par la corrélation des angles azimutaux.

3.3 Distributions des angles de corrélation ϕ_{cor}

La figure VI.15 présente la distribution en angle de corrélation azimutal ϕ_{corr} pour l'ensemble des fragments de fissions détectés dans les plaques parallèles puis sélectionnée par 7 fenêtres en multiplicité de neutrons. Comme précédemment la ligne continue indique $\phi_{cor}=180$ degrés.

En considérant toutes les valeurs de M_n possibles, la distribution est symétrique et piquée sur 180° . La distribution reste centrée sur cette valeur quelque soit la multiplicité de neutrons mesurée. On remarque par contre un net élargissement des distributions pour les faibles multiplicités de neutrons et ce jusqu'à $M_n \in [10, 15[$. Cet élargissement correspond aux collisions où très peu d'impulsion parallèle a été transmise à la quasi-cible (voir figure précédente), les distributions devenant piquées pour les collisions plus violentes. Cet élargissement semble être dû à la composante transverse de la vitesse de la quasi-cible, composante d'autant plus importante que la collision est périphérique.

Une simulation de l'effet de cette vitesse transverse a été faite en prenant 4 valeurs de moment transverse de la quasi-cible ($P_t=0.$, 0.74, 1.5, et 2.2 GeV/c) pour des fragments de fission émis isotropiquement. Nous avons fait l'hypothèse que la fission est symétrique (masse égale des fragments) et la vitesse des frag-

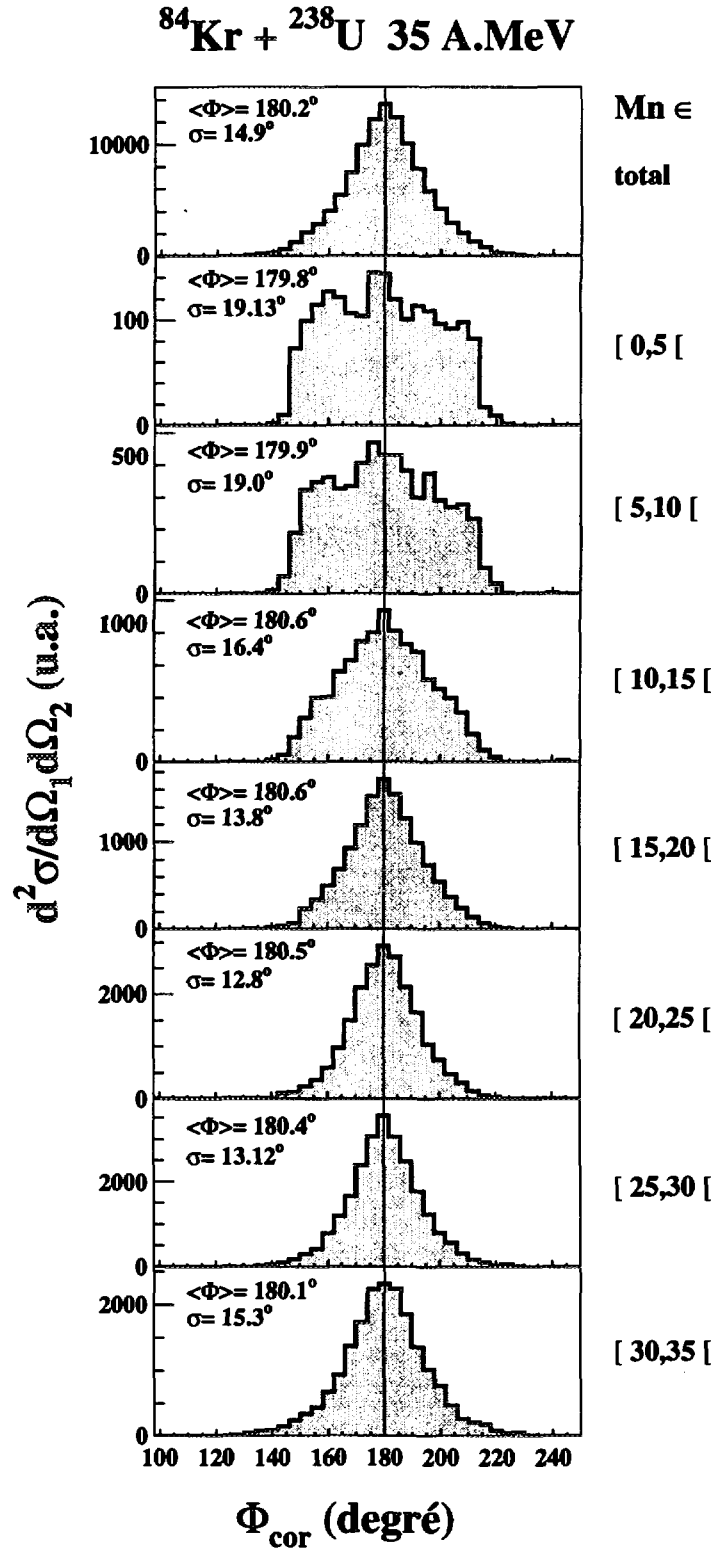


Figure VI.15: Distributions des angles de corrélation ϕ_{cor} mesurés pour M_n totale et sélectionnées par 7 fenêtres en multiplicité de neutrons.

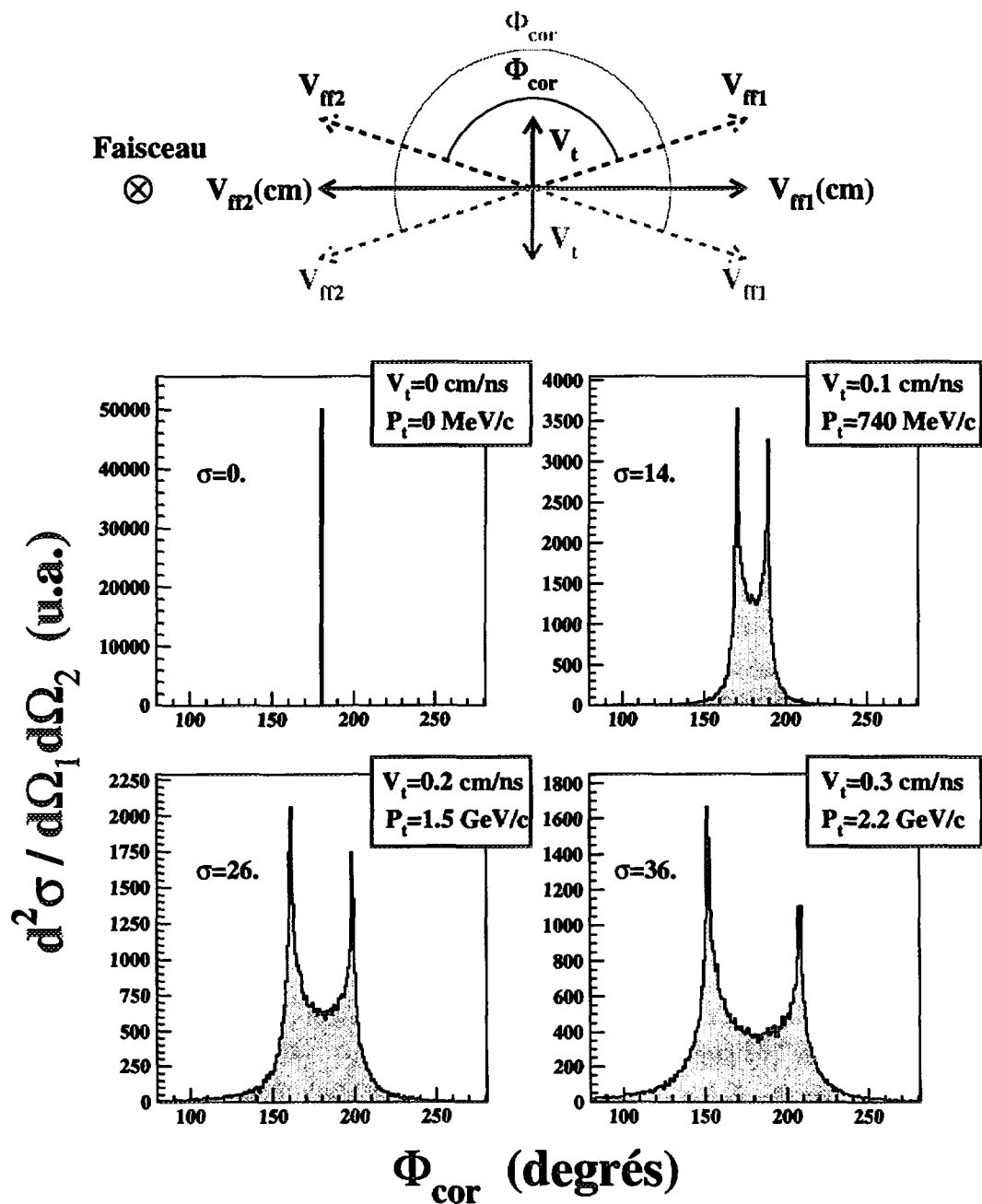


Figure VI.16: Simulation de l'effet du moment transverse (P_t) de la quasi-cible sur l'angle de corrélation ϕ_{cor} . Le schéma cinématique représente les vitesses des fragments et de la quasi-cible projetées dans le plan contenant le moment transverse de la quasi-cible.

ments est calculée suivant la systématique de Viola [VIO 85]. Nous avons gardé pour le calcul de l'angle ϕ_{cor} la définition donnée au §3.1. Les résultats de ces simulations sont donnés sur la figure VI.16. La vitesse transverse V_t correspondant au moment transverse de la quasi-cible est indiquée (nous avons pris une masse de la quasi-cible égale à 238). Comme on peut s'y attendre, pour une valeur nulle du moment transverse toutes les valeurs de ϕ_{cor} sont égales à 180° . Dès que l'on ajoute du moment transverse, on voit apparaître deux pics situés de part et d'autre de 180° . Ces deux pics correspondent aux deux solutions cinématiques décrites sur le schéma. La solution $\phi_{cor}=180^\circ$ n'est obtenue que si les fragments partent dans la direction de recul de la cible : ce sont les solutions les moins probables. A mesure que l'on augmente la valeur du moment transverse, les deux solutions se séparent de plus en plus. Les simulations effectuées ici correspondent à une seule valeur de vitesse transverse et uniquement à des fissions symétriques et mono-énergétiques. Les distributions expérimentales présentées sur la figure VI.15 correspondent à toute la distribution de vitesses transverses associée aux tranches de M_n considérées et ne comportent pas de sélection très forte sur la masse ou la vitesse des fragments de fission. Nous ne voyons donc pas, comme pour les simulations, de pics bien distincts mais nous observons un élargissement dû au moment transverse.

La figure VI.17 présente pour la dernière tranche en multiplicité de neutrons ($30 \leq M_n < 35$) la distribution ϕ_{cor} obtenue pour l'ensemble des fragments de fission détectés (ligne pleine) superposée à celle correspondant aux événements avec $\theta_{cor} < 108^\circ$ (ligne pointillée). Les deux distributions sont piquées autour de 180° mais la distribution correspondant aux événements à faibles θ_{cor} est beaucoup moins large que lorsque que l'on considère l'ensemble des événements. Cela confirme bien que ces événements correspondent à des collisions où très peu de moment transverse a été transféré à la quasi-cible et vient donc renforcer l'hypothèse d'un processus de fusion incomplète associé aux plus petits paramètres d'impact.

3.4 Impulsion transverse transférée

Nous allons regarder l'évolution de l'impulsion transverse de la quasi-cible avec la multiplicité de neutrons. Pour cela nous allons utiliser les caractéristiques cinématiques des quasi-projectiles de $Z \geq 20$ détectés en coïncidence avec deux fragments de fission. En supposant dans une cinématique à deux corps, que la masse des deux noyaux primaires issus de la réaction est égale à la masse du

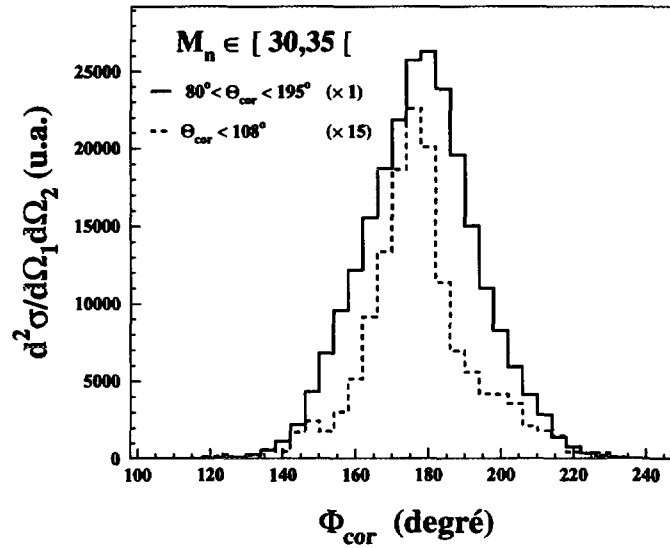


Figure VI.17: Distributions des angles de corrélation ϕ_{cor} pour $M_n \in [30, 35[$ pour l'ensemble des événements ($80^\circ < \theta_{cor} < 195^\circ$) et en sélectionnant les événements avec $\theta_{cor} < 108^\circ$.

projectile ou de la cible (cette hypothèse se trouvera en partie vérifiée dans le paragraphe suivant (§4) et est en accord qualitatif avec la figure I.5) et en supposant que la vitesse du quasi-projectile n'est pas modifiée par l'évaporation, en moyenne, on peut calculer la direction et l'impulsion de la quasi-cible connaissant l'énergie cinétique et la direction du quasi-projectile. Les résultats obtenus pour le moment transverse moyen sont présentés sur la figure VI.18 pour des tranches de M_n de 5 unités de large, les barres représentent la largeur de la distribution. La valeur maximale de l'impulsion transverse est obtenue pour les plus basses multiplicités: $P_t=2.2$ GeV/c pour $M_n \in [0, 5[$. A mesure que la multiplicité de neutrons mesurée augmente, la composante transverse diminue régulièrement. Pour les collisions les moins dissipatives on déduit donc un moment transverse supérieur à 2 GeV/c, ceci peut donc justifier les très larges distributions observées sur la figure VI.15. Les valeurs d'impulsions transverses mesurées, qui ne sont jamais négligeables par rapport aux impulsions parallèles, montrent que pour un système aussi lourd que Kr + U, la mesure des angles de corrélation ne permet pas une estimation fiable des impulsions transférées.

