



HAL
open science

Décroissance de noyaux excités produits dans les réactions $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV

G. Ademard

► **To cite this version:**

G. Ademard. Décroissance de noyaux excités produits dans les réactions $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2011. Français. NNT: . tel-00685832

HAL Id: tel-00685832

<https://theses.hal.science/tel-00685832>

Submitted on 6 Apr 2012

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.

GANIL T 2011 05



UNIVERSITÉ DE CAEN BASSE NORMANDIE
U.F.R. de Sciences
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

T H È S E

Présentée par

M. Guilain ADEMARD

soutenue le

7 Décembre 2011

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

Décroissance de noyaux excités produits dans les réactions

$^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 A MeV

MEMBRES du JURY :

Mme Diane DORÉ	Ingénieur-Chercheur	CEA (Saclay)	<i>(Rapporteur)</i>
Mme Marie-France RIVET	Directeur de recherche	IPN (Orsay)	<i>(Rapporteur)</i>
Mme Francesca GULMINELLI	Professeur	Université de Caen (Caen)	
M. Giovanni LA RANA	Professeur	Université de Naples (Italie)	
M. Laurent TASSAN-GOT	Directeur de recherche	IPN (Orsay)	
M. Jean-Pierre WIELECZKO	Ingénieur-Chercheur	GANIL (Caen)	<i>(Directeur de thèse)</i>

UNIVERSITÉ DE CAEN BASSE NORMANDIE
U.F.R. de Sciences
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

T H È S E

Présentée par

M. Guilain ADEMARD

soutenue le

7 Décembre 2011

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

Décroissance de noyaux excités produits dans les réactions

$^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 A MeV

MEMBRES du JURY :

Mme Diane DORÉ	Ingénieur-Chercheur	CEA (Saclay)	<i>(Rapporteur)</i>
Mme Marie-France RIVET	Directeur de recherche	IPN (Orsay)	<i>(Rapporteur)</i>
Mme Francesca GULMINELLI	Professeur	Université de Caen (Caen)	
M. Giovanni LA RANA	Professeur	Université de Naples (Italie)	
M. Laurent TASSAN-GOT	Directeur de recherche	IPN (Orsay)	
M. Jean-Pierre WIELECZKO	Ingénieur-Chercheur	GANIL (Caen)	<i>(Directeur de thèse)</i>

Table des matières

Introduction	1
1 Contexte et motivations	5
1.1 Contexte	5
1.1.1 Les collisions d'ions lourds	5
1.1.2 Un exemple d'équation d'état : l'énergie de liaison	6
1.1.3 Les collisions noyau-noyau pour $E \leq 10$ AMeV	6
1.1.4 Le mécanisme de fusion $E \leq 10$ AMeV	7
1.1.5 Les modes de désexcitation	8
1.1.6 L'effet pair-impair et l'influence du N/Z	10
1.1.7 L'influence du N/Z sur les modes de désexcitation	11
1.1.8 L'émission de fragments comme moyen d'étude pour la spectroscopie	14
1.2 Les motivations	14
1.3 Présentation de l'expérience	14
1.3.1 Le choix des réactions	14
1.3.2 Caractéristiques de l'expérience	15
2 Moyens expérimentaux	17
2.1 Les faisceaux de ^{78}Kr , ^{82}Kr , ^{75}Kr	17
2.2 La cible de ^{40}Ca	18
2.3 Géométrie et fonctionnement des détecteurs d'INDRA	18
2.3.1 Les chambres d'ionisation	22
2.3.2 Les détecteurs silicium	23
2.3.3 Les scintillateurs à Iodure de Césium	25
2.4 Caractéristiques et performances d'INDRA	26
2.4.1 Caractéristiques d'utilisation	26
2.4.2 L'électronique : déclenchement, acquisition	26
2.4.3 Performances	26
2.5 Spécificités de l'expérience	27
2.5.1 Cinématique inverse	27
2.5.2 Choix du déclenchement	31
3 Identification des produits de réaction et étalonnage en énergie	33
3.1 Introduction	33
3.2 Méthodes d'identification	33
3.2.1 Méthode $\Delta E-E$: matrices <i>Chlo-Si</i> et <i>Si-CsI</i>	34
3.2.1.1 Description	34
3.2.1.2 Exemples de matrice $\Delta E-E$	34
3.2.2 Identification par l'analyse du signal <i>CsI</i> : matrice <i>R-L</i>	38
3.3 Données brutes et matrices <i>Chlo-Si</i>	41

3.3.1	Introduction	41
3.3.2	Contrôle de la stabilité des détecteurs	41
3.3.3	Recalage des matrices <i>Chlo-Si</i>	41
3.3.4	Analyse des matrices <i>Chlo-Si</i>	42
3.4	Etalonnage des chambres d'ionisation et silicium	49
3.4.1	Calibration des couronnes 2 à 9	49
3.4.2	Influence du défaut d'ionisation	50
3.5	Etalonnage en énergie des scintillateurs	52
3.6	Identification des fragments de basse énergie	54
3.7	Grille, codes et logique d'identification	54
3.8	Télescopes étalons	58
3.8.1	Etalonnage des télescopes étalons	58
3.8.2	Correction de l'étalonnage des <i>CsI</i>	60
3.9	Conclusion	62
4	Pré-analyse et sélection des événements	65
4.1	Pré-analyse	65
4.1.1	Influence des contaminants	65
4.2	Double comptage	70
4.2.1	Présentation du problème	70
4.2.2	Identification du double comptage	70
4.2.3	Les critères de sélection	73
4.2.4	Apport du critère en multiplicité sur la diffusion élastique	74
4.2.5	Apport du critère en multiplicité sur la production de fragments	74
4.3	Double détection dans un même module	76
5	Traitement et analyse des données	81
5.1	Spectres en énergie	81
5.1.1	Transformations LAB→CM des spectres	81
5.1.2	Contrôle de la transformation LAB→CM	83
5.1.3	Influence des approximations sur la forme des spectres	85
5.1.4	Spectres dans le laboratoire	88
5.1.5	Spectres dans le centre de masse	91
5.1.6	Vitesses d'émission	98
5.2	Distributions angulaires	99
5.2.1	Les quasiprojectiles	99
5.2.2	Les fragments	100
5.3	Coïncidence fragment-fragment	101
5.4	Extraction des sections efficaces	103
5.4.1	Conditions de normalisation	103
5.4.1.1	Diffusion élastique	103
5.4.2	Sections efficaces inclusives des fragments	105
5.4.2.1	Comparaisons avec d'autres expériences	109
5.4.2.2	Discussion de l'effet pair-impair	110

5.4.3	Sections efficaces des résidus d'évaporation	111
5.5	Coïncidence entre les fragments et les particules chargées	116
5.6	Coïncidence entre les Résidus d'évaporation et les particules chargées	119
5.6.1	Spectres des LCP	119
6	Comparaison avec les modèles	121
6.1	Introduction	121
6.2	Les ingrédients principaux	121
6.2.1	Les concepts de base	121
6.2.2	L'hypothèse de noyau composé	122
6.2.3	La théorie de Weisskopf	122
6.2.4	La théorie Hauser-Feshbach pour l'émission de particules légères	123
6.2.5	La théorie de l'état transitoire de Bohr-Wheeler	123
6.2.6	L'émission de fragments de masse intermédiaire	124
6.2.7	Les barrières de fission	125
6.3	Le modèle de l'état transitoire : GEMINI et barrière de Sierk (FRLDM)	125
6.3.1	Description	125
6.3.2	Les ingrédients du modèle	126
6.3.3	Les sections efficaces	130
6.3.3.1	Influence du moment angulaire	131
6.3.3.2	sections efficaces de fusion-fission et de fusion-évaporation	133
6.3.3.3	Influence du paramètre de densité de niveaux	134
6.3.3.4	Influence des barrières	135
6.3.3.5	Influence des désexcitations secondaires	137
6.3.4	Les coïncidences particule-fragment	139
6.3.5	Les spectres et les TKE	139
6.3.6	Les particules légères et les résidus d'évaporation	152
6.3.7	L'apport de GEMINI++	155
6.4	Conclusion	157
7	Discussion et perspectives	159
7.1	Rappel des données expérimentales et de l'analyse effectuée avec GEMINI	159
7.2	Une possible interprétation de l'analyse avec GEMINI	160
7.3	Modèle du système dinucléaire (DNS)	161
7.4	Qu'apporte nos données pour la production de ^{100}Sn par émission de C	165
7.5	Perspectives	165
7.5.1	Perspectives expérimentales	165
7.5.2	Perspectives théoriques	167
	Conclusion	169
	Annexes	171

A	Taux de comptage et normalisation à la diffusion élastique	173
A.1	Taux de comptage	173
A.2	Diffusion élastique	174
A.2.1	Modèle optique	174
A.3	Approche semi-classique	174
B	Potentiel d'interaction	175
C	Le code BUSCO	177
D	Le modèle de la préformation de fragments (DCM)	181
	Remerciements	191

Introduction

Les collisions d'ions lourds permettent de produire des noyaux dans des conditions très éloignées de leur état fondamental. Par exemple, il est possible d'induire des fréquences de rotation élevées ou des déformations extrêmes, de provoquer une compression ou encore de chauffer les noyaux. De plus, de nouvelles installations permettent de créer des noyaux dont la composition chimique (exprimée par le rapport du nombre de neutrons sur le nombre de protons N/Z , du noyau) diffère de celle d'un noyau proche de la vallée de stabilité. Ces perturbations permettent la mesure des caractéristiques fondamentales des noyaux (par exemple le module de compressibilité, les barrières de fission, la densité de niveaux), et permettent de préciser les limites d'existence des noyaux.