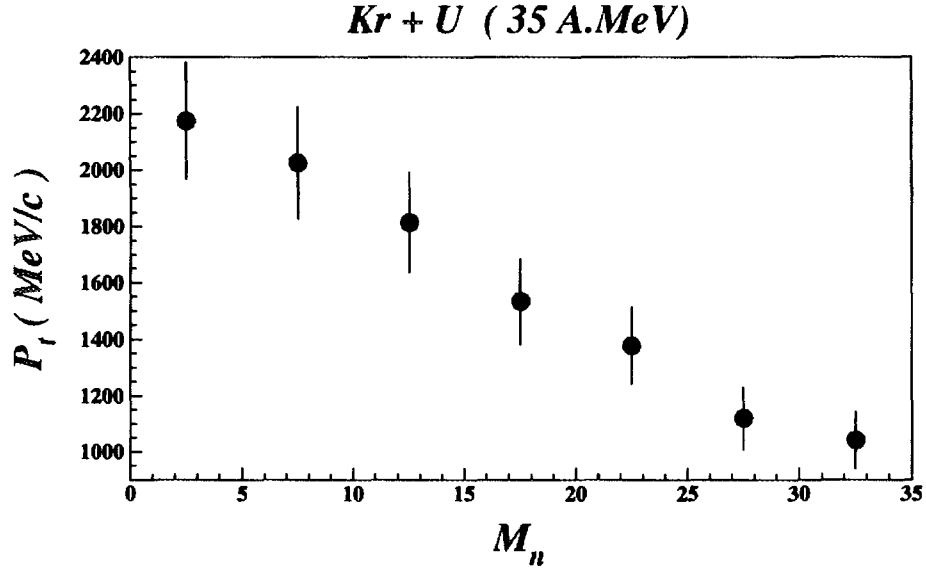


Figure VI.18: *Moment transverse moyen en fonction de la multiplicité de neutrons, les barres indiquent la largeur de la distribution.*

4 Définition de la cinématique à l'aide des angles de corrélation

L'étude de la distribution angulaire des fragments de fission va nous permettre d'estimer la valeur du moment angulaire intrinsèque transmis à la quasi-cible pendant la réaction. Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, ce travail nécessite une bonne connaissance du plan de la réaction et implique que l'étude soit faite dans le référentiel du noyau émetteur.

Le plan de la réaction est défini par la direction du faisceau et la direction du quasi-projectile. Nous avons accès à ces deux informations avec une bonne précision: comme nous l'avons vu dans le chap II §3, la position du faisceau est restée stable tout au long de l'expérience et la localisation du quasi-projectile nous est donnée par l'hodoscope.

Pour effectuer l'étude de la fission dans le référentiel du noyau émetteur, nous devons connaître la direction et la vitesse de la quasi-cible. Pour accéder à ces informations, nous allons utiliser les données concernant le quasi-projectile: Z , énergie cinétique, localisation θ et ϕ et remonter aux caractéristiques de la quasi-cible par un calcul classique de cinématique à deux corps. Nous devons, pour

Etude de la fission de la quasi-cible

cela, faire des hypothèses sur les masses et charges des noyaux primaires (quasi-projectile et quasi-cible). On posera également que la vitesse du quasi-projectile primaire est en moyenne la même que celle du résidu détecté dans l'hodoscope.

Parmi toutes les hypothèses possibles concernant les masses et charges des noyaux issus de la réaction, nous allons en examiner 4 que nous considérons comme les plus significatives:

▷ hypothèse 1) :

$$Z_{QP\text{-primaire}} = Z_{\text{projectile}}$$

$$A_{QP\text{-primaire}} = A_{\text{projectile}}$$

Le bilan net des échanges de nucléons au cours de l'interaction est supposé rester très faible pour les réactions considérées. Le modèle de transferts très inélastiques de J. Randrup prévoit en effet un bilan en masse et en charge relativement faible quelque soit la dissipation (figures I.5 et I.6).

▷ hypothèse 2) :

$$Z_{QP\text{-primaire}} = Z_{\text{projectile}}$$

$$A_{QP\text{-primaire}} = Z_{\text{projectile}} \cdot \left(\frac{A}{Z}\right)_{\text{système composé}}$$

$$A_{QP\text{-détecté}} = Z_{QP\text{-détecté}} \cdot \left(\frac{A}{Z}\right)_{\text{système composé}}$$

Cette hypothèse pourrait correspondre à des collisions où le système aurait équilibré son rapport A/Z et où la désexcitation aurait été trop faible pour que le quasi-projectile revienne dans la vallée de stabilité. Une telle hypothèse pourrait être significative pour des quasi-projectiles de Z détecté égaux ou proches de celui du projectile.

▷ hypothèse 3) :

Idem 2) mais:

$$A_{QP\text{-détecté}} = A_{\text{vallée de stabilité}}$$

Contrairement à l'hypothèse 2), l'hypothèse 3) peut devenir significative pour des Z détectés éloignés du Z du projectile que la désexcitation ramène dans la vallée de stabilité.

▷ hypothèse 4) :

$$Z_{QP\text{-primaire}} = Z_{QP\text{-détecté}}$$

$$A_{QP\text{-primaire}} = Z_{QP\text{-détecté}} \cdot \frac{A_{\text{projectile}}}{Z_{\text{projectile}}} = A_{QP\text{-détecté}}$$

Cette hypothèse pourrait être significative si les quasi-projectile étaient produits presque froids, par exemple dans un processus très peu probable d'abrasion-ablation.

Chacune de ces hypothèses peut, bien sûr, n'être valable que pour une catégorie de quasi-projectiles détectés: le rapport A/Z des quasi-projectiles primaires peut varier avec la dissipation (avec le temps d'interaction), leur charge peut également être modifiée de façon différente en fonction de la dissipation.

Les angles de corrélation des fragments de fission sont extrêmement sensibles à la cinématique: une faible variation de la vitesse du noyau fissionnant se traduit par une forte variation des angles de corrélation à cause de la faible vitesse des fragments de fission dans le référentiel du noyau fissionnant. Ainsi, si la cinématique est bien définie, les angles de corrélation θ_{cor} et ϕ_{cor} des fragments de fission obtenus dans le référentiel lié à la quasi-cible en mouvement doivent être égaux à 180 degrés. Le calcul des angles de corrélations θ_{cor} et ϕ_{cor} a été effectué avec les 4 hypothèses à partir des données, événement par événement. Nous avons supposé que la fission est symétrique et que les fragments partent avec une vitesse moyenne calculée à partir de la systématique de Viola [VIO 85]. Nous discuterons la valeur de cette hypothèse plus loin. La figure VI.19 présente la valeur moyenne des angles de corrélation obtenus pour les quasi-projectiles détectés avec Z compris entre 36 et 20. Les quatre figures correspondent aux quatre hypothèses décrites précédemment. Les lignes continues indiquent 180°, valeur attendue pour les angles de corrélation dans le référentiel du noyau émetteur. Au premier coup d'oeil, on voit que seule l'hypothèse 1) donne des résultats satisfaisants pour les deux angles de corrélation en θ et ϕ quelque soit le Z du quasi-projectile détecté. L'hypothèse 2) est satisfaisante pour l'angle θ_{cor} mais laisse ϕ_{cor} en dessous de 180° sauf pour les plus petits Z du quasi-projectile. Or nous avons vu que cette hypothèse ne pouvait être significative que pour des Z proches du Z du projectile. Les deux dernières hypothèses peuvent être totalement rejetées au vu des mauvais résultats obtenus sur l'un des deux angles de corrélation. La figure VI.19 montre que les caractéristiques cinématiques de la quasi-cible primaire peuvent être reproduites par la seule hypothèse 1) (la masse et la charge du quasi-projectile primaire égales respectivement à la masse et à la charge du projectile) et cela quelque soit le Z du quasi-projectile détecté. Le rapport A/Z du système composé semble ne pas être atteint par les partenaires de la réaction, en accord

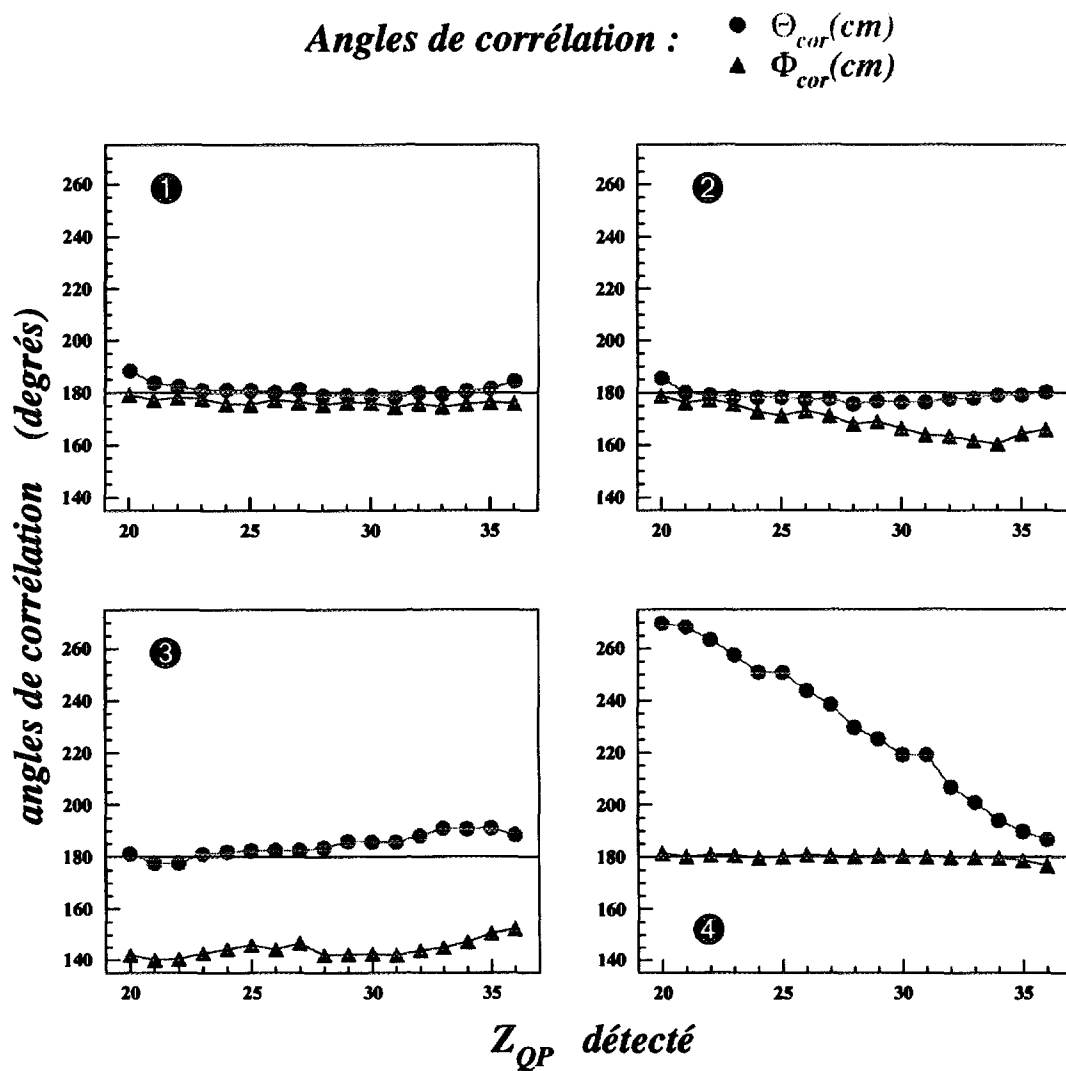


Figure VI.19: Valeurs moyennes des angles de corrélations dans le référentiel de la quasi-cible en mouvement $\theta_{cor}(cm)$ et $\phi_{cor}(cm)$ calculées en fonction du Z du quasi-projectile détecté pour les 4 hypothèses présentées dans le texte.

qualitatif avec les prédictions du modèle de Randrup (voir chapitre I, figure I.7).

5 Distributions hors-plan de réaction des fragments de fission

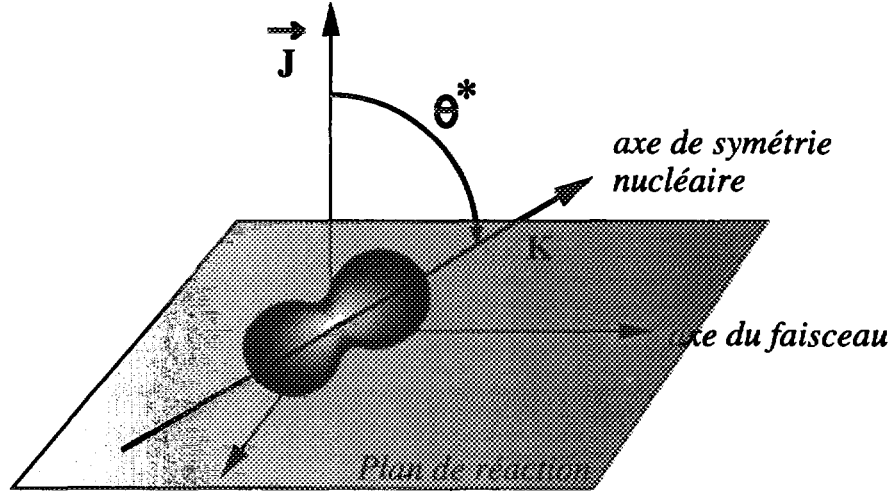


Figure VI.20: Définition des grandeurs utilisées pour l'étude du spin avec la fission.

La valeur du spin (J) d'un noyau peut se déduire de l'étude de la distribution angulaire de ses fragments de fission par la relation (voir le rappel théorique Chapitre I §2) :

$$W(\theta^*) \propto \exp\left(\frac{-J^2 \cos^2 \theta^*}{2K_0^2}\right)$$

Avec K_0 défini par:

$$K_0^2 = \mathcal{I}_{eff} \frac{T_s}{\hbar^2}$$

θ^* représente l'angle polaire entre la direction d'un fragment de fission dans le référentiel du noyau en mouvement et l'axe, normal au plan de réaction, supportant la direction du spin (voir dessin VI.20). La distribution angulaire $W(\theta^*)$ s'exprime donc par une gaussienne dont l'écart type σ , est directement lié à J par :

$$J = \frac{K_0}{\sigma}$$

5.1 Construction des distributions

Nous allons donc chercher à calculer une quantité proportionnelle à $d\sigma/d\cos\theta^*$.

Le plan de la réaction va être défini par l'axe du faisceau et la direction du quasi-projectile détecté. Les caractéristiques cinématiques de la quasi-cible vont être définies en supposant une cinématique totalement binaire avec l'hypothèse retenue au paragraphe précédent (masse et charge du quasi-projectile égales à la masse et à la charge du projectile) et en posant que l'évaporation ne modifie pas en moyenne la vitesse et l'angle du quasi-projectile. Pour cette analyse, seuls les quasi-projectiles de $Z \geq 25$ détectés dans les petites pistes radiales ($222.2^\circ \leq \phi \leq 306.7^\circ$) seront retenus afin de ne pas biaiser le passage dans le référentiel de la cible par la mesure trop imprécise de l'énergie dans les grandes pistes radiales (cf. chapitre II § 1.2 b). De même, seules les distributions angulaires mesurées avec la plaque 2 seront utilisées dans la suite car les fragments de fission détectés par la plaque 1 doivent traverser des épaisseurs très importantes de cible (par exemple à $\theta=55^\circ$ le fragment doit traverser $2.8 \mu\text{m}$ d'épaisseur de cible); les distributions angulaires mesurées dans la plaque 1 vont donc être fortement élargies par cette traversée de cible. La plaque 1 nous servira uniquement pour cette analyse à la sélection des fragments de fission en imposant la coïncidence entre les deux plaques.

Comme nous avons pu le constater en étudiant les corrélations angulaires des fragments de fission, notre géométrie de détection favorise l'observation de certains transferts d'impulsion. Nous faisons donc ici l'hypothèse que cela ne modifie pas la distribution hors-plan des fragments de fission et que les événements retenus sont représentatifs de la dissipation à laquelle ils sont associés. En revanche, les distributions des angles de corrélation en ϕ sont larges (figure VI.15) et la détection de fragments de fission en ϕ_2 aux extrémités de la plaque 2 donne des distributions en ϕ_1 incomplètes sur la plaque 1. Pour que la coïncidence entre les plaques n'affecte pas les résultats à cause du domaine angulaire limité en ϕ de chacune des plaques, nous avons limité la plaque 2 au domaine angulaire $260^\circ \leq \phi_2 \leq 280^\circ$ correspondant au centre de la plaque. Ainsi, la distribution en ϕ_1 obtenue en coïncidence sur la plaque 1 est complète et cette plaque peut être alors considérée comme couvrant tout l'espace en ϕ accessible lors de la coïncidence.

Cette condition sur ϕ_2 va limiter le domaine angulaire accessible pour la distribution hors-plan de réaction, mais elle s'avère indispensable pour obtenir des distributions expérimentales $d\sigma/d\cos\theta^*$ non biaisées, et donc directement ajustables par des gaussiennes. En ne limitant pas l'ouverture angulaire, une simulation devenait indispensable pour prendre en compte les événements rejetés par la non-coïncidence. Une telle simulation aurait demandé des hypothèses difficiles à justifier à priori sur les distributions des vitesses et masses, tant de la quasi-cible que des fragments de fission.

En imposant la coïncidence triple entre les deux plaques et l'hodoscope, nous sommes capables de déterminer la direction d'émission d'un fragment de fission dans le référentiel de la quasi-cible en mouvement avec l'hypothèse supplémentaire que la fission est symétrique (les conséquences de cette hypothèse seront discutées dans le paragraphe suivant). Nous construisons ainsi, événement par événement, la distribution:

$$\frac{dN(\theta^*, \phi^*)}{d\Omega^*} = \sum_{i=1}^{N_{ev}} \frac{J_i}{\Delta\Omega_i^*(\theta_2, \phi_2) \Delta\Omega_i^*(\phi_H - \phi_2)}$$

La somme portant sur tous les événements conduisant aux mêmes θ^* et ϕ^* (à $d\theta^*$ et $d\phi^*$ près).

- $d\Omega^*$ est l'angle solide élémentaire dans le référentiel de la quasi-cible.
- J , le Jacobien de transformation entre le laboratoire et le référentiel lié à la quasi-cible en mouvement. J est calculé événement par événement.
- $\Delta\Omega^*(\theta_2, \phi_2)$: facteur de normalisation des angles solides pour un fragment de fission détecté dans la plaque 2 à θ_2 et ϕ_2 .
- $\Delta\Omega^*(\phi_H, \phi_2)$: facteur de normalisation des angles solides correspondant à la coïncidence entre l'hodoscope et la plaque 2.

Le passage à $dN/d\cos\theta^*$ se fait simplement par:

$$d\Omega^* = d\theta^* \sin\theta^* d\phi^* = d\phi^* d\cos\theta^*$$

soit:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} \sim \frac{d\sigma}{d\cos\theta^*}$$

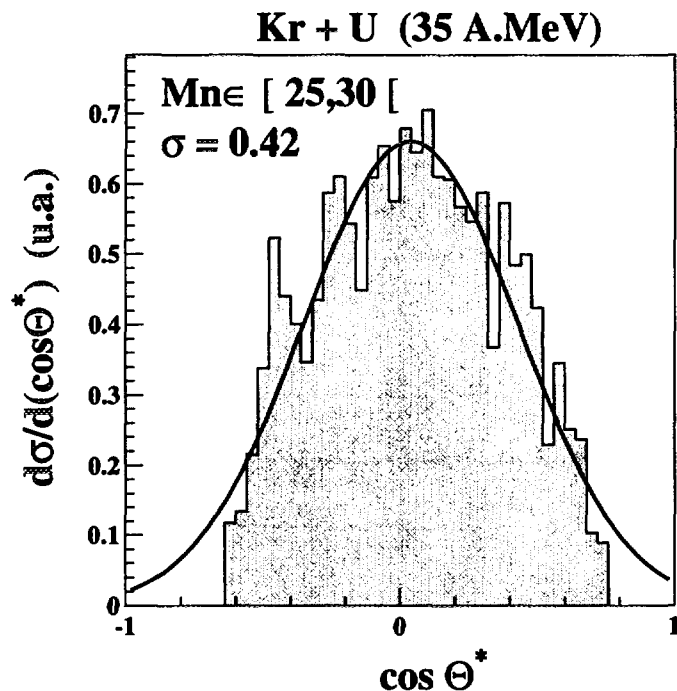


Figure VI.21: *Distribution hors-plan des fragments de fission mesurés en coïncidence avec un quasi-projectile de $Z \geq 25$ détecté entre $\theta = 3^\circ$ et 7° et pour $M_n \in [25, 30[$.*

5.2 Les distributions hors plan de réaction

Un exemple de distribution $d\sigma/d\cos\theta^*$ obtenue pour des fragments de fission en coïncidence avec un quasi-projectile de Z compris entre 25 et 36, détecté entre 3° et 7° , est donné sur la figure VI.21 pour une multiplicité de neutrons comprise entre 25 et 30. La courbe continue montre le meilleur fit gaussien obtenu. Les queues de la distribution mesurée sont coupées par les limitations angulaires imposées sur les plaques parallèles (voir paragraphe précédent). L'évolution de cette distribution avec la multiplicité de neutrons peut être suivie sur la figure VI.22. Il apparaît nettement que la coïncidence triple imposée (2 plaques parallèles + hodoscope) limite fortement la statistique disponible, principalement pour les deux fenêtres extrêmes de M_n ($[0,5[$ et $[30,35[$). Néanmoins, malgré le grand domaine d'énergies d'excitation couvert entre 2.5 et 32.5 neutrons détectés, nous ne constatons qu'une évolution relativement faible des valeurs des écart-types des

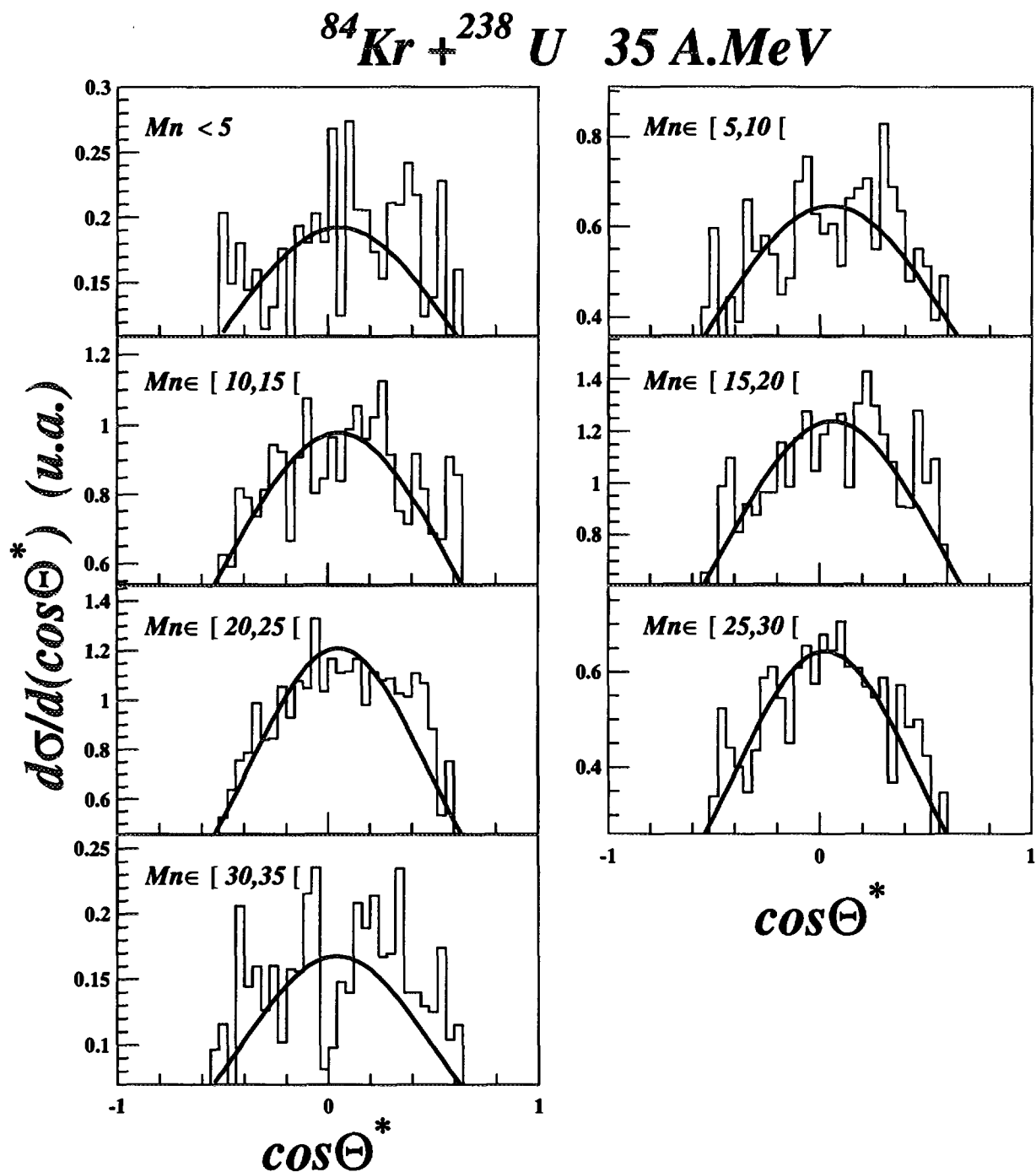


Figure VI.22: Distribution hors-plan des fragments de fission mesurés en coïncidence avec un quasi-projectile de $Z \geq 25$ détecté entre 3° et 7° pour 7 fenêtres de multiplicité de neutrons.

Etude de la fission de la quasi-cible

gaussiennes (σ) (figure VI.23).

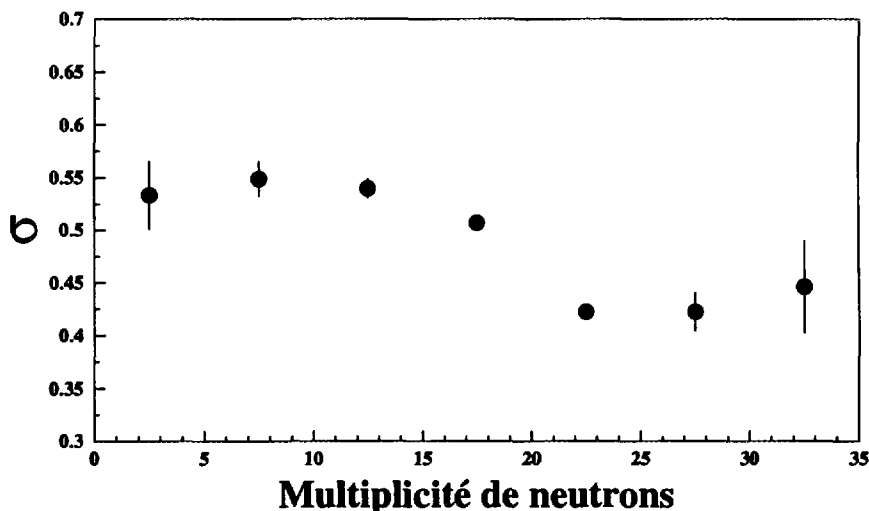


Figure VI.23: Evolution de l'écart-type σ des distributions hors plan de réaction en fonction de la multiplicité de neutrons.