L'étude des collisions d'ions lourds constitue en elle-même un sujet très important. En effet, les collisions d'ions lourds sont par nature un phénomène hors équilibre qui met en jeu des processus de transfert d'énergie, de moment angulaire et de nucléons. Les deux noyaux en contact représentent alors des réservoirs d'énergie, de spins et de matière. En fonction de l'amplitude des transferts, on observe un état final plus ou moins éloigné de l'état initial, une perte de mémoire plus ou moins grande de la voie d'entrée. L'étude des collisions d'ions lourds permet de caractériser les mécanismes de réaction, d'extraire les degrés de liberté qui gouvernent la dissipation ainsi que les temps de relaxation de ces degrés de liberté.

Les mécanismes de réaction dépendent fortement de l'énergie de bombardement et du paramètre d'impact. Pour des énergies incidentes $E \leq 10$ AMeV, la fusion est associée aux paramètres d'impact les plus faibles et correspond à un transfert complet d'énergie et de moment angulaire. De nombreuses études sont consacrées à la fusion pour la recherche d'éléments super-lourds, les implications en astrophysique ou bien l'étude du phénomène quantique de transmission de barrière de potentiel. Par ailleurs, la fusion est un outil de choix pour préparer des noyaux excités et ainsi en étudier les modes de désintégration. En particulier, la région des noyaux de masse moyenne, $A \sim 100-130$, est très intéressante. En effet, c'est dans cette région de masse que les modèles de goutte liquide prévoient la plus grande stabilité devant la fission. Par ailleurs, cette région de masse peut être explorée en provoquant la fusion conduisant à des noyaux composés déficients en neutrons (comme ceux délivrés par l'installation SPIRAL) ou des noyaux riches en neutrons (qui seront disponibles auprès de SPIRAL2). En particulier, l'installation SPIRAL délivre un faisceau de ^{75}Kr , et un faisceau de ^{94}Kr est prévu auprès de SPIRAL2. Ces potentialités offrent donc la possibilité d'étudier la dépendance en N/Z des modes de désintégration des noyaux de masse moyenne. C'est dans ce cadre que se place l'étude présentée dans ce travail.

De nombreux travaux ont été menés pour identifier les modes de désintégration des noyaux de masse moyenne pour des énergies d'excitation $E^* \leq 2$ AMeV : évaporation de particules légères ; fission symétrique ; émission de fragments de masse intermédiaire (FMI). Les données accumulées ces dernières années permettent d'identifier des caractéristiques majeures des distributions de produits finaux de désexcitation :

- la distribution de charge évolue d'une forme en U pour des faibles moments angulaires (avec un minimum autour de la fission symétrique) vers une forme avec un maximum à la symétrie pour des moments angulaires élevés [1] ;
- à cette forme globale se superpose un comportement en dent de scie (que nous nommerons *o-e-s* pour l'expression anglaise **odd-even-staggering**) des sections efficaces de production de

fragments [2, 3] ;

- l'amplitude des sections efficaces des FMI dépend du N/Z du noyau émetteur comme cela est montré dans les références [2, 3, 4].

Cependant, une analyse récente [5] a montré le surprenant résultat que l'o-e-s dépend de l'ensemble de la chaîne de désintégration. Ceci diffère de l'interprétation donnée dans la référence [6], dans laquelle l'o-e-s refléterait les propriétés de structure des fragments impliqués à la fin de la cascade de désintégration. Pour ce dernier cas, une explication plausible de cette persistance d'effet de structure dans un processus de désintégration serait que les fragments seraient émis froid, où à une énergie d'excitation inférieure au seuil d'émission de particules. Cependant, les résultats cités [2, 3, 4, 6] sont inclusifs et des mesures de particules légères en coïncidence avec les fragments sont souhaitables pour vérifier ces scénarios.

Par ailleurs, les résultats suggérant un effet du rapport N/Z de l'émetteur sur les modes de désintégration ont été obtenus pour des noyaux de fusion formés à faible moment angulaire. Or, d'après les approches de goutte liquide, les formes des noyaux dépendent fortement du moment angulaire. De ce fait, on peut s'attendre à une interconnexion entre la forme explorée par le système lorsqu'il émet un fragment et le rapport N/Z de l'émetteur. Malheureusement, il y a un manque de données étudiant simultanément le rôle du rapport N/Z et du moment angulaire sur la production de fragments. Ceci soulève le fait qu'une étude systématique de l'influence du N/Z sur les canaux de désintégration reste à entreprendre. Cet axe d'investigation est particulièrement attractif dans le contexte des installations futures comme SPIRAL2. De nouvelles mesures exclusives permettent de préparer l'exploitation optimale de ces installations.

Du point de vue théorique, des approches sophistiquées ont été développées afin d'expliquer la complexité des modes de désintégration. De nombreuses caractéristiques de l'émission de particules légères sont correctement décrites à l'aide du formalisme de Hauser-Feschbach [7] soulignant le rôle de l'espace de phase disponible à chaque étape de la cascade de désintégration [8]. D'autre part, la modélisation de l'émission de fragment (FMI et fragments de fission) a stimulé de nombreux travaux ([9, 10, 11, 12, 13, 14, 15]).

Ces approches théoriques sont basées sur des hypothèses distinctes mais les comparaisons avec les données expérimentales ne permettent pas de vérifier la validité de ces scénarios ou bien de lever certaines ambiguïtés. Un aspect important pour ces comparaisons est la mesure exclusive des canaux et notamment des particules légères émises en coïncidence avec les fragments. Là encore, la mesure des particules légères en coïncidence avec les fragments devrait permettre de mettre des contraintes supplémentaires sur les modèles.

Les propriétés thermiques et collectives décrivant les modes de désintégration du noyau dépendent d'ingrédients fondamentaux (densité de niveaux, les barrières de fission). Ces ingrédients sont influencés par le degré de liberté N/Z . Par exemple, le paramètre de densité de niveau est lié à la masse effective du nucléon dans le milieu, qui est une propriété de l'interaction effective nucléon-nucléon, elle-même sensible à la composition neutron-proton des noyaux. Egalement, les barrières de fission dépendent fortement de l'énergie de symétrie qui est faiblement contrainte par les mesures existantes [16]. L'objectif est donc de disposer de nouvelles données afin de mieux comprendre la dépendance en N/Z des ingrédients qui interviennent dans la modélisation de la désintégration des noyaux. Outre la phase de désintégration, la phase de formation du noyau de fusion a aussi un intérêt crucial. En fait, peu d'expériences ont été réalisées pour étudier l'influence du N/Z sur les mécanismes de réactions. De nouvelles

données sont donc importantes notamment dans la perspective d'utiliser les faisceaux de SPIRAL2.

Pour ces raisons, nous avons étudié la désintégration des noyaux excités formés dans les réactions $^{75,78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV d'énergie de bombardement. Afin d'obtenir une caractérisation des mécanismes de désintégration des noyaux excités nous avons utilisé le détecteur INDRA. En combinant l'utilisation du multidétecteur INDRA et celle de la cinématique inverse, nous avons pu collecter des données de qualité sur les résidus d'évaporation, les fragments de masse intermédiaire, les fragments de fission et les particules légères chargées.

Ce document est organisé comme suit. Dans le chapitre 1 nous donnerons un bref aperçu des collisions d'ions lourds et des processus de désintégration des noyaux excités, en insistant sur les aspects abordés dans ce travail. Les chapitres suivants (2, 3) présentent les dispositifs et les techniques expérimentales utilisés pour ce travail, et le chapitre 4 est dédié à une analyse préliminaire des résultats. La présentation des résultats est développée au chapitre 5. La confrontation des résultats avec les prédictions des modèles est exposée dans le chapitre 6. Nous terminerons par une discussion et les conclusions.