Différents effets peuvent contribuer à modifier les valeurs de σ ainsi extraites. Tout d'abord la précision sur la position mesurée du quasi-projectile. Celle-ci est donnée par la taille des cellules élémentaires de l'hodoscope, définie par les largeurs en θ et en ϕ des pistes circulaires et radiales respectivement. L'incertitude liée à la largeur des pistes est négligeable: l'erreur est inférieure à la taille des points sur la figure VI.23.

La deuxième cause d'erreur que nous avons essayé d'estimer est la détérioration de plus en plus importante de la définition du plan de la réaction quand l'angle de détection du quasi-projectile devient de plus en plus petit: pour un quasi-projectile qui serait détecté à $\theta=0^\circ$, il serait évidemment impossible de définir le plan de réaction; pour des valeurs de θ aussi faibles que les 3° correspondant à notre angle minimal de détection, l'évaporation à partir du quasi-projectile est susceptible de modifier suffisamment la direction du quasi-projectile pour biaiser nos résultats. Pour estimer l'importance de cet effet, nous avons défini deux domaines angulaires pour l'hodoscope, le premier correspondant aux faibles angles: $\Delta\theta_1 = 3^\circ \leq \theta < 5^\circ$, et le second aux plus grands angles: $\Delta\theta_2 = 5^\circ \leq \theta < 7^\circ$, la statistique disponible nous interdisant un découpage plus fin.

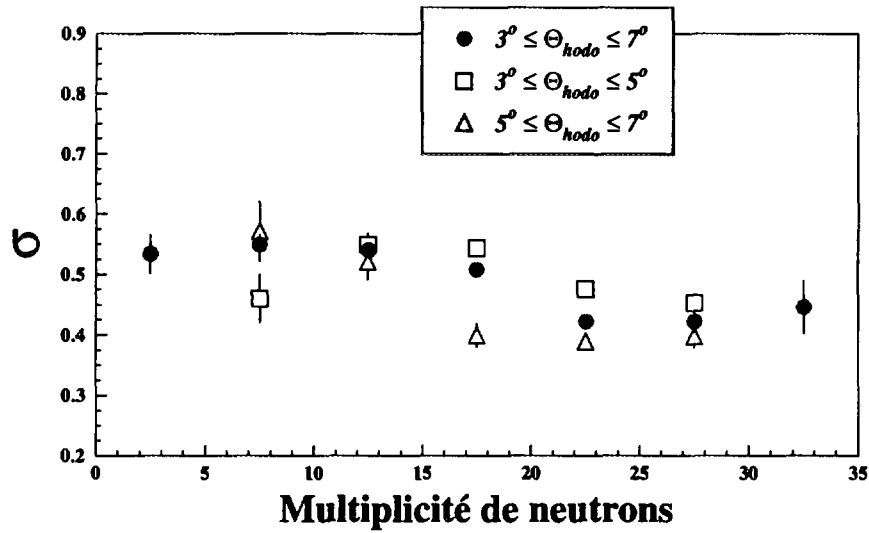


Figure VI.24: Evolution de l'écart-type σ des distributions hors plan de réaction des fragments de fission pour 3 domaines angulaires de détection du quasi-projectile.

Les σ des distributions obtenues avec $\Delta\theta_1$ et $\Delta\theta_2$ sont présentés sur la figure VI.24 à l'exception des deux fenêtres extrêmes en multiplicité de neutrons où les mesures sont faussées par manque de statistique. Les largeurs obtenues en prenant toute l'ouverture en θ_H sont reportées également sur la figure à titre de comparaison. Nous ne constatons pas d'effet systématique de la sélection en θ sur les valeurs de σ , les faibles variations observées résultant probablement des faibles statistiques.

La troisième cause d'erreur que nous avons essayé d'estimer réside dans l'hypothèse faite sur les masses et les énergies des fragments de fission: notre dispositif expérimental ne permettant pas leur mesure, nous avons supposé que la fission était toujours symétrique. Or nous savons que la distribution en masse des fragments de fission change avec l'énergie d'excitation du noyau émetteur. Ainsi la fission spontanée de l'uranium produit deux fragments se distribuant en deux pics centrés sur $A=97$ et 138 . Dans le cas de la fission induite par des ^4He [COLB 61], la distribution en masse des fragments de fission reste asymétrique pour les basses énergies de bombardement (24 MeV), puis tend vers la symétrie à mesure que l'énergie augmente. Cette asymétrie de masse des fragments de fission pour les basses énergies d'excitation du noyau émetteur est également mise

Etude de la fission de la quasi-cible

en évidence dans la référence [PIA 95] pour la fission de l' ^{238}U dans des collisions d'ions lourds. Ainsi pour les réactions induites sur le ^{58}Ni et l' ^{197}Au par de l'uranium à 24.3 A.Mev, apparaissent dans la distribution en Z des fragments détectés deux pics situés autour de $Z=41$ et $Z=51$, ceci pour une multiplicité de neutrons mesurée inférieure à 8. Les distributions tendent ensuite vers la symétrie pour les multiplicités mesurées plus importantes. L'hypothèse de la fission symétrique que nous avons prise ici est donc bien réaliste en moyenne pour les collisions fortement dissipatives ($E^* \geq 30$ MeV), mais devient inadaptée dans le cas des collisions les plus périphériques où peu de neutrons sont détectés.

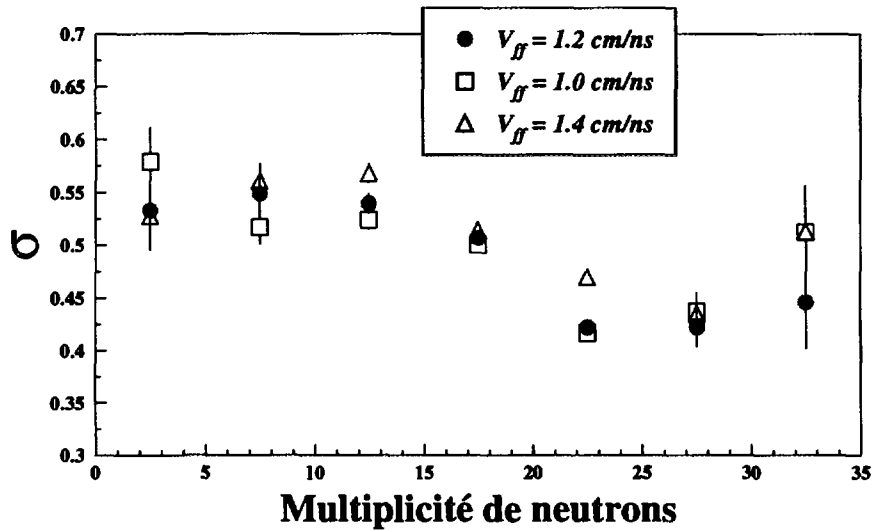


Figure VI.25: *Ecart-type σ des distributions hors-plan de réaction des fragments de fission dans l'hypothèse d'une fission symétrique ($V_{ff}=1.2$ cm/ns) et dans celle d'une fission asymétrique ($V_{ff}=1.0$ cm/ns et $V_{ff}=1.4$ cm/ns).*

Nous avons donc regardé l'influence de la masse du fragment détecté sur les σ des distributions hors plan. Pour cela nous avons considéré les deux cas extrêmes suivant: soit la masse du fragment détecté dans la plaque 2 vaut ~ 140 et sa vitesse est de 1.0 cm/ns, soit sa masse est ~ 95 et la vitesse est alors 1.4 cm/ns. La comparaison des σ obtenus en considérant ces deux cas avec les résultats obtenus pour la fission symétrique ($V_{ff}=1.2$ cm/ns) est présentée sur la figure VI.25. Ces résultats montrent que l'influence de la masse et de la vitesse du fragment détecté n'est pas très importante sur nos calculs. Pour $M_n \in [0, 5]$ où l'hypothèse d'une fission asymétrique est la plus vraisemblable les valeurs obtenues varient

entre $\sigma=0.58$ et 0.53 en bon accord avec la valeur obtenue dans le cas de la symétrie ($\sigma=0.53$). Ne pouvant ni accéder à l'information concernant la masse des fragments de fission, ni discriminer lequel des deux fragments détectés est le plus rapide, l'hypothèse de symétrie de masse est la plus réaliste ici et ne semble pas, aux vues de ces résultats, induire d'erreurs.

6 Calcul du spin de la quasi-cible

Pour remonter des largeurs des distributions hors-plan de réaction aux spins initiaux des quasi-cibles, nous devons connaître les températures et moments d'inertie effectifs au point selle ainsi que les quantités de spin évacuées avant le point selle.

6.1 Estimation de l'énergie thermique de la quasi-cible

ORION donne accès à une multiplicité totale de neutrons mesurée. Pour les réactions que nous étudions ici, plusieurs sources de neutrons doivent être considérées: le quasi-projectile, la quasi-cible avant sa fission, les fragments de fission de cette quasi-cible et enfin d'éventuels neutrons de pré-équilibre. Compte tenu de l'énergie par nucléon relativement faible du projectile (35 A.MeV), nous négligerons cette dernière contribution qui a un poids absolu relativement faible par rapport aux autres contributions et dont la détection va être fortement défavorisée par rapport aux neutrons de la quasi-cible à cause de la chute de l'efficacité de détection d'ORION quand l'énergie cinétique des neutrons augmente (cf figure II.6). Le nombre de neutrons émis par les fragments de fission de la quasi-cible est plus difficile à quantifier. Il dépend de nombreux paramètres, dont l'asymétrie de fission, l'énergie d'excitation et le temps de vie du noyau avant fission. L'approximation que nous avons faite consiste à considérer que, pour une énergie d'excitation initiale de la quasi-cible, la multiplicité des neutrons évaporés est égale à la multiplicité obtenue pour cette quasi-cible si elle ne fissionne pas, augmentée du nombre de neutrons émis par les fragments de fission résultant d'une fission froide (environ 2 neutrons pour la fission froide de l' ^{238}U [HUI 62]).

a) Efficacité de détection des neutrons émis

L'efficacité de détection dépend non seulement de l'énergie du neutron, mais aussi de sa direction, donc également de la vitesse, de la direction et de la température du noyau émetteur. Pour estimer l'efficacité de détection des neutrons émis par la quasi-cible et le quasi-projectile, il faut donc connaître la cinématique de la réaction et le partage de l'énergie dissipée totale entre quasi-projectile et quasi-cible. Pour cela nous avons utilisé ici, le modèle de transfert très inélastique de

Randrup. Les caractéristiques des neutrons émis par chaque noyau sont calculées par les codes d'évaporation GEMINI [CHA 88] ou PACE [GAV 80], les deux programmes donnant des résultats équivalents. Les efficacités obtenues avec DENIS

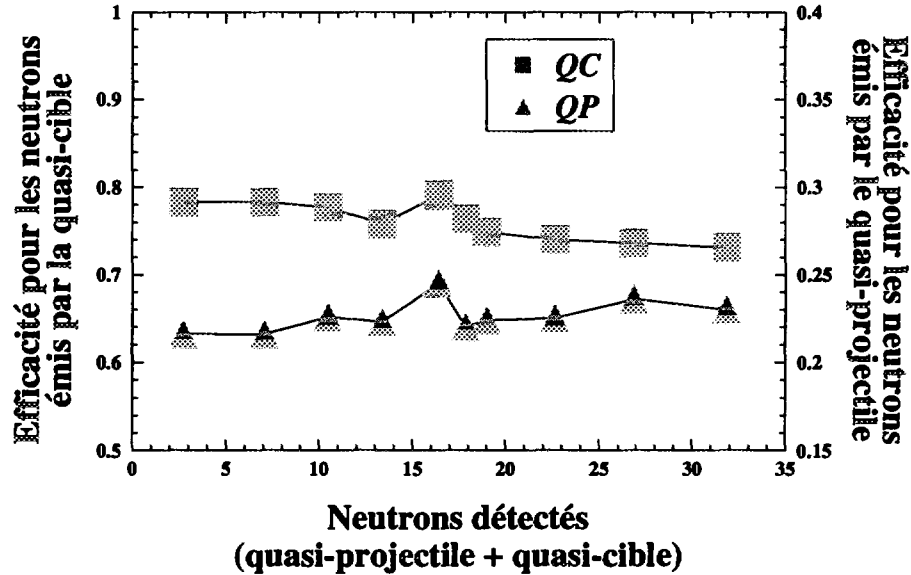


Figure VI.26: *Efficacités de détection des neutrons émis par la quasi-cible et par le quasi-projectile en fonction du nombre total de neutrons détectés.*

(cf. chapitre II §1.1.c) sont présentées sur la figure VI.26 en fonction du nombre total de neutrons détectés. Ces calculs confirment que la vitesse de la source est un facteur important puisque les efficacités se distribuent autour de 0.7 à 0.8 pour la cible et entre 0.2 et 0.25 pour le projectile. La majorité des neutrons détectés dans ORION proviennent de la désexcitation de la quasi-cible. La faible dépendance des efficacités à la température effective des émetteurs (et donc à la multiplicité de neutrons détectés) montre que ce calcul d'efficacité est relativement indépendant du modèle choisi pour calculer les vitesses, les angles d'émission et les températures des émetteurs: n'importe quel calcul binaire réaliste conduirait à des efficacités très voisines.