Contexte et motivations

1.1 Contexte

1.1.1 Les collisions d'ions lourds

Les collisions d'ions lourds ¹ (HIC) constituent un outil puissant pour étudier la complexité des comportements des noyaux excités. En effet, grâce à une large palette de faisceaux allant par exemple du carbone à l'uranium pour une gamme d'énergie couvrant plusieurs ordres de grandeur, il est possible de préparer les noyaux dans des conditions extrêmes de moment angulaire, de densité, de déformation, de température. Cela permet d'étudier les différents modes d'organisation des noyaux en fonction de la nature de ces perturbations. Par exemple dans le régime nucléonique ², les dépôts d'énergie peuvent conduire à une complète vaporisation des noyaux [17] ou bien à des états inhomogènes constitués d'agrégats nucléaires [18]. Dans d'autres cas les moments angulaires transférés au noyau sont suffisamment élevés pour le rendre instable et provoquer la fission [19]. En plus de l'étude des différents états, des conditions d'existence et de stabilité du noyau les HIC permettent la mesure de quantités nucléaires fondamentales. Par exemple la densité de niveaux joue un rôle prépondérant dans la description de la thermodynamique des systèmes finis que représentent les noyaux. De même, la compressibilité de la matière nucléaire influe sur l'amplitude des cycles de compression-expansion que peuvent subir les systèmes nucléaires créés dans les collisions violentes aux énergies intermédiaires. Enfin, l'instabilité devant le moment angulaire permet de déduire les barrières de fission et de tester les approches microscopiques et macroscopiques.

Un autre aspect attractif des HIC est qu'elles se classent dans les phénomènes hors équilibre, qui avec la physique de la complexité, est un sujet majeur des recherches actuelles en physique. En effet, pendant le contact entre les noyaux, de la matière, de l'énergie et du moment angulaire sont échangés. Ces échanges dépendent du nombre de degrés de liberté pertinents pour la description des mécanismes ainsi que du temps de relaxation de ces degrés de liberté. Les mécanismes en présence dans les collisions entre ions lourds et les modes de désexcitation des noyaux formés pendant ces collisions dépendent de l'asymétrie de la voie d'entrée (masse ou charge du projectile et de la cible) ; du paramètre d'impact ; de l'énergie de bombardement. On peut classer les processus en fonction de l'énergie de bombardement et du paramètre d'impact. Pour simplifier, puisque nous discutons de noyaux en collisions, les processus vont dépendre principalement du poids respectif du champ moyen (qui gouverne la cohésion des noyaux) et des collisions nucléon-nucléon (qui gouverne les propriétés de transport) avec excitation prépondérante ou non des degrés de libertés intrinsèques des nucléons. On peut alors classer de manière qualitative les collisions en quatre grands régimes de bombardement :

- les collisions noyau-noyau pour $E \leq 10$ AMeV ;

¹Nous choisirons l'acronyme anglais correspondant à Heavy Ion Collisions.

²Lors de la collision, les degrés de libertés intrinsèques des nucléons ne sont pas excités

- les énergies intermédiaires autour de l'énergie de Fermi (30-200 AMeV) ;
- les énergies relativistes ;
- les énergies ultra-relativistes.

Ces domaines en énergie permettent d'extraire des informations précieuses et de mesurer une grandeur caractérisant une matière : son équation d'état. Les régimes cités plus haut permettent de mesurer le diagramme des phases de la matière nucléaire : phase liquide à basse énergie ; transition liquide-gaz aux énergies intermédiaires ; clusterisation et écoulement collectif aux énergies intermédiaires et relativistes ; transition quark-gluon aux énergies ultra relativistes.

Lorsque l'on parle d'équation d'état, cela concerne une propriété globale de la matière nucléaire. Mais les noyaux sont des objets finis constitués de fermions en interaction forte qui dans l'état fondamental constituent un fluide quantique. Ces caractéristiques (la finitude et la nature quantique) sont, dans certains cas, impossibles à négliger pour passer des mesures expérimentales aux propriétés globales de la matière nucléaire. Par exemple dans le régime des basses énergies ou celui des énergies de Fermi, les effets de structure et de finitude des noyaux jouent un rôle important dans l'analyse des résultats expérimentaux.

Le thème que nous choisirons pour illustrer ce rôle (et l'interconnexion entre finitude et structure) est la limite d'existence des noyaux en fonction du A et du Z . Cet axe de recherche (la recherche des éléments super-lourds) constitue une activité importante de la communauté. En terme de diagramme de phase cela consiste à trouver où s'arrête (à quel Z) le diagramme d'existence (la «nuclear chart»). Ces éléments super-lourds (on a observé jusqu'à $Z = 117$) existent du fait de la stabilisation du noyau par des effets de structure. Sans les effets microscopiques le noyau formé avec un Z aussi élevé est instable devant la fission.

1.1.2 Un exemple d'équation d'état : l'énergie de liaison

Un exemple très riche qui permet d'illustrer la coexistence des effets microscopiques et macroscopiques est la formule de masse, ou la formule qui donne les énergies de liaison des noyaux. On peut en trouver un exemple dans la référence [20] (équation 4) ou bien [21] (équation 8). Ce sont des extensions de la formule initiale de Bethe-Weizsäcker, progressivement modifiée par l'accumulation de nouvelles données. Dans ces deux expressions on voit apparaître un développement en puissance de $A^{1/3}$ et $|I| = (N - Z)/A$ qui est relié à l'aspect macroscopique et de finitude (volume, surface, courbure, ...) et des termes qui reflètent la structure (appariement, couche, ...). Les paramètres de ces différentes formules sont ajustés sur les masses expérimentales. Lorsqu'on choisit une forme (c'est-à-dire une paramétrisation de la forme d'un noyau) on peut également prédire les barrières de fission par exemple à partir des formules précédentes, qui peuvent être confrontées aux données expérimentales.

1.1.3 Les collisions noyau-noyau pour $E \leq 10$ AMeV

Dans des collisions d'ions lourds aux énergies de bombardement inférieures à 10 AMeV, une grande variété de mécanismes est observée. Dans ce régime on peut classer les mécanismes de réaction suivant le paramètre d'impact. Du plus petit au plus grand on observe des mécanismes qui sont associés à une perte de mémoire plus ou moins grande des caractéristiques de la voie d'entrée.

1. **La fusion** : transformation complète du système initial en un système mononucléaire, caractérisé par un transfert maximum de moment angulaire, d'énergie et une relaxation complète de l'asymétrie de voie d'entrée.
2. **La quasi-fission** : Le système dinucléaire initial évolue jusqu'à une configuration dinucléaire dont l'asymétrie en masse initiale peut être relaxée (la distribution de masse finale est piquée à la moitié de la masse disponible initiale), mais le système dinucléaire ne relaxe pas vers la configuration mononucléaire d'un noyau de fusion. L'ensemble des deux mécanismes est ce que l'on appelle le processus de capture.
3. **Les collisions profondément inélastiques** : ici le caractère dinucléaire initial est conservé, mais l'asymétrie et l'énergie ne sont pas totalement relaxées.
4. **Les réactions de transfert** : quelques nucléons sont transférés entre les noyaux en collisions, il y a très peu d'énergie transférée et le système final est faiblement perturbé.
5. **Les réactions à l'effleurement** : cela concerne des diffusions inélastiques mettant en jeu les états des deux noyaux en collisions.
6. **La diffusion élastique** : Le système initial et le système final sont identiques.

Les limites entre ces classes de réaction et leur importance respective (notamment pour les mécanismes les plus dissipatifs 1., 2., 3.) dépendent de l'asymétrie de voie d'entrée et de l'énergie de bombardement. Dans ce travail de thèse nous nous intéressons aux modes de désexcitation des noyaux. La fusion est donc la technique de choix car cela permet de former des noyaux dans des conditions contrôlables en terme d'énergie et de moment angulaire.

1.1.4 Le mécanisme de fusion $E \leq 10$ AMeV

On peut classer ce processus en trois régions distinctes :

1. le régime très en dessous de la barrière d'interaction. L'objectif de ces mesures est lié à leur intérêt astrophysique ;
2. le régime en dessous et proche de la barrière d'interaction. Dans ce cas la fusion est conditionnée par la structure des noyaux en collisions et on étudie le phénomène de traversée quantique de la barrière ;
3. le régime au-dessus de la barrière (environ 3 à 4 AMeV au-dessus). C'est un régime approprié pour l'étude des modes de désexcitation des noyaux.

L'intérêt d'étudier des systèmes à des énergies en dessous de 10 AMeV est de limiter la contribution du pré-équilibre et de la fusion incomplète qui correspond à un mécanisme de quasi-fusion où seulement une partie de la masse, de l'énergie et du moment angulaire initial a été transférée.

Actuellement, les cas 1. et 2. ainsi que la fusion conduisant à la formation de noyaux super lourds constituent une très grande partie de l'activité. Par contre, l'étude de la fusion entre 5 et 10 AMeV est devenue marginale et très peu de données nouvelles existent. Il est probable que l'arrivée de faisceaux radioactifs, comme ceux qui pourront être délivrés par l'installation SPIRAL2, des études plus approfondies sur l'influence du rapport N/Z (exprimant le rapport du nombre de neutrons sur le nombre de protons du système) sur les mécanismes vont être possibles. Dans ce mémoire de thèse nous montrons l'intérêt de telles études.