La figure VI.27 présente le nombre de neutrons effectivement émis par la cible et par le projectile en fonction du nombre total de neutrons détectés. Jusqu'à 7 neutrons détectés, la provenance se répartit presque également entre la cible et le projectile, ensuite la cible devient le principal émetteur de neutrons. Notre sélection d'événements associés à 0 et 35 neutrons mesurés correspond à l'émission

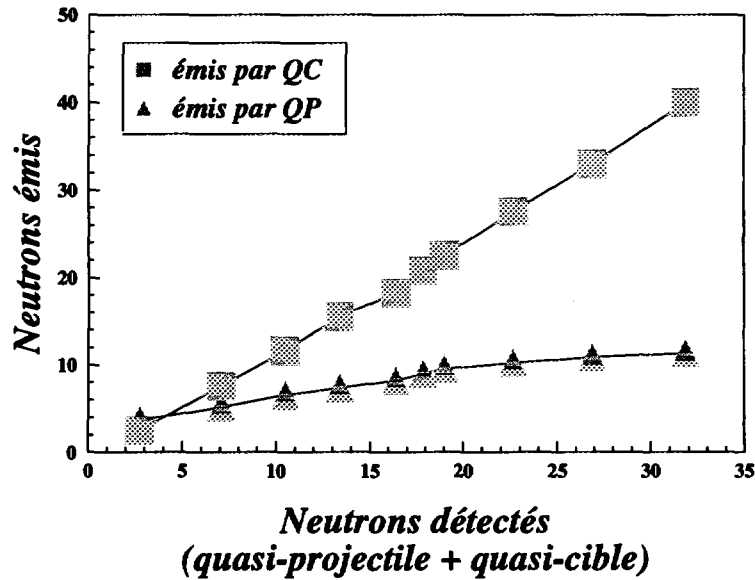


Figure VI.27: Neutrons émis par la cible et par le projectile en fonction du nombre total de neutrons détectés.

de la quasi-cible de 0 à 40 neutrons.

b) Estimation de l'énergie thermique avec les neutrons

La figure VI.28 montre le nombre de neutrons émis par un noyau d' ^{238}U en fonction de son énergie d'excitation et de son spin (J). Ces résultats ont été obtenus à partir du code d'évaporation PACE en imposant une barrière de fission de 1 GeV, ce qui revient à inhiber totalement la fission. Le nombre de neutrons émis augmente régulièrement avec l'énergie d'excitation, la pente la plus rapide étant obtenue pour E_{th} entre 0 et 200 MeV. Ce qui est important de constater ici, c'est que le nombre de neutrons émis est indépendant de la valeur du spin du noyau émetteur. Ce résultat est important pour notre étude qui consiste justement à évaluer la valeur du spin à partir de la connaissance de l'énergie d'excitation de la cible extraite par les mesures de multiplicités de neutrons.

Ainsi de la multiplicité de neutrons comptée par ORION nous déduisons le nombre de neutrons émis par la quasi-cible. A cette valeur nous devons retirer 2 neutrons, représentant le nombre de neutrons émis par les fragments résultant d'une fission froide de l' ^{238}U [HUI 62] (supposés détectés avec la même

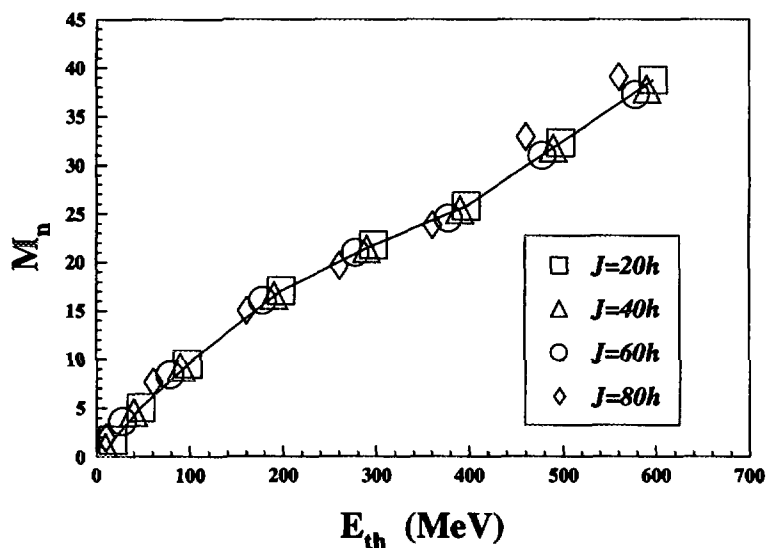


Figure VI.28: Neutrons émis par un noyau d' ^{238}U ne fissionnant pas en fonction de son énergie d'excitation pour différentes valeurs de spin (J). Résultats du code PACE.

efficacité que les neutrons avant fission; cette hypothèse est confirmée par la faible dépendance de l'efficacité avec la température). La multiplicité de neutrons ainsi obtenue donne la valeur de l'énergie thermique initiale (E_{QC}^*) de la quasi-cible primaire. Les valeurs obtenues sont données dans le tableau VI.1

M_n détecté	0 - 5	6 - 10	11 - 15	16 - 20	21 - 25	26 - 30	31 - 35
E_{QC}^* (MeV)	<10.	80.	160.	260.	440.	540.	600.

Tableau VI.1: Estimation de l'énergie thermique moyenne de la quasi-cible pour 7 fenêtres de multiplicité de neutrons.

Outre l'erreur due à la non prise en compte des neutrons de pré-équilibre (comme nous l'avons déjà souligné, cette erreur reste très faible à 35 A.MeV compte tenu du faible nombre de neutrons de pré-équilibre et de la faible efficacité de détection qui leur est associée), deux causes d'incertitudes sur les énergies d'excitation sont à prendre en compte: le gain effectif de multiplicité dû aux neutrons émis par les fragments de fission et le partage réel de l'énergie d'excitation

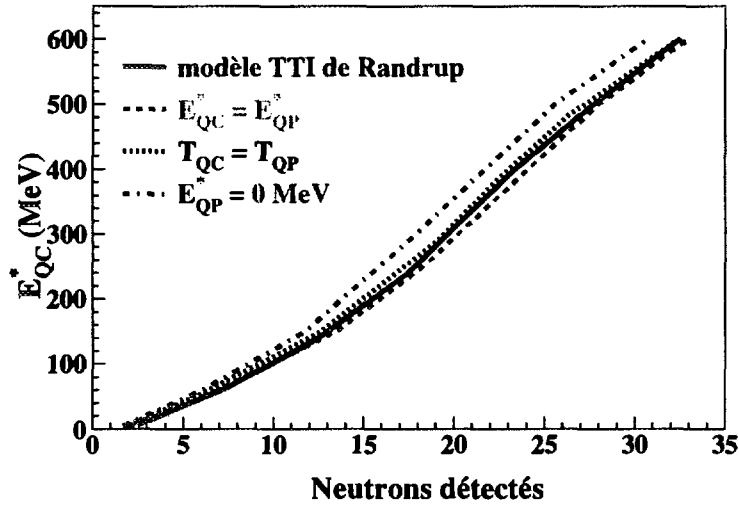


Figure VI.29: Estimation de l'énergie d'excitation de la quasi-cible en fonction du nombre total de neutrons détectés pour 4 hypothèses sur le partage de l'énergie dissipée dans la réaction.

entre quasi-projectile et quasi-cible. Pour estimer l'erreur liée à cette dernière incertitude, nous avons calculé l'énergie d'excitation de la quasi-cible en fonction du nombre total de neutrons détectés pour quatre hypothèses sur le partage de l'énergie d'excitation: prédictions données par le modèle de Randrup, equipartition de l'énergie d'excitation entre les deux produits de la réaction, équilibration en température et enfin l'hypothèse extrême où l'énergie d'excitation du quasi-projectile est nulle. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure VI.29. Les énergies d'excitation calculées pour chaque hypothèse sont proches (écart maximum de l'ordre de 16% observé à haute énergie d'excitation pour l'hypothèse peu réaliste où le quasi-projectile serait froid) et montrent que l'estimation de l'énergie d'excitation dépend peu du partage de l'énergie dissipée.

La multiplicité de neutrons permet donc une mesure de l'énergie d'excitation indépendante du mécanisme de réaction. Elle demeure, de plus, la seule approche permettant une estimation de l'énergie d'excitation pour des noyaux aussi lourds et aussi fissiles que l'uranium. Une estimation cinématique exigerait à la fois la mesure de la masse, de la charge et de l'énergie du quasi-projectile et de la quasi-cible ou de ses fragments de fission; elle ne permettrait de toute façon pas

d'atteindre le partage en énergie d'excitation entre quasi-projectile et quasi-cible. Une estimation à partir des particules chargées ne permettrait pas, quant à elle, d'atteindre les faibles énergies d'excitation ainsi que le montre la figure VI.30 qui donne la multiplicité des α évaporés calculée par PACE en fonction de l'énergie

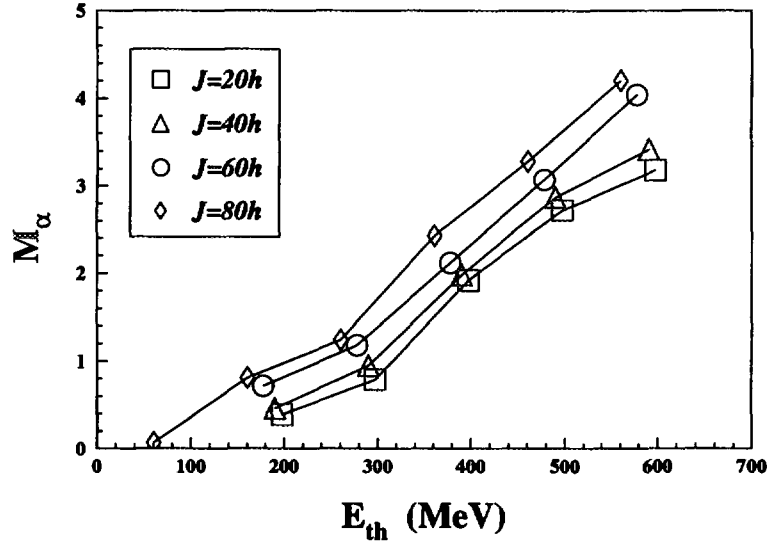


Figure VI.30: Particules α émises par un noyau d' ^{238}U en fonction de son énergie d'excitation pour différentes valeurs de spin (J). Résultats du code PACE.

d'excitation d'un noyau d'uranium. Qui plus est, même à grandes multiplicités la mesure de l'énergie d'excitation à partir de la multiplicité des alphas serait entachée d'une grande erreur due aux variations importantes liées au spin de l'émetteur.

6.2 Estimation du paramètre K_0^2

Pour extraire la valeur du spin de la quasi-cible à partir des largeurs des distributions hors-plan de réaction des fragments de fission, nous devons connaître les caractéristiques du noyau au point selle à travers la connaissance du paramètre K_0 . Celui-ci est en effet défini par (voir chapitre I.2.1):

$$K_0^2 = \mathcal{I}_{eff} \frac{T_s}{\hbar^2}$$

Il dépend de la forme du noyau ($\mathcal{I}_{eff}$) et de sa température (T_s) lorsque celui-ci atteint le point selle.

Etude de la fission de la quasi-cible

Une estimation du paramètre K_0 a été faite pour des noyaux de charges comprises entre 81 et 85 en utilisant la relation empirique suivante, donnée par Dyer et al. [DYE 79]:

$$K_0^2 = 13.6 \sqrt{E^* - B_f}$$

où E^* est l'énergie d'excitation et B_f la barrière de fission. La systématique n'est pas vérifiée pour des noyaux de charges supérieures à 85 par manque de données expérimentales mais, pour $Z=90$, Dyer estime la valeur de K_0^2 supérieure de 22% à celle obtenue pour $Z=85$. En utilisant cette relation, pour une énergie d'excitation $E^*=100$ MeV et une barrière de fission $B_f=5.8$ MeV [VAN 73], nous obtenons la valeur $K_0^2=132 \hbar^2$.

On peut également estimer la valeur de K_0 en déterminant la valeur du moment d'inertie effectif au point selle ($\mathcal{I}_{eff}$). A partir de résultats expérimentaux et de calculs du type goutte liquide [COH 63] [STR 63] [COH 74], Y. Ts Oganessian [OGA 85] propose une estimation de la valeur de $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{eff}$ en fonction du paramètre de fissilité du noyau considéré ($\mathcal{I}_0$ est le moment d'inertie pour le cas du noyau sphérique). Pour l' ^{238}U , Oganessian trouve $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{eff}=1.2$. En prenant $\mathcal{I}_0 = 2/5 m_0 r_0^2 A^{5/3}$ (où m_0 est la masse du nucléon et r_0 la constante de rayon nucléaire) on trouve $\mathcal{I}_{eff}=4.23 \cdot 10^6$ MeV.fm²/c². Pour une énergie d'excitation $E^*=100$ MeV on trouve $K_0^2=223 \hbar^2$. La valeur de K_0 obtenue ici est bien supérieure à celle obtenue avec le premier calcul. On peut estimer cette différence comme étant essentiellement due au fait que la charge considérée ici ($Z=92$) n'entre pas dans la gamme des charges des noyaux considérés par Dyer et al. Si on compare les deux méthodes en prenant des noyaux de charges $82 < Z < 85$, on trouve des valeurs de K_0 équivalentes. La seconde méthode de calcul, semblant mieux adaptée à la charge de notre noyau, sera celle que nous allons utiliser.

6.3 Corrections dues aux émissions pré-point selle

Nous avons vu qu'il était possible à partir des multiplicités de neutrons mesurées avec ORION, de remonter à la valeur de l'énergie d'excitation de la quasi-cible. Cette valeur représente alors l'énergie d'excitation initiale du noyau issu de la réaction. Or ce qui nous intéresse ici, c'est la valeur de l'énergie d'excitation du noyau lorsque celui-ci atteint le point selle. Pour évaluer cette quantité, nous allons devoir faire des hypothèses sur le temps mis par le noyau pour atteindre ce point selle. En effet, plus ce temps sera long, plus le noyau

aura le temps d'évaporer des particules, ces émissions contribuant au refroidissement du noyau mais emportant également à chaque fois une fraction du moment angulaire.

a) Hypothèses sur les temps de fission

Les temps caractéristiques liés au processus de fission contiennent des informations fondamentales sur le comportement collectif de la matière nucléaire. Ces temps évoluent avec l'énergie d'excitation et sont encore très mal connus. Leurs estimations expérimentales varient considérablement [HIL 92] [SCH 89] [GIB 75].