1.1.5 Les modes de désexcitation

Les noyaux de fusion, produits par des réactions au-dessus de la barrière, se désintègrent par différentes voies : émission de neutrons, de particules légères chargées, de fragments de masse intermédiaires ou fission. Nous verrons dans le Chapitre 6 que les barrières (le potentiel d'interaction entre les partenaires de désintégration) et l'espace de phase (la densité d'états disponibles pour une voie donnée) sont les deux quantités principales qui gouvernent la compétition entre ces modes de désexcitation. Cette compétition va dépendre de la région de masse considérée ainsi que du moment angulaire. Pour les systèmes lourds, la barrière de fission est faible, de l'ordre de grandeur de l'énergie de liaison d'un neutron. La fission sera le processus dominant sur les autres canaux de désexcitation. Pour les systèmes légers la stabilité devant la fission est très grande, l'évaporation de particules dominera. En effet, pour les noyaux légers il faut fortement déformer les noyaux pour atteindre une configuration instable devant la fission (voir Fig. 6.2a). Pour les systèmes de masse intermédiaire, la compétition entre l'évaporation de particules et la fission dépend fortement du moment angulaire injecté dans le noyau. En fait ce sont ces noyaux de masses intermédiaires qui supportent les moments angulaires les plus élevés (voir Fig. 1.1). Il y a donc un intérêt particulier à étudier cette région de masse.

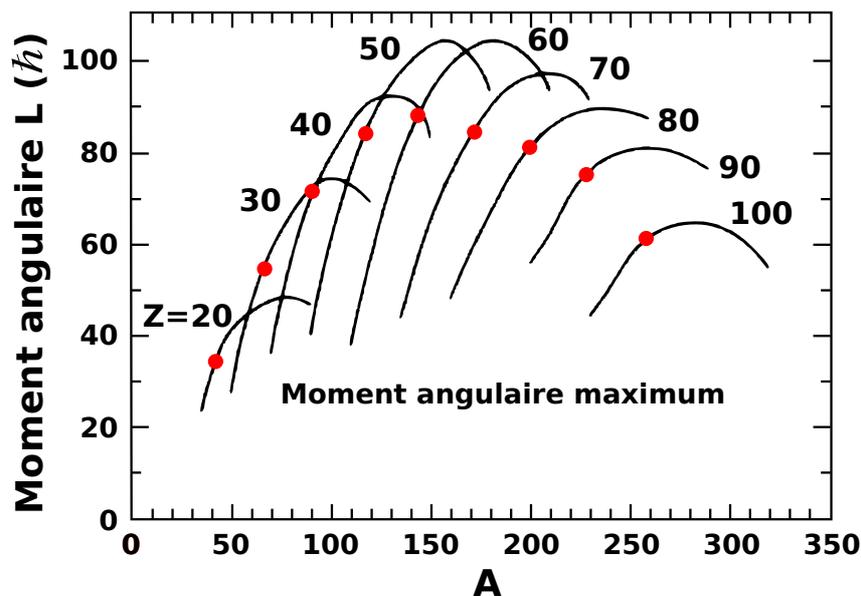


FIG. 1.1: Moment angulaire maximum à partir duquel la barrière de fission devient nulle. Les points représentent les noyaux stables. Figure extraite de la Réf. [22].

Dans l'étude de la fission, une quantité appelée point de Businaro-Gallone (x_{BG}) est utilisée pour comprendre l'évolution du noyau déformé ainsi que sa stabilité en fonction de l'asymétrie de masse. Cette quantité est une valeur caractéristique du paramètre de fissilité ($x \propto Z^2/A$). Autour de ce point la surface d'énergie potentielle décrivant le noyau subit un changement topologique. Quand $x < x_{BG}$ et que le système se déforme autour de la symétrie, la configuration tend à évoluer en augmentant l'asymétrie. En revanche, au-dessus du point de Businaro-Gallone la configuration est stable devant la déformation et restera symétrique. En généralisant x_{BG} afin d'introduire le moment angulaire l comme un autre degré de liberté, on peut vérifier que x_{BG} décroît quand le moment angulaire augmente.

Une caractéristique des noyaux avec $A = 100 - 130$ est qu'il existe une valeur du moment angulaire l pour laquelle la transition $x = x_{BG}(l)$ est atteinte. La conséquence sur les modes de désexcitation est l'observation de systèmes se désintégrant par fission principalement piquée à la moitié de la masse du système initial pour des moments angulaires élevés, et une distribution en forme de U pour les faibles moments angulaires. Ce type d'évolution a été vérifié expérimentalement, par exemple dans la référence [1]. Les résultats extraits de cette référence sont montrés figure 1.2 pour deux systèmes très voisins formés avec une voie d'entrée quasi-symétrique ($^{45}\text{Sc}+^{65}\text{Cu}$) et une voie d'entrée asymétrique ($^{93}\text{Nb}+^9\text{Be}$). L'évolution est spectaculaire et elle est due à la différence de moment angulaire dans le noyau.

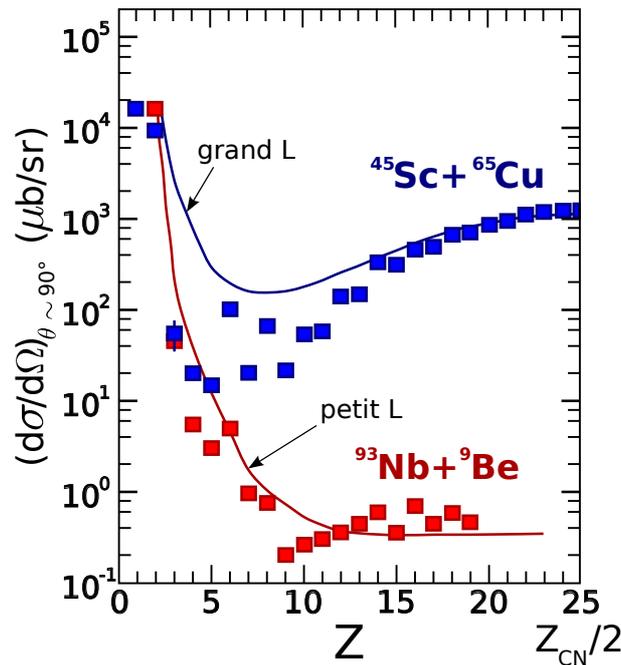


FIG. 1.2: Sections efficaces différentielles mesurées pour les réactions $^{45}\text{Sc}+^{65}\text{Cu}$ (symboles bleus) et $^{93}\text{Nb}+^9\text{Be}$ (symboles rouges). Les courbes sont le résultat de calculs simples basés sur le modèle de la goutte liquide. Figure extraite de la Réf. [1].

Outre la phase de désexcitation, la phase de formation du noyau de fusion a aussi un intérêt crucial. En effet, les recherches expérimentales effectuées depuis plusieurs décennies ont révélées la complexité du phénomène de fusion et l'interconnexion avec les propriétés de structure et les rapports N/Z des réactants [23]. Ces travaux ont exploré surtout le domaine des énergies sous et au voisinage de la barrière coulombienne, mais les données abordant l'influence du rapport N/Z sur le mécanisme de fusion au dessus de la barrière coulombienne sont rares. De plus, une large quantité de données a démontré l'inhibition de ce mécanisme de fusion par la quasi-fission. Ce dernier phénomène correspond à la séparation des deux partenaires après un réarrangement significatif des degrés de liberté de masse et de charge [24, 25, 26, 27, 28, 29]. Des études approfondies sur la compétition des mécanismes de fission et de quasi-fission ont été menées surtout pour mieux préciser les conditions de formation des éléments super-lourds. Par contre, les études consacrées à la compétition entre la fusion et la quasi-fission dans les réactions menant à la formation de noyau de masse moyenne sont rares. Des études

supplémentaires sont nécessaires dans cette région de masse, en particulier dans la perspective de l'exploitation des installations délivrant des noyaux déficients ou riches en neutrons.

1.1.6 L'effet pair-impair et l'influence du N/Z

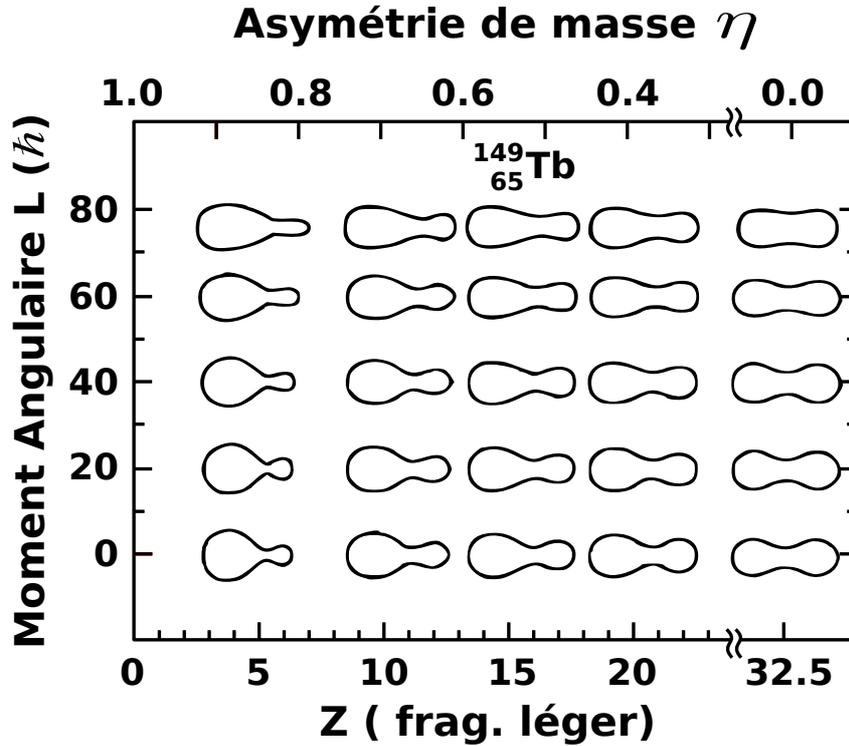


FIG. 1.3: Formes de la configuration du point selle en fonction du degré d'asymétrie de masse (ou du numéro atomique Z du fragment léger) pour un noyau composé de $^{149}_{65}\text{Tb}$. Figure extraite de la Réf. [30].