Le temps qui nous intéresse ici est celui que va mettre le noyau pour atteindre le point selle. On peut définir ce temps (t_s) par:

$$t_s = t_{eq} + t_{tr} + t_{stat}$$

où t_{eq} est le temps d'équilibration du noyau composé, t_{tr} est le temps transitoire, celui nécessaire pour atteindre le point selle, constituant en quelque sorte un temps de "décision" du noyau entre tous les choix de voies de sorties et t_{stat} est le temps résultant d'un modèle purement statistique.

En ce qui concerne ce dernier temps, la barrière de fission de l' ^{238}U est si faible ($B_f \sim 6 \text{ MeV}$) qu'il devient très court dès les faibles énergies d'excitation et peut alors être négligé, de même que le premier temps t_{eq} que des calculs de type Landau-Vlasov évaluent comme $t_{eq} \sim 3 \cdot 10^{-22} \text{ s}$ pour des systèmes lourds [GRE 87].

Le temps transitoire est, quant à lui, très mal estimé. Ce temps, supposé très long (10^{-19} s), permet d'expliquer pour certains le nombre conséquent d'émissions de particules légères de pré-scission [GAV 81] [HIN 92] [HIL 92] [FIO 93]. Cependant ces particules de pré-scission peuvent avoir été évaporées aussi bien après le point selle (sur le chemin du noyau vers la scission) qu'avant. Ainsi des calculs récents utilisant un modèle statistique incorporant la méthode de l'état transitoire [CHA 95] remettent en doute le fait que toutes ces émissions aient lieu avant le point selle. Dans ce sens, Moretto [MORE 95] en utilisant les prédictions du modèle de l'état transitoire montre en comparant les sections efficaces d'émission que ce temps transitoire n'existe pas, ou au plus en donne une limite: $t_{tr} < 10^{-21} \text{ s}$.

Pour calculer la température de la quasi-cible au point selle, nous allons donc considérer les trois hypothèses suivantes:

- 1) Le temps mis par le noyau pour arriver au point selle est faible ($t_s < 10^{-22}$ s). La température au point selle est la même que la température initiale du noyau.
- 2) $t_s \sim 10^{-21}$ s (cf [MORE 95]), il faut évaluer le nombre de neutrons émis pendant ce temps et corriger de la température et du spin emportés par chaque particule.
- 3) t_s est long ($\geq 10^{-19}$ s), la quasi-cible est presque totalement refroidie en arrivant au point selle ($T_s \sim 1$ MeV, température avant l'émission des deux derniers neutrons) et il faut corriger du spin emporté par les particules évaporées.

b) Corrections dues à l'énergie et au spin emportés par l'évaporation

Dans le cas des hypothèses 2) et 3), nous devons estimer l'énergie emportée par les particules émises pendant le temps t_s mis par le noyau pour atteindre le point selle. L'évaporation contribue en effet à refroidir la quasi-cible et emporte une fraction de son moment angulaire. Cet effet peut devenir très important à haute énergie d'excitation. En effet si l'on regarde le temps caractéristique d'évaporation du premier neutron en fonction de la température de l'émetteur, on trouve une décroissance exponentielle [BON 84] [DEL 86]. Pour $T=5$ MeV, le temps d'émission est proche de 10^{-22} s, devenant alors comparable au temps d'équilibration du noyau. On peut donc imaginer que pour des températures importantes la désexcitation va commencer bien avant que l'équilibre thermique soit atteint. Pour les plus faibles énergies d'excitation considérées dans le présent travail, l'émission pré-point selle sera négligeable, quelque soit le temps nécessaire au noyau pour atteindre ce point selle. En revanche, aux plus hautes énergies d'excitation, nous allons devoir faire des corrections significatives.

En se basant sur les temps d'émission du premier neutron en fonction de la température [BON 84] [DEL 86], nous allons calculer combien de neutrons peut émettre la quasi-cible en 10^{-21} s et cela en fonction de la température initiale. Les résultats de ce calcul sont présentés sur la figure VI.31. La température minimale pour qu'au moins un neutron soit émis avant un temps de 10^{-21} s est $T = 2.8$ MeV ($E^* \sim 190$ MeV). En dessous de cette limite la température du noyau au point selle est égale à sa température initiale, et le spin mesuré à l'aide des distributions de fragments de fission n'a pas besoin d'être corrigé. Au delà de cette

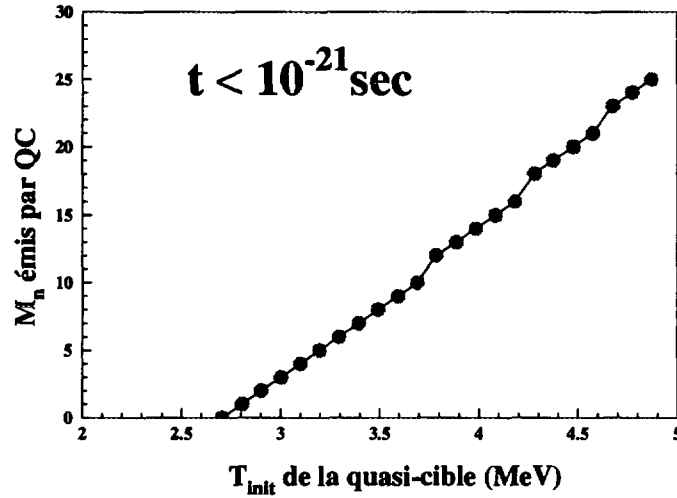


Figure VI.31: Nombre de neutrons évaporés en 10^{-21} s par la quasi-cible en fonction de sa température initiale. Calculs d'après [BON 84] [DEL 86].

température, nous allons estimer l'énergie thermique de la quasi-cible au point selle et la diminution du spin correspondant en utilisant le calcul d'évaporation PACE et en l'arrêtant lorsque le nombre de neutrons émis en 10^{-21} s est atteint. Nous faisons ici l'hypothèse d'une émission séquentielle de neutrons. En principe le code PACE, fondé sur des hypothèses purement statistiques, fournit également un temps d'émission pour chaque particule, mais la modification du programme nécessaire pour arrêter le calcul juste après la dernière particule évaporée avant 10^{-21} s s'est avérée très complexe en comparaison de la technique employée ici. Nous obtenons ainsi une estimation de l'énergie thermique de la quasi-cible à $t=10^{-21}$ s en fonction de son énergie thermique initiale (figure VI.32). Il apparaît sur cette courbe que le noyau peut difficilement atteindre une énergie d'excitation inférieure à 180 MeV environ puisque pour cette énergie d'excitation le temps d'émission du premier neutron devient supérieur à 10^{-21} s.

De même avec PACE, nous pouvons estimer le spin évacué en 10^{-21} s par l'évaporation de particules légères. Nous nous sommes intéressés ici à la projection du spin (M) sur l'axe perpendiculaire au plan de réaction, qui est la valeur que nous pouvons extraire des distributions angulaires des fragments de fission. La figure VI.33 présente le spin emporté en 10^{-21} s en fonction de l'énergie d'excitation pour différentes valeurs de spin initial.

La figure VI.34 présente ces mêmes quantités pour un noyau atteignant une

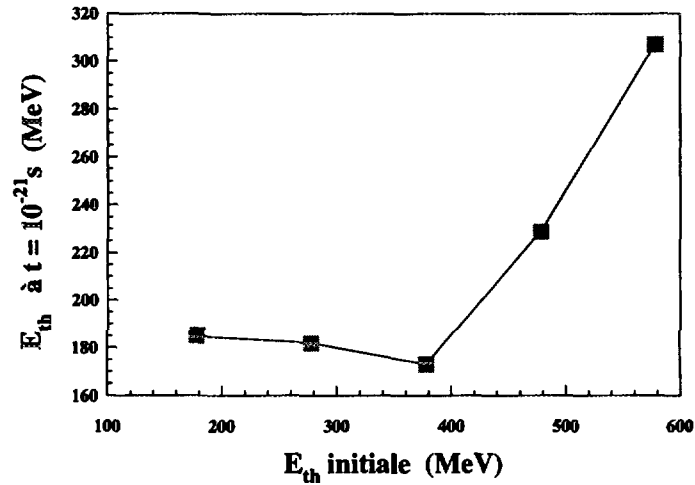


Figure VI.32: *Energie thermique de la quasi-cible à $t=10^{-21}$ s en fonction de son energie initiale. Résultats obtenus avec PACE.*

température $T \sim 1$ MeV. Les résultats dépendent notablement du spin initial de la quasi-cible, alors que le nombre de neutrons émis y est relativement insensible. Ne connaissant pas à priori la valeur du spin initial (on cherche justement à la calculer), les corrections pour le spin évacué par évaporation devront être faites par itérations successives.

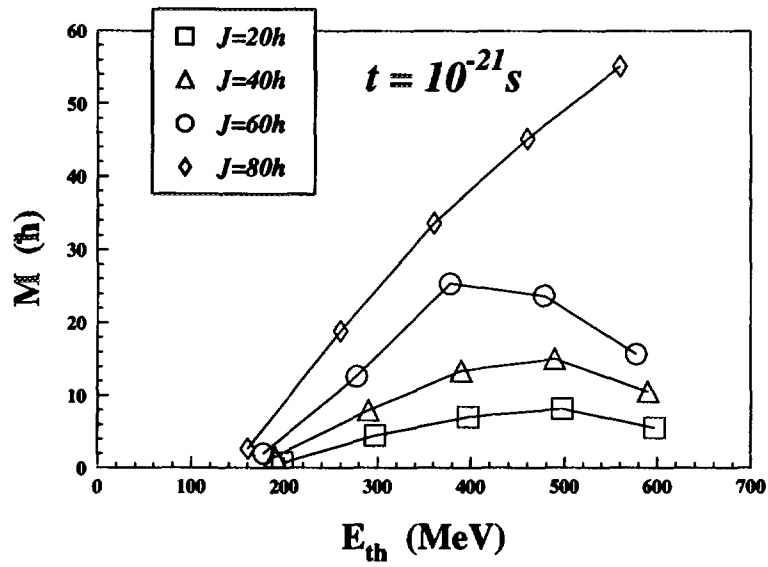


Figure VI.33: Spin M emporté par évaporation avant $t=10^{-21} s$ en fonction de l'énergie thermique initiale de la quasi-cible. Résultats obtenus avec PACE.

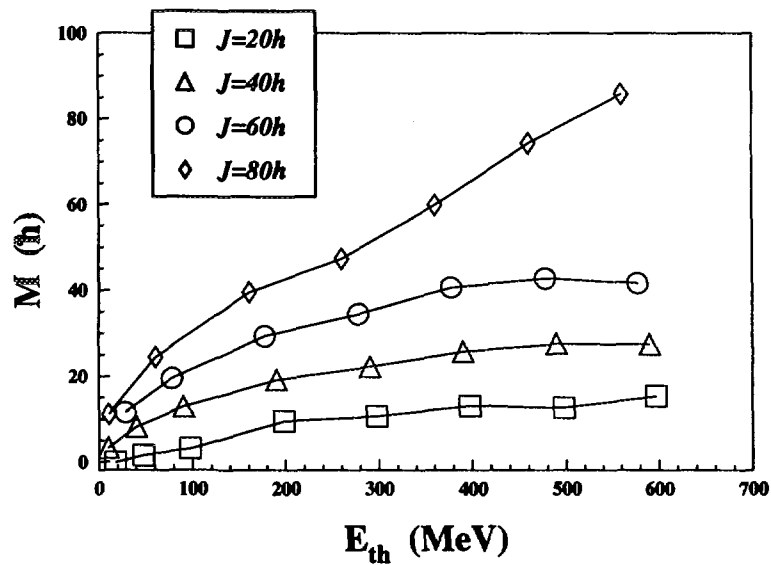


Figure VI.34: Spin M emporté par évaporation en fonction de l'énergie thermique initiale de la quasi-cible. Résultats obtenus avec PACE.

6.4 Valeurs du spin de la quasi-cible en fonction de son énergie d'excitation

Le détail des calculs pour les trois hypothèses présentées au paragraphe

M _n détecté	0 - 5	5 - 10	10 - 15	15 - 20	20 - 25	25 - 30	30 - 35
E _i [*] (MeV)	8.	80.	160.	260.	440.	540.	600.
T _i (MeV)	0.6	1.8	2.6	3.3	4.3	4.8	5.0
K ₀ (ħ)	8.1	14.	16.8	18.9	21.6	22.8	23.3
σ	0.53	0.55	0.54	0.51	0.43	0.42	0.45
J _i (ħ)	15	25	31	37	51	54	52

Tableau VI.2: Calcul de la partie alignée du moment angulaire (J_i) transféré à la quasi-cible dans l'hypothèse où le noyau atteint le point selle en moins de 10^{-22} s (hypothèse 1). E^* et T représentent l'énergie d'excitation et la température de la quasi-cible, l'indice "i" se rapporte aux caractéristiques initiales. σ représente l'écart type des distributions angulaires hors-plan de réaction.

précédent est donné dans les tableaux VI.2, VI.3, et VI.4. Les températures sont calculées dans le cadre du modèle de gaz de Fermi:

$$E^* = a \cdot T^2$$

où E^* est l'énergie d'excitation, T la température et a le paramètre de densité de niveaux. Nous avons pris ici $a=A/10$ où A est la masse du noyau considéré.

Pour les hypothèses 2 et 3, sont indiquées les corrections ΔJ dues à l'évaporation pré-point selle ainsi que l'énergie d'excitation et la température au point selle. La correction devient conséquente à partir de $T_i=4$ MeV où le spin emporté par évaporation représente la moitié du spin au point selle de la quasi-cible pour l'hypothèse 2 et plus de la moitié du spin total initial dans le cas de l'hypothèse 3.