Sur la figure 1.2, en plus de ce comportement global des distributions de fragments, on observe un phénomène d'oscillation des sections efficaces de fragments. Ces oscillations ont une amplitude importante pour les fragments légers produits dans la réaction $^{45}\text{Sc}+^{65}\text{Cu}$ et les produits de Z pairs sont favorisés. Etant donné que la chaleur de réaction associée à une fragmentation joue un rôle important dans le bilan énergétique, la contribution de l'appariement pour les fragments pair-pair devrait influencer sur les sections efficaces de production. Cependant sur la figure 1.3, on observe de larges déformations au point selle. On constate donc une persistance d'effets de structure dans un processus de fission asymétrique pendant lequel le noyau subit de larges déformations. Les résultats montrés plus haut sont des mesures inclusives. La mesure des particules légères en coïncidence avec les fragments serait très utile pour vérifier la présence de désexcitations secondaires des fragments et évaluer la contribution de ces dernières sur l'effet pair-impair.

D'autre part, l'influence du rapport N/Z sur l'émission de fragments intermédiaires lors de la désexcitation d'un noyau composé, a été récemment étudiée, à bas moment angulaire, dans les réactions $^{78,82,86}\text{Kr}+^{12}\text{C}$ [2], dont les résultats sont reportés sur la figure 1.4, et dans les réactions $^{58,64}\text{Ni}+^{12}\text{C}$ [3]. Dans les deux ensembles, les distributions de charges ont pour particularité de présenter une forme en

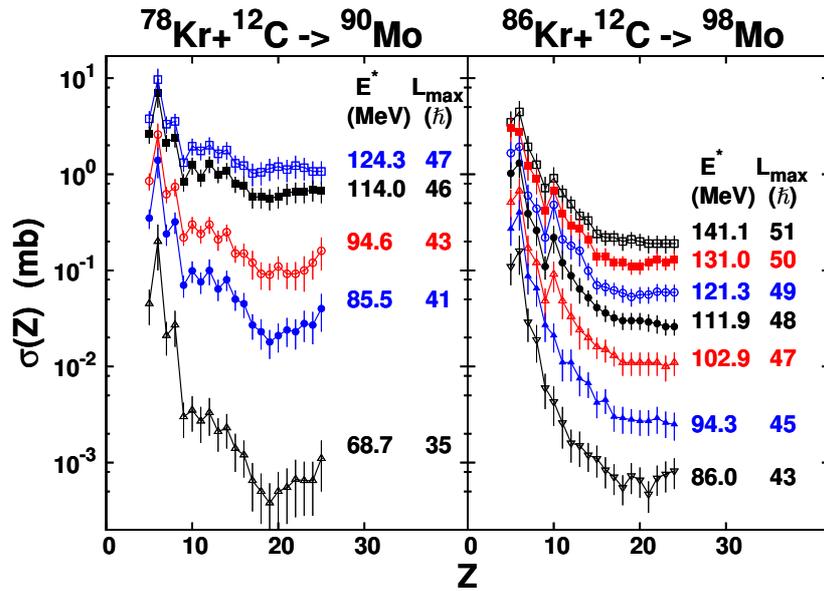


FIG. 1.4: Sections efficaces de fragments intermédiaires à partir de la désexcitation d'un noyau composé avec différent N/Z dans les réactions $^{78,82,86}\text{Kr}+^{12}\text{C}$. Figure extraite de la Réf. [2].

U associée à la désexcitation d'un noyau composé formé en dessous du point de Businaro-Gallone. Un effet pair-impair vient se superposer à ce comportement global. Pour les réactions induites par des faisceaux de Kr, l'effet pair-impair devient moins prononcé pour le noyau riche en neutrons. En fait, l'effet pair-impair reste visible sur une large gamme d'énergie de bombardement pour les deux systèmes pauvres en neutrons $^{78}\text{Kr}+^{12}\text{C}$ et $^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$. En outre, l'effet du N/Z sur l'ensemble des sections efficaces est bien visible lorsque l'on se place dans les mêmes conditions en terme d'énergie d'excitation et de moment angulaire : par exemple, les sections efficaces chutent de pratiquement un ordre de grandeur pour le système riche en neutrons $^{86}\text{Kr}+^{12}\text{C}$ comparé au système $^{78}\text{Kr}+^{12}\text{C}$.

L'étude de l'évolution de l'effet pair-impair en fonction du rapport N/Z d'un noyau formé à plus haut moment angulaire pourrait apporter des éléments pour comprendre le rôle respectif du rapport N/Z et du moment angulaire de l'émetteur. De plus, elle permettrait de vérifier si des effets de structures persistent à très hauts moments angulaires, là où l'on s'attend à de très fortes déformations (voir Fig. 1.3). D'après la figure 1.1, la région des noyaux de masses intermédiaires est la plus appropriée pour cette étude. Là encore la physique gouvernant la formation des fragments légers demande plus de nouvelles données.

1.1.7 L'influence du N/Z sur les modes de désexcitation

Les modes de désexcitation des noyaux sont gouvernés à la fois par la surface d'énergie potentielle et par l'espace de phase, c'est-à-dire l'énergie d'excitation stockée dans le système sous forme thermique et non pas collective. Une grandeur nucléaire importante pour la description de l'énergie thermique est la densité de niveaux. Dans une description de particules indépendantes, cette dernière dépend du paramètre de densité de niveaux qui dépend de l'espacement des orbites de particules indépendantes autour de l'énergie de Fermi des noyaux. Le paramètre de densité de niveaux dépend aussi de la masse effective du nucléon dans le milieu, qui dépend de la composition chimique (N et Z) du noyau et de

l'énergie d'excitation. Il est donc important d'étudier l'influence du N/Z sur le paramètre de densité de niveaux. Un moyen expérimental est la mesure des particules légères émises par le noyau composé et produisant à la fin de la cascade des résidus d'évaporation.

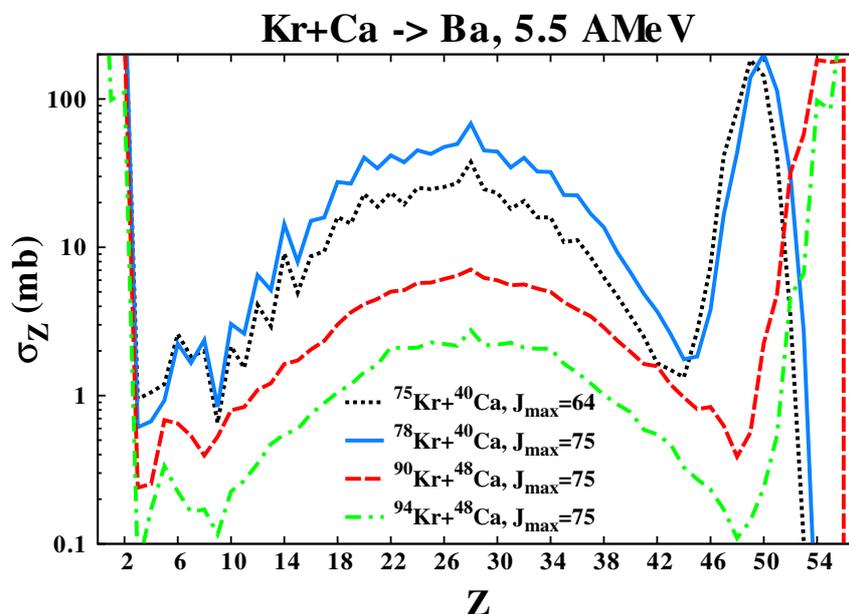


FIG. 1.5: Prédictions de sections efficaces de fragments en fonction de leur numéro atomique pour différentes réactions du type $Kr+Ca \rightarrow Ba$, obtenues avec GEMINI++ [31].

De même, les barrières de fission dépendent fortement du rapport N/Z . La barrière de fission dépend du rapport entre l'énergie de surface et l'énergie coulombienne d'un noyau. Par exemple la figure 1.5 montre l'évolution spectaculaire des distributions de charges lorsqu'on passe de la désexcitation d'un noyau de ^{115}Ba à un noyau de ^{142}Ba . Le premier peut être étudié avec un faisceau de ^{75}Kr pouvant être délivré par SPIRAL, le second avec un faisceau de ^{94}Kr qui sera délivré par l'installation SPIRAL2. La composante de fission symétrique (le moment angulaire est élevé, donc le maximum de la fission est à la charge moitié de la charge disponible) décroît fortement lorsqu'on augmente le nombre de neutrons pour un Z donné. De manière naturelle et complémentaire, la composante des résidus d'évaporation suit une tendance opposée. La section efficace de résidus d'évaporation croît lorsqu'on augmente le nombre de neutrons. Ces résultats ont été obtenus avec le code GEMINI++. Même si le comportement est attendu, il est important de calibrer ces calculs en effectuant des expériences servant de référence. D'où l'intérêt d'étudier les modes de désexcitation (évaporation, fission asymétrique, fission) en fonction du N/Z . Par ailleurs la mesure des résidus d'évaporation et de la fission permet de déduire, moyennant une approximation, le moment angulaire maximum déposé dans le noyau de fusion. Ce moment angulaire maximum n'est plus un paramètre ou un résultat obtenu à partir d'un modèle calculant les barrières de fusion. Cela permet donc de lever des ambiguïtés.

Nous voyons donc qu'il faut un système de détection puissant pour permettre la mesure exclusive des produits chargés (particules chargées, résidus d'évaporation, fragments de fission).

Enfin, les barrières de fission dépendent fortement du paramètre d'énergie de symétrie qui rentre dans le calcul de la partie macroscopique des énergies de liaison [16]. Il est dit que ce terme est faible-

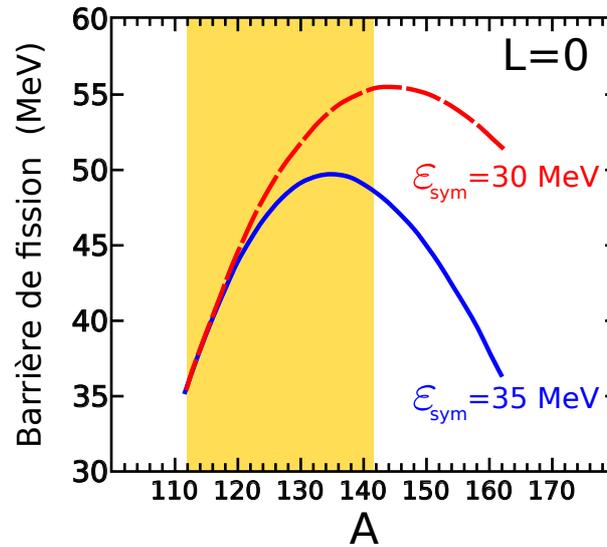


FIG. 1.6: Evolution des barrières de fission pour $L=0$ et pour différents isotopes de Ba. Comparaison des prédictions en supposant deux valeurs de l'énergie de symétrie. La zone en jaune couvre le domaine pouvant être couvert en utilisant des faisceaux délivrés par SPIRAL, GANIL et SPIRAL2.

ment contraint par des données sur les barrières de fission de noyaux avec $A = 100 - 180$. La figure 1.6 montre l'évolution des barrières de fission pour des isotopes de Ba en fonction de A et en supposant deux valeurs de l'énergie de symétrie. On voit que la région des noyaux riches en neutrons permet de contraindre la valeur de l'énergie de symétrie. Là encore une étude systématique de la fission pour différents isotopes d'un noyau de Z intermédiaire serait utile pour calibrer ce type d'étude, dans la perspective des faisceaux SPIRAL2.

De nombreuses approches théoriques existent pour la description des modes de désexcitation.

- le modèle de type Hauser-Feshbach appliqué à l'émission de fragments jusqu'au Ca, incluant la possibilité d'émettre des fragments dans des états discrets, mais ne tenant pas compte de la fission [9];
- le modèle Hauser-Feschbach étendu [10] qui considère un traitement de type Hauser-Feschbach pour la fission symétrique;
- le modèle de l'état transitoire (transition state model) qui décrit l'émission de fragments comme une fission asymétrique [11, 12];
- le modèle de clusterisation (Dynamical-Cluster Decay Model) qui suppose une préformation d'agrégats dans le noyau [13, 14].
- le modèle du système dinucléaire (DNS) qui traite la compétition entre le canal d'évaporation, la fission et la quasi-fission [15].

Ceci permet d'aborder la question de partage de l'énergie d'excitation entre les fragments qui est décrit différemment dans des modèles de type Hauser-Feschbach ou dans une description d'état transitoire. Là encore des mesures exclusives de systèmes composites avec des N/Z différents devraient contraindre non seulement les ingrédients utilisés dans les modèles (dépendance en N/Z des paramètres de densités de niveaux, barrière) mais également, les approches théoriques elles-mêmes.

1.1.8 L'émission de fragments comme moyen d'étude pour la spectroscopie

La mesure précise des sections efficaces de FMI peut être importante pour la structure nucléaire. En effet, il serait possible de réaliser des études de spectroscopie des noyaux résiduels formés après émission de fragments par le noyau composite. Ce type d'expérience [32] a montré la forte sélectivité de l'émission de ^{12}C par rapport au canal 3α . Une région évidente pour appliquer cette méthode est la région de ^{100}Sn . Ce noyau est crucial car il est à la fois doublement magique et c'est le noyau le plus lourd avec $N = Z$. Il est difficile de produire de ^{100}Sn avec les méthodes traditionnelles de fusion-évaporation. Toutefois une tentative récente [33] a révélé que le processus d'émission d'un fragment ^{12}C à partir d'un noyau de ^{116}Ba formé dans la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ à environ 7 AMeV n'offrait pas une alternative significative pour la production d'isotopes dans cette région, comparée à la méthode de fusion-évaporation. Dans cette expérience la mesure du ^{12}C n'a pas été réalisée et la conclusion de l'article dépend fortement de l'hypothèse sur les canaux de désexcitation. Par conséquent, une meilleure connaissance expérimentale de l'émission de fragments de masse intermédiaire est requise, afin de permettre des prédictions précises et ainsi contraindre les modèles, pour mieux définir les conditions optimales de peuplement de la région ^{100}Sn .

1.2 Les motivations

Pour toutes ces raisons, nous avons étudié la désexcitation des noyaux formés dans les réactions $^{75,78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV d'énergie de bombardement. Ce régime en énergie permet de contrôler l'énergie d'excitation des noyaux de fusion, puisque la fusion incomplète et l'émission de particules de pré-équilibre sont négligeables. Afin d'obtenir une caractérisation des mécanismes de désexcitation des noyaux nous avons utilisé le détecteur INDRA. En combinant l'utilisation du multidétecteur INDRA et celle de la cinématique inverse, nous avons pu collecter des données de qualité sur les résidus d'évaporation, les fragments de masse intermédiaires, les fragments de fission et les particules légères chargées. L'ensemble de données, obtenu avec des projectiles de rapport N/Z variés, donne de nouvelles informations sur l'influence de la composition chimique des noyaux excités sur les modes de désexcitation et nous a permis d'évaluer les mérites respectifs des approches théoriques fréquemment utilisés.

D'après la figure 1.1, notre région d'étude (entre $Z=50-60$) permet d'atteindre les moments angulaires les plus élevés pour lesquels le noyau est instable devant la fission. Les noyaux produits dans cette région sont donc de bons candidats pour étudier la déformation des fragments au cours de la fission. En effet, la figure 1.3 montre, pour un noyau proche de ceux étudiés dans ce travail, qu'à haut moment angulaire les deux fragments au point selle se déforment.

1.3 Présentation de l'expérience

1.3.1 Le choix des réactions

Nous avons choisi d'étudier les modes de désexcitation d'une chaîne d'isotopes de Ba. Un des critères de choix de ces noyaux est que l'on pouvait s'approcher de la ligne $N = Z$ en utilisant un faisceau de ^{75}Kr délivré par l'installation SPIRAL. Dans le futur, cette expérience peut se poursuivre en utilisant des faisceaux de Kr instable et riche en neutrons délivré par SPIRAL2. Nous avons souhaité un faisceau de référence et le ^{78}Kr est le plus approprié. Le faisceau de ^{82}Kr a été choisi pour régler la ligne et permettre

ainsi d'accélérer dans des conditions optimales le faisceau de ^{75}Kr . L'énergie de 5.5 AMeV a été choisie pour deux raisons. D'une part, on souhaite contrôler le dépôt d'énergie et ne pas être dans un régime de fusion incomplète. D'autre part le modèle BUSCO [9] prévoit une section efficace d'émission de ^{12}C maximale pour cette énergie de bombardement. Finalement les conditions sont telles que l'expérience constitue une référence permettant de mieux appréhender les expériences futures auprès de SPIRAL2, et de contrôler le pouvoir prédictif des modèles.