Les valeurs de spin obtenues avec les trois hypothèses considérées sont présentées sur la figure VI.35. Ces valeurs sont identiques jusqu'à $E_i^*=260$ MeV. Pour les 3 points à haute énergie d'excitation, les écarts extrêmes entre les 3 hypothèses considérées atteignent 30% mais les valeurs de spins calculées demeurent compatibles entre elles malgré les grandes variations de température au point selle et les grandes corrections dues à l'évaporation: il apparaît que

M _n détecté	0 - 5	5 - 10	10 - 15	15 - 20	20 - 25	25 - 30	30 - 35
E _i [*] (MeV)	8.	80.	160.	260.	440.	540.	600.
T _i (MeV)	0.6	1.8	2.6	3.3	4.3	4.8	5.0
E _{selle} [*]	8.	80.	160.	185.	210.	275.	320.
T _{selle} (MeV)	0.6	1.8	2.6	2.8	3.1	3.6	3.9
M _{n-selle} émis	0	0	0	6	18	24	26
K ₀ (ħ)	8.1	14.	16.8	17.4	18.3	19.8	20.6
σ	0.53	0.55	0.54	0.51	0.43	0.42	0.45
J _{selle} (ħ)	15	25	31	34	44	47	46
ΔJ (ħ)	0	0	0	8	25	19	13
J _i (ħ)	15	25	31	42	69	66	59

Tableau VI.3: Calcul de la partie alignée du moment angulaire (J_i) transféré à la quasi-cible dans l'hypothèse où le noyau atteint le point selle en 10^{-21} s (hypothèse 2). E^* et T représentent l'énergie d'excitation et la température de la quasi-cible, l'indice "selle" se rapporte aux caractéristiques du noyau au point selle, "i", aux caractéristiques initiales et ΔJ représente le spin évacué par évaporation.

M _n détecté	0 - 5	5 - 10	10 - 15	15 - 20	20 - 25	25 - 30	30 - 35
E _i [*] (MeV)	8.	80.	160.	260.	440.	540.	600.
T _i (MeV)	0.6	1.8	2.6	3.3	4.3	4.8	5.0
E _{selle} [*]	8.	24.	24.	24.	24.	24.	24.
T _{selle} (MeV)	0.6	1.	1.	1.	1.	1.	1.
M _{n-selle} émis	0	5	11	18	30	36	39
K ₀ (ħ)	8.1	10.5	11	11.02	10.8	10.6	11.0
σ	0.53	0.55	0.54	0.51	0.43	0.42	0.45
J _{selle} (ħ)	15	21	22	23	27	27	28
ΔJ (ħ)	0	1.5	8.8	18	36	43	39
J _i (ħ)	15	23	31	41	63	70	67

Tableau VI.4: Calcul de la partie alignée du moment angulaire (J_i) transféré à la quasi-cible dans l'hypothèse où le noyau atteint le point selle avec une température $T_{selle} = 1$ MeV (hypothèse 3) sauf dans le cas de la première tranche en multiplicité où $T_i < 1$ MeV. E^* et T représentent l'énergie d'excitation et la température de la quasi-cible, l'indice "selle" se rapporte aux caractéristiques du noyau au point selle, "i", aux caractéristiques initiales et ΔJ représente le spin évacué par évaporation.

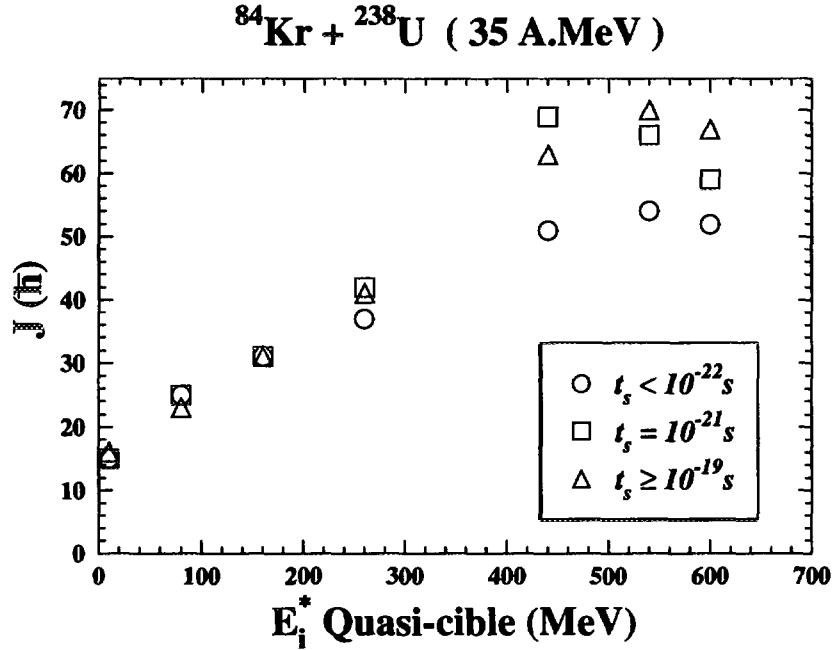


Figure VI.35: Valeurs du spin de la quasi-cible en fonction de son énergie d'excitation et en considérant trois hypothèses sur le temps mis par le noyau pour atteindre le point selle (t_s).

les grandes corrections dans le cas de noyaux fissionnant presque refroidis sont presque complètement compensées par l'augmentation de la valeur de K_0 si le noyau fissionne à plus haute température.

Cela nous permet de résumer notre mesure sur la figure VI.36 où les incertitudes sur le spin dues aux différents temps de fission envisageables sont données sous forme de barres d'erreurs. Une augmentation régulière du spin avec la température initiale est observée jusqu'à des énergies d'excitation d'environ 400 MeV, puis une saturation, voire une décroissance semble apparaître.

6.5 Discussion

En étudiant les distributions angulaires des fragments de fission, nous déduisons la valeur du spin dans le cas où celui-ci est aligné sur l'axe perpendiculaire au plan de réaction. Or ceci n'est vrai qu'en moyenne et, dans les cas où le spin est désaligné, la valeur de J extraite ne représente qu'une valeur minimale du module du vecteur spin. Qui plus est, l'interaction entre les deux noyaux

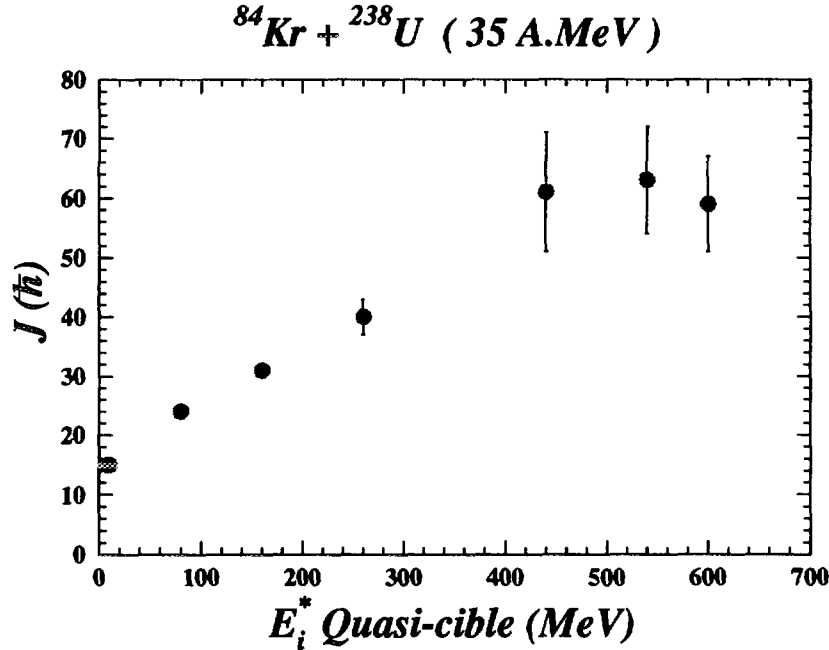


Figure VI.36: Valeurs du spin de la quasi-cible en fonction de son énergie d'excitation.

engendre des fluctuations sur les directions moyennes des deux noyaux en voie de sortie donc des fluctuations sur l'alignement. La désexcitation de la quasi-cible, soit avant fission, soit après, peut élargir les distributions angulaires des fragments de fissions. L'effet de cette désexcitation est très difficile à estimer. La désexcitation du quasi-projectile peut, elle aussi, modifier sa direction et conduire ainsi à une détermination erronée du plan de réaction. Mais nous avons montré au chapitre VI §5 (figure VI.24) que cet effet n'affectait pas de façon sensible les largeurs des distributions angulaires hors-plan de réaction des fragments de fission.

Pour calculer le paramètre K_0 , nous avons déterminé une valeur fixe de $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{eff}$ qui représente le rapport du moment d'inertie du noyau sphérique sur le moment d'inertie effectif lié à la forme du noyau au point selle. Or cette valeur évolue avec le moment angulaire du noyau: lorsque J augmente, le rapport $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{eff}$ diminue (déformation du noyau) impliquant l'augmentation du paramètre K_0 . Le tableau suivant (VI.5) donne les valeurs calculées dans la référence [BAC 78] du rapport des moments d'inerties et de K_0 en fonction de 3 valeurs du moment angulaire du noyau d' ^{238}U . Ces calculs sont fondés sur le modèle de la goutte liquide [COH 74].

Etude de la fission de la quasi-cible

Comme le montrent ces calculs, dans le cas où la température du noyau est de 2

J ($\hbar$)	0	40	60
$\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{eff}$	1.2	1.0	0.8
K_0 ($\hbar$)	14.6	16.	18.

Tableau VI.5: Evolution du rapport des moments d'inerties $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{eff}$ [BAC 78] et du paramètre K_0 avec le spin (J) du noyau d' ^{238}U . K_0 est calculé pour la température du noyau au point selle: $T_{selle}=2$ MeV.

MeV, la valeur de K_0 évolue de 14.6 $\hbar$ pour un spin nul à 18 $\hbar$ pour $J=60$ $\hbar$ soit une augmentation de près de 20%. Dans nos calculs, en prenant une valeur fixe de $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{eff}$ nous sous-estimons le paramètre K_0 et donc la valeur de J calculée.

Les valeurs de spin que nous obtenons sont compatibles avec les valeurs moyennées sur l'énergie d'excitation et mesurées à partir des distributions angulaires des fragments de fission sur des systèmes voisins [COL 95]. Deux expériences ont tenté de mesurer l'évolution du spin transféré avec l'énergie d'excitation E^* sur le système Pb + Au à 29 A.MeV. La première [BRE 93], en utilisant une méthode indirecte pour estimer la distribution angulaire des fragments de fission, donne une évolution du spin J du quasi-projectile depuis $J=30\hbar$ pour $E^*=80$ MeV jusqu'à $J=60\hbar$ pour $E^*=250$ MeV. La seconde expérience [COL 95], estimant les spins à partir de la distribution angulaire des particules alpha évaporées, déduit des spins $J=75\hbar$ pour $E^*=330$ MeV, $J=77\hbar$ pour $E^*=520$ MeV et $J=92\hbar$ pour $E^*=830$ MeV. Il faut souligner que les énergies d'excitation extraites lors de cette dernière analyse ne sont que très indicatives car calculées à partir d'un modèle de transfert massif, peu adapté à un système quasi-symétrique et surtout aussi lourd que Pb + Au. Quoiqu'il en soit, toutes les expériences citées donnent des valeurs de spins relativement faibles et des évolutions relativement lentes avec la dissipation en énergie.

Le tableau VI.6 compare les valeurs expérimentales que nous avons extraites pour la partie alignée du spin de la quasi-cible à celles calculées par le programme TRAJEX [TAS 91] sur la base du modèle de Randrup [RAN 82]. Déjà à 260 MeV, les valeurs mesurées sont inférieures d'un facteur 2 à celles prévues, tandis qu'à 600 MeV, c'est un facteur 3 qui est observé. Les approximations faites au cours

E_i^* (MeV)	8.	80.	160.	260.	440.	540.	600.
$J_{FF} (\hbar)$	15	24	31	40	61	63	59
$J_{Rand} (\hbar)$	5	22	50	80	136	162	180

Tableau VI.6: Valeurs de spin transféré à la quasi-cible en fonction de son énergie d'excitation, extraites des distributions des fragments de fissions (J_{FF}) et prédites par le modèle de TTI de Randrup (J_{Rand}) pour le système $Kr + U$ à 35 A.MeV.

de notre analyse (30% d'erreurs possibles sur les valeurs de K_0 à haute énergie d'excitation, élargissements dus à l'évaporation) peuvent contribuer à réduire ce facteur, mais ne semblent pas pouvoir l'expliquer complètement. Les faibles valeurs mesurées peuvent aussi s'expliquer par la disparition du mécanisme de fission pour les grands moments angulaires: à grande énergie d'excitation, le mécanisme de fission ne représente qu'une faible part de la section efficace. Une émission importante d'alphas ou de fragments de masse intermédiaire favorisée par les grands moments angulaires pourrait inhiber la fission et ne nous laisser accès qu'à une queue de distribution correspondant aux événements à faibles moments angulaires. La limite de stabilité prévue par le modèle de la goutte liquide tournante [COH 74] pour des noyaux de masse voisine de l'uranium peut contribuer à inhiber la fission. En prenant en compte les incertitudes liées à la valeur absolue de K_0 , cette limite est atteinte pour des énergies d'excitation supérieures à environ 400 MeV, expliquant ainsi la saturation observée sur la figure VI.36. Il apparaît donc très intéressant de calculer les spins transférés pour un même système, à partir des distributions angulaires des fragments de fission, des alphas et des IMFs.

Conclusion

Le but de ce travail était la mesure, en fonction de l'énergie d'excitation, du moment angulaire orbital transféré sous forme de spin à la quasi-cible dans la réaction $\text{Kr} + \text{U}$ à 35 A.MeV. Pour cela, nous avons d'abord cerné les mécanismes de réaction mis en jeu, puis nous avons isolé des événements correspondant à de la fission binaire de la quasi-cible afin de déduire le spin à partir de la distribution angulaire hors-plan de réaction des fragments de fission.

La multiplicité de neutrons, mesurée par le détecteur 4π ORION, nous a servi dans cette étude de critère de sélection. Elle est en effet reliée, au moins qualitativement au paramètre d'impact. La multiplicité de neutrons mesurée a été également utilisée pour estimer l'énergie d'excitation transférée à la quasi-cible, depuis une énergie d'excitation presque nulle jusqu'à environ 600 MeV.

L'étude des caractéristiques du quasi-projectile nous a permis de mettre en évidence le mécanisme dominant gouvernant les réactions observées. En corrélant toutes les observables associées à la détection du quasi-projectile, nous avons mis en évidence un processus essentiellement à deux corps, associé à une importante dissipation en énergie pour les collisions les moins périphériques. Un bon accord a été obtenu entre nos données et un modèle de transferts très inélastiques de type basse énergie [RAN 82], tant pour la corrélation entre l'énergie et l'angle de détection du quasi-projectile que pour la section efficace de production en fonction du numéro atomique du quasi-projectile. Malgré des hypothèses très contestables sur les échanges de nucléons entre partenaires au cours de l'interaction, le modèle semble encore bien adapté à une description des systèmes très lourds jusqu'à des énergies incidentes de 35 A.MeV.

L'étude des angles de corrélation des fragments de fission confirme que le mécanisme dominant correspond à des réactions à deux corps principaux en voie de sortie. Néanmoins, pour les collisions les plus dissipatives étudiées ici, une composante (dont la section efficace n'a pu être estimée) a été mise en évidence, composante qui semble provenir d'un mécanisme de fusion incomplète associé à de petits paramètres d'impact. La grande sensibilité des angles de corrélation à la cinématique de la réaction confirme que, dans le cas de réactions binaires, le bilan net des échanges de nucléons reste faible pour notre système.

Enfin, en situant notre étude dans le référentiel de la quasi-cible en mouvement, nous avons déduit les spins transférés à partir des distributions angulaires hors-plan de réaction des fragments de fission. Les valeurs de moment angulaire obtenues en fonction de l'énergie d'excitation de la quasi-cible sont quasi-indépendantes des hypothèses sur la température du noyau au point selle, celle-ci étant reliée au temps mis par le noyau pour atteindre ce point. La composante du spin perpendiculaire au plan de la réaction augmente régulièrement avec l'énergie d'excitation depuis $15 \hbar$ pour $E^* \sim 8 \text{ MeV}$, jusqu'à environ $60 \hbar$ pour $E^* \sim 400 \text{ MeV}$ puis on observe une saturation. Les valeurs ainsi mesurées sont très inférieures aux prédictions du modèle de transferts très inélastiques [RAN 82]. Cette différence peut en partie être due aux approximations faites au cours des analyses, mais peut surtout s'expliquer par la disparition du mécanisme de fission pour les grands moments angulaires et les grandes énergies d'excitation. Dans un processus purement statistique, le temps d'émission des particules décroît fortement avec l'énergie d'excitation et le spin. Une émission rapide et importante de particules alpha ou de fragments de masse intermédiaire peut donc laisser un noyau trop léger ou trop faiblement excité pour fissionner. De même, si la limite de stabilité en spin prévue par le modèle de la goutte liquide tournante est dépassée, le processus de fission symétrique, très long jusqu'au point de scission, peut devenir beaucoup moins probable que des fissions très asymétriques ou des émissions de particules légères.

Pour les grands moments angulaires, les distributions angulaires des particules chargées contiennent donc des informations complémentaires sur le spin initial de la quasi-cible. Il sera très intéressant, ainsi que le permettent les données enregistrées au cours de notre expérience, de calculer à partir des distributions de particules alpha ou de fragments de masse intermédiaire les valeurs de spin transféré et de les comparer à celles obtenues à partir de la fission pour des énergies d'excitation voisines.

Bibliographie

- [AJI 86] N.N. Ajitanand et al.
Phys. Rev. **C34** (1986) 877
- [ALE 90] K. Aleklett et al.
Phys. Lett. **B236** (1990) 404
- [BAC 78] B. B. Back et S. Bjørnholm
Nucl. Phys. **A302** (1978) 343
- [BAL 95] S.P. Baldwin et al
Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 8
- [BET 37] H.A. Bethe et M.S. Livingston
Rev. Mod. Phys. (1937) 9
- [BIZ 86] G. Bizard et al.
Nucl. Phys. **A456** (1986) 173
- [BON 84] Bonche et al.
Nucl. Phys. **A427** (1984) 278
- [BOU 87] R. Bougault et al.
NIM **A259** (1987) 473
- [BRE 92] S. Bresson et al.
Phys. Lett. **B294** (1992) 33
- [BRE 93] S. Bresson
Thèse de l'Université de Caen (1993)
- [CHA 88] R.J. Charity
Nucl. Phys. **A483** (1988) 371

- [CHA 91] R.J. Charity et al
Z. Phys. **A341** (1991) 53
- [CHA 95] R.J. Charity
Phys. Rev. **C51** (1995) 217
- [COH 63] S. Cohen et W.J. Swiatecki
Ann. Phys. **22** (1963) 406
- [COH 74] Cohen, Plasil et Swiatecki
Ann. Phys. **82** (1974) 557
- [COLB 61] L. Colby et al.
Phys. Rev. **121** (1961) 1415
- [COL 95] J. Colin et al.
Nucl. Phys. **A593** (1995) 48
- [CON 85] M. Conjeaud et al.
Phys. Lett. **B159** (1985) 244
- [CRE 91] Crema et al.
Phys. Lett. **B258** (1991) 266
- [DAL 86] D. Dalili et al.
Nucl. Phys. **A454** (1986) 163
- [DAY 86] R. Dayras et al.
Nucl. Phys. **A460** (1986) 299
- [DEL 86] H. Delagrange et al.
Z. Phys. **A323** (1986) 437
- [DYE 79] P. Dyer et al.
Nucl. Phys. **A322** (1979) 205
- [ETH 91] T. Ethvignot et al.
Phys. Rev. **C43** (1991) 2035
- [FIO 93] L. Fiore et al.
Phys. Rev. **C47** (1993) 1835

BIBLIOGRAPHIE

- [GAL 94] J.Galin et U.Jahnke
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **20** (1994) 1105
- [GAV 80] A. Gavron
Phys. Rev. **C21** (1980) 230
- [GAV 81] A. Gavron et al.
Phys Rev. Lett. **47** (1981) 1255
- [GIB 75] W.M. Gibson
Ann. Rev. Nucl. Sci. **25** (1975) 465
- [GRE 87] C. Gregoire et al.
Proceedings of the *XXV International Winter Meeting on Nuclear Physics* Bormio (1987)
- [HAR 79] D. V. Harrach et al.
Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 1728
- [HIL 92] D. Hilscher et H. Rossner
Ann. Phys. Fr. **17** (1992) 471
- [HIL 89] D. Hilscher et al.
Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 1099
- [HIN 92] D.J. Hinde et al.
Phys. Rev. **C45** (1992) 1229
- [HUB 86] F. Hubert et al.
Mesure du pouvoir d'arrêt de matériaux solides, Ecole navale (1986)
- [HUI 62] J.R. Huizenga et R. Vandenbosh
Nuclear Reactions Vol II, North-holland Publ., Amsterdam (1962)
- [IEK 92] K. Ieki et al.
Nucl. Part. Phys. **18** (1992) 401
- [JAH 83] U. Jahnke et al.
Lectures Notes in phys., Springer Verlag (1983) 170
- [JIA 89] D.X. Jiang et al.
Nucl. Phys. **A503** (1989) 560

- [LEC 94] J.F. Lecolley et al.
Phys. Lett. **B325** (1994) 317
- [LED 95] X. Ledoux
Thèse de l'Université de Caen (1995)
- [LER 85] S. Leray et al.
Z. Phys. **A320** (1985) 533
- [LOT 92] B. Lott et al.
Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 3141
- [LOV 87] W. Loveland et al.
Nucl. Phys. **A471** (1987) 175
- [LUC 87] R. Lucas et al.
Nucl. Phys. **A464** (1987) 172
- [MAR 85] Margaria et Tillier
Rapport interne Ganil **A85** (1985) 04
- [MORE 95] L.G. Moretto, K.X. Jing and G.J. Wosniak
Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 18
- [MOR 88] M. Morjean et al.
Phys. Lett. **B203** (1988) 3
- [MOR 91] M. Morjean et al.
Nucl. Phys. **A524** (1991) 179
- [MOR 95] M. Morjean et al.
Nucl. phys. **A591** (1995) 371
- [MYE 67] W.D. Myers et W.J. Swiatecki
Ark. Fys. **36** (1967) 343
- [NGO 80] H. Ngo et C. Ngo
Nucl. Phys. **A348** (1980) 140
- [NGO 85] C. Ngo et S. Leray
Z. Phys. **A322** (1985) 419

BIBLIOGRAPHIE

- [OGA 85] Y.T. Oganessian et Y.A Lazarev
Treatise on heavy ion science Vol 4, ed A. Bromley (Plenum, New York. 1985)
- [PER 97] Y. Perier
Thèse de l'Université de Caen en préparation.
- [PIA 91] E. Piasecki et al.
Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1291
- [PIA 95] E. Piasecki et al.
Phys. Lett. **B351** (1995) 412
- [PIE 94] L. Pienkowski et al.
Phys. Lett. **B336** (1994) 147
- [POI 74] J. Poitou et C. Signarvieux
NIM **114** (1974) 113
- [POL 93] E.C. Pollacco et al.
Z. Phys **A346** (1993) 63
- [RAN 78] J. Randrup
Ann. phys. **112** (1978) 356
- [RAN 79] J. Randrup
Nucl. Phys. **A327** (1979) 490
- [RAN 82] J. Randrup
Nucl. Phys. **A383** (1982) 468
- [RAY 81] J. Raynal
Phys. Rev. **C23** (1981) 2571
- [RUD 93] G. Rudolf et al.
Phys. Lett. **B307** (1993) 287
- [SCH 89] W.U. Schröder et J.R. Huizenga
Nucl. Phys. **A502** (1989) 473
- [SCH 94] E. Schwinn et al.
Nucl. Phys. **A568** (1994) 169

- [SKU 96] W. Skulski et al.
Phys. Rev. **C53** (1996) 2594
- [STR 78] J.A Strong
NIM **156** (1978) 411
- [STR 63] V.M. Strutinski, N.Y. Lyashchenko et N.A. Popov
Nucl. Phys. **46** (1963) 639
- [STR 67] V.M. Strutinski
Nucl. Phys. **A95** (1967) 420
- [STR 68] V.M. Strutinski
Nucl. Phys. **A122** (1968) 1
- [STU 92] L. Stuttgé et al.
Nucl. Phys. **A539** (1992) 511
- [TAS 88] L. Tassan-Got
Thèse d'Etat Université Paris sud (1988)
- [TAS 91] L.Tassan-Got et C. Stéphan
Nucl. Phys. **A524** (1991) 121
- [VAN 73] R. Vandenbosch et J.R. Huizenga
Nuclear Fission Academic Press New York (1973)
- [VAZ 83] L.C. Vaz et J.M. Alexander
Phys. Rep. **97** (1983) 1
- [VAZ 86] L.C. Vaz, J.M. Alexander et N. Carjan
Z. Phys. **A324** (1986) 331
- [VIO 85] V.E Viola, K. Kwiatkowski et M. Walker
Phys. Rev. **C31** (1985) 1550
- [WIL 73] J. Wilczynski
Phys. Lett. **47B** (1973) 484
- [ZIE 85] J.F. Ziegler et al.
The stopping and range of ions in solids, Pergamon Press, New York (1985)

Résumé

Le but de ce travail est la mesure, en fonction de l'énergie d'excitation, du moment angulaire orbital transféré à la quasi-cible sous forme de spin dans la réaction $\text{Kr} + \text{U}$ à 35 A.MeV. Dans cette étude, la multiplicité de neutrons mesurée par le détecteur Orion nous a servi de critère de sélection et nous a également servi à estimer événement par événement l'énergie d'excitation transférée à la quasi-cible. L'étude des caractéristiques du quasi-projectile met en évidence un processus essentiellement binaire, associé à une importante dissipation en énergie pour les collisions les moins périphériques. Le spin transféré à la quasi-cible est déduit de la distribution angulaire hors-plan de réaction des fragments de fission. L'étude des angles de corrélation des fragments de fission confirme que le mécanisme dominant correspond à des réactions à deux corps principaux en voie de sortie. Nous montrons que les valeurs de moments angulaires obtenues en fonction de l'énergie d'excitation de la quasi-cible sont presque indépendantes du temps mis par le noyau pour atteindre le point selle. Une augmentation régulière du spin de la quasi-cible est observée entre 15 et 60 $\hbar$ quand l'énergie d'excitation augmente de 8 à 400 MeV environ, puis, pour les plus grandes énergies d'excitation atteintes, le spin mesuré n'augmente plus. Ce comportement semble être le reflet de la disparition du mécanisme de fission binaire aux grands moments angulaires.

Abstract

The aim of this study is to measure the angular momentum transferred to the target-like product, in the $\text{Kr} + \text{U}$ reaction at 35 A.MeV, as a function of the excitation energy. The measured neutron multiplicity, as seen by the detector ORION, was used as the basic event selection criterion. This multiplicity also allows an estimation of the excitation energy transferred to the target-like product on an event by event basis. The study of the behaviour of the projectile-like component allows one to characterize two-body mechanisms, which are associated with a large energy dissipation for less peripheral collisions. The spin transferred to the target-like component is deduced from the out-plane angular distributions of the fission fragments. The study of the angular correlation between these fission fragments confirms that the dominant mechanism is essentially a two-body process. We show that the angular momentum values obtained, as a function of the excitation energy of the target-like product, have little dependence on the time taken for the nucleus to reach the saddle point. We observe a constant increase in the target-like component's spin, varying from 15 $\hbar$ to 60 $\hbar$, as the excitation energy increases from roughly 8 to 400 MeV. For the higher excitation energies the spin does not increase. This behaviour reflects the vanishing binary fission mechanism at high angular momenta.

Mots-clés

Collisions entre ions lourds

Multiplicité de neutrons

Transferts très inélastique

Fission de la quasi-cible

Moment angulaire

Energie d'excitation