1.3.2 Caractéristiques de l'expérience

Le tableau 1.1 regroupe les quantités caractéristiques des réactions $^{75,78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV. L'énergie d'excitation du noyau composé a été calculée en utilisant les tables de masse de la référence [34]. $l_{\text{graz}}\hbar$ est le moment angulaire d'effleurement («grazing angular momentum») obtenu avec un calcul semi-classique présenté dans l'annexe A.3. $l_{\text{pocket}}\hbar$ est le moment angulaire au-dessus duquel la poche dans le potentiel d'interaction disparaît. Ce potentiel est calculé en suivant les prescriptions de la référence [35], comme d'écrit dans l'annexe B. $l_{\text{cr}}\hbar$ est le moment angulaire maximum disponible dans le processus de capture obtenue dans les calculs du modèle du système dinucléaire (DiNuclear System) (cf. § 7.3 p. 161). Une information sur l'enrichissement neutronique est donné par le rapport du nombre de neutrons sur le nombre de protons N/Z de la réaction. V_B est la barrière de fusion. D'autres choix de potentiels d'interaction, comme ceux comparés dans la référence [36], donnent des valeurs similaires pour l_{pocket} et V_B . Comme présenté dans le tableau 1.1, l'énergie cinétique totale disponible dans le centre de masse est au-dessus de la barrière de fusion et le moment angulaire d'effleurement est élevé par rapport au $l_{\text{pocket}}\hbar$. Ainsi, on s'attend à ce que la fusion soit gouvernée par la poche interne du potentiel d'interaction, et dans une moindre mesure, par la barrière de fusion externe.

	$^{75}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$	$^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$	$^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$
E^* (MeV)	93	99	107
$E_{c.m.}/V_B$	1.56	1.59	1.64
V_B (MeV)	91.9	91.2	90.3
N/Z	1.05	1.11	1.18
l_{graz}	92	96	100
l_{pocket}	68	70	73
l_{cr}	/	73	75

TAB. 1.1: Quantités caractéristiques des réactions étudiées. Voir le texte pour plus de détails.

Moyens expérimentaux

Dans ce chapitre nous présentons les moyens utilisés pour réaliser notre programme expérimental. Nous ferons une présentation brève du GANIL et des faisceaux utilisés ainsi qu'une description succincte de la méthode de fabrication des cibles. La majeure partie de ce chapitre est consacrée à la description du multidétecteur INDRA. Nous terminons ce chapitre par une présentation de la technique de la cinématique inverse utilisée pour cette expérience, ainsi que les critères de déclenchement de l'acquisition du détecteur.

2.1 Les faisceaux de ^{78}Kr , ^{82}Kr , ^{75}Kr

L'expérience a été menée au GANIL¹ à Caen. Le système d'accélération du GANIL est constitué d'un ensemble d'injecteurs (C01 et C02) et de deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS1 et CSS2). La production de faisceaux débute avec l'extraction des ions d'une source ECR. Les ions extraits de la source sont faiblement ionisés et sont envoyés dans le premier cyclotron compact (C01 ou C02) qui assure une première accélération. Les ions sont alors injectés dans le cyclotron CSS1. Pour des expériences qui requièrent des énergies de bombardement élevées, le faisceau en sortie de CSS1 traverse une feuille mince qui permet, via des collisions atomiques, l'arrachage d'électrons du cortège électronique de l'ion incidents. Les ions sont alors dirigés soit vers la salle d'expérience (faisceaux de basse énergie) soit vers le second cyclotron où ils subissent une autre accélération jusqu'à l'énergie voulue. Grâce à ce mode d'accélération, l'installation fournit une large gamme de faisceaux stables [37].

Pour le faisceau de ^{78}Kr à 5.5 AMeV utilisé dans notre expérience, une phase d'accélération est suffisante et les ions de ^{78}Kr sont éjectés de CSS1 puis conduits jusqu'à la salle du détecteur INDRA.

Sur le site du laboratoire GANIL, il existe également un second mode de production des faisceaux qui est réalisé grâce à l'installation SPIRAL [37]. SPIRAL utilise la méthode ISOL, pour fournir des faisceaux radioactifs. Cela consiste à choisir un faisceau primaire accéléré par l'ensemble des deux cyclotrons (CSS1 et CSS2) et bombardant une cible épaisse de graphite située dans l'ensemble cible-source. Les ions d'intérêt sont produits par fragmentation² et sont arrêtés dans la cible. Par un processus de diffusion, ils sont alors acheminés dans un ensemble ionisant puis sélectionnés à l'aide d'un séparateur. Finalement, ils sont accélérés à l'énergie souhaitée grâce au cyclotron CIME, puis délivrés vers la salle d'expérience.

Pour obtenir le faisceau de ^{75}Kr à 5.5 AMeV de notre expérience, un faisceau primaire de ^{78}Kr à 70.15 AMeV a été choisi. Les faisceaux délivrés par l'installation SPIRAL sont de faible intensité. Pour le faisceau de ^{75}Kr , une intensité maximale de 10^5 particules/s est prévue [37]. Celle-ci n'est pas suffisante pour effectuer les réglages permettant l'acheminement du faisceau jusqu'à la salle d'expérience. Pour

¹acronyme pour Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

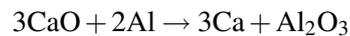
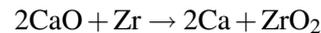
²Phénomène dominant les collisions périphériques aux énergies intermédiaires.

cela, nous avons utilisé un faisceau de mêmes caractéristiques (en terme de rapport masse sur charge effective) que le faisceau souhaité (dans notre cas le faisceau de ^{75}Kr) et plus intense. Un faisceau de ^{82}Kr a donc été utilisé.

L'intensité des faisceaux a été ajustée afin de maintenir conjointement la probabilité de superposition d'évènements à un niveau non pénalisant pour notre expérience et un temps mort de l'acquisition des données de l'ordre de 25% pour l'acquisition en mode $M_{dec} = 1$ et de l'ordre de 15% en mode $M_{dec} = 2$ (cf. § 2.4.2).

2.2 La cible de ^{40}Ca

Les cibles utilisées pour l'expérience sont des cibles ^{40}Ca auto-supportées, d'une épaisseur de 1 mg/cm^2 et de 16 mm de diamètre. Les cibles de ^{40}Ca ont été préparées au laboratoire national de Legnaro (LNL, Italie) par réduction³ sous vide de l'oxyde de calcium (chaux) : $2\text{CaO} \rightarrow 2\text{Ca} + \text{O}_2$. Le ^{40}Ca est extrait du mélange complexe à l'intérieur d'un creuset en tantale par évaporation [38]. Il est nécessaire que sa température d'évaporation soit inférieure à celle du mélange complexe. Un agent réducteur est donc utilisé pour satisfaire cette condition, tels le zirconium ou l'aluminium :



Le métal pur ainsi obtenu est manipulé sous atmosphère inerte (gaz d'argon) afin de réduire les risques d'oxydation. Il est alors pressé et aplati par laminage successifs afin d'obtenir l'épaisseur désirée [39]. Ce procédé de fabrication est très utile pour atteindre des épaisseurs de cible très faibles. Entre la fabrication et le début de l'expérience, les cibles ont été placées sous vide dans des sas appropriés, puis déplacées jusqu'au porte cible toujours sous atmosphère d'argon.

2.3 Géométrie et fonctionnement des détecteurs d'INDRA

Le multidétecteur 4π INDRA⁴ [40, 41] est constitué de 628 détecteurs arrangés sur 17 couronnes en 336 modules indépendants, selon une géométrie cylindrique ayant comme axe de révolution la direction du faisceau. Sur la figure 2.2, une vue d'ensemble du multidétecteur est présentée avec les numéros de chaque couronne.

Le détecteur INDRA a été conçu afin de mesurer les produits chargés éjectés dans les processus violents comme la multifragmentation nucléaire. Il a déjà fait l'objet de descriptions détaillées dans le cadre de plusieurs thèses [42, 43, 44, 45] et publications [40, 41, 46]. Pour cette raison, uniquement les points pertinents pour la compréhension de l'analyse des données de notre expérience seront présentés.

Quatre types de détecteur constituent INDRA :

- les cristaux de silicium (Si) de trois épaisseurs 300, 150 et 75 μm (Si300 μ , Si150 μ et Si75 μ).
- les cristaux d'iodure de césium dopé au thallium (CsI(Tl)) couplés à des photomultiplicateurs. Ils ont une longueur variant de 5 à 13,8 cm suivant leur position angulaire (cf. Tab. 2.1 p. 21).

³Extraction d'un métal de son oxyde.

⁴Acronyme pour Identification de Noyaux avec Détection et Résolution Accrue.

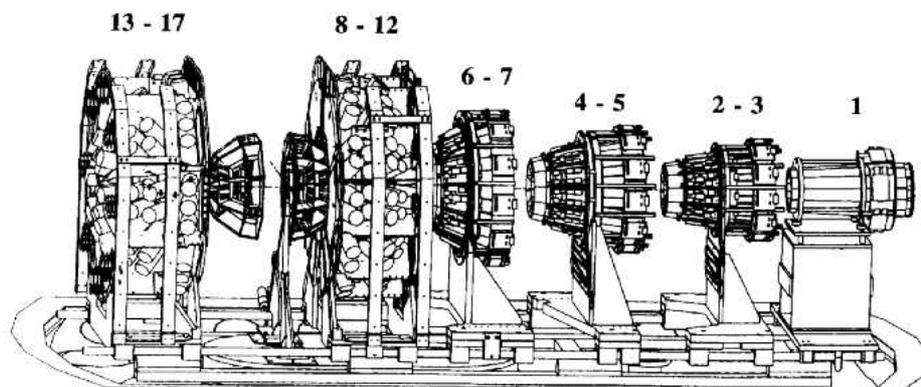


FIG. 2.1: Vue générale du détecteur INDRA. Le faisceau rentre par la gauche (couronne 17) et ressort par la droite (couronne 1). La couronne 1 a été retirée pour notre expérience. Importé du site web INDRA.

- les chambres d'ionisation (Chlo), cellules d'épaisseur 5 cm, remplies de gaz C_3F_8 sous une pression variant de 20 à 50 mbar suivant leur emplacement.
- les cristaux de silicium dopés au lithium (Si(Li)) d'épaisseur 2 mm.

Ce choix de détecteurs a été motivé afin d'obtenir des télescopes⁵ associant des faibles seuils (Chlo) à des grands pouvoirs d'arrêt (Csl) avec, intercalés entre la Chlo et le Csl, des Si possédant une bonne résolution en énergie. Pour notre expérience, la géométrie de base d'INDRA a été modifiée. Par la suite, les descriptions du détecteur seront associées à la configuration utilisée dans cette expérience. Les faisceaux de $^{75,82}Kr$ délivrés par le cyclotron CIME ont une émittance⁶ importante qui nécessitent de retirer la première couronne ainsi que la structure mécanique supportant la chambre à ionisation des couronnes 13 à 17.

On distingue cinq types de télescopes :

- les télescopes des couronnes 2 à 5 et 8 à 9 à trois étages : Chlo + Si300 μ m + Csl ;
- les télescopes des couronnes 6 et 7 à trois étages : Chlo + Si150 μ m + Csl ;
- les télescopes des couronnes 10 à 12 à deux étages : Chlo + Csl ;
- les télescopes des couronnes 13 à 17 avec uniquement un Csl ;
- les télescopes étalons, que l'on retrouve sur un module de chaque couronne arrière : Chlo + Si75 μ m + Si(Li) + Csl pour les couronnes 10 à 12 et Si75 μ m + Si(Li) + Csl pour les couronnes 13 à 17, servent de référence aux autres modules de la couronne pour l'étalonnage en énergie des cristaux Csl.

Le tableau 2.1 répertorie par couronne le détail des positions et dimensions de tous les modules de détection.

Ainsi les télescopes d'INDRA répondent au mieux à la grande dynamique en charge et en énergie (des protons de 1 MeV à des noyaux d'uranium de 5 GeV) que demande la diversité des mécanismes de réaction (de l'évaporation à la vaporisation) ayant lieu dans les collisions d'ions lourds aux énergies

⁵combinaison de détecteurs permettant la caractérisation des particules détectées.

⁶Divergence du faisceau dans le plan vertical ou horizontal.

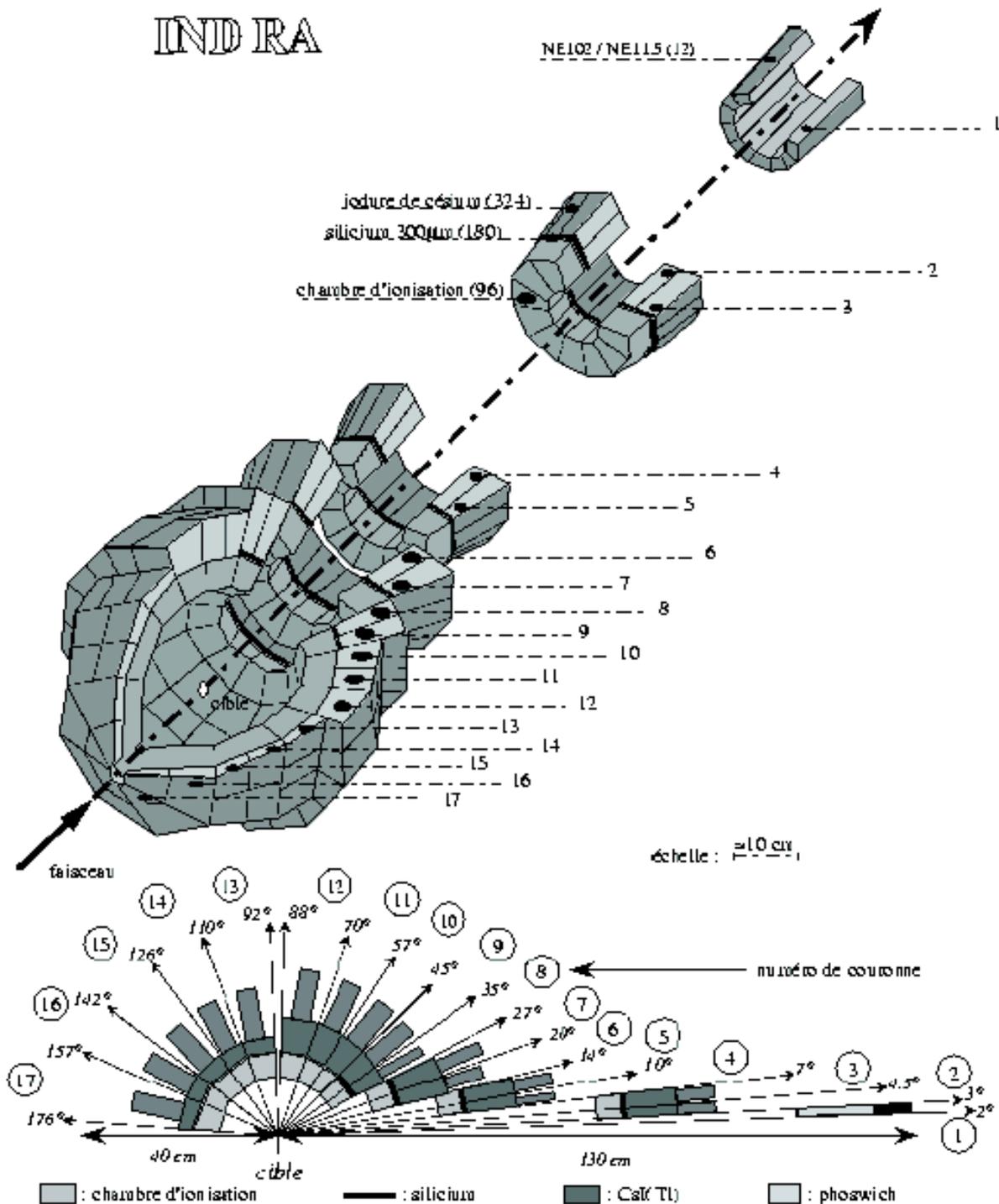


FIG. 2.2: Schéma d'une vue éclatée (en haut) et d'une coupe géométrique, le long de l'axe du faisceau, (en bas) du détecteur INDRA. Le faisceau rentre par la gauche (couronne 17) et ressort par la droite (couronne 1). La couronne 1 a été retirée pour notre expérience. Importé du site web INDRA.

N ^o	Chambres d'ionisation							
	Nb	θ_{min}	θ_{max}	$\Delta\varphi$	φ_D	$\Delta\Omega$	d	Nb
couronnes	modules	(deg)	(deg)	(deg)	(deg)	(msr)	(mm)	CsI
2-3	12	3,13	6,98	28,84	30,00	2,98	655	3
4-5	12	7,21	13,83	29,10	30,00	10,71	385	4
6-7	12	14,21	26,74	29,28	30,00	39,01	250	4
8-9	12	27,84	44,67	29,03	30,00	87,70	120	4
10-11	12	45,23	69,29	29,33	30,00	182,83	120	4
12	12	70,25	87,60	29,44	30,00	152,11	120	2

N ^o	CsI							Si
	Nb	θ_{min}	θ_{max}	$\Delta\varphi$	φ_D	$\Delta\Omega$	e	e
couronnes	modules	(deg)	(deg)	(deg)	(deg)	(msr)	(mm)	(mm)
2	12	3,06	4,46	27,51	30,00	0,77	138	0,30
3	24	4,48	6,96	14,15	22,50	1,06	138	0,30
4	24	7,16	9,95	14,01	22,50	1,77	138	0,30
5	24	9,99	13,72	14,29	22,50	3,33	138	0,30
6	24	14,23	19,93	14,29	22,50	7,28	97	0,15
7	24	19,98	26,61	14,48	22,50	11,55	97	0,15
8	24	27,62	34,87	14,18	22,50	16,20	90	0,30
9	24	34,96	44,61	14,32	22,50	26,90	90	0,30
10	24	45,25	56,90	14,44	22,50	39,78	76	
11	24	56,99	69,69	14,52	22,50	50,08	76	
12	24	70,28	88,59	14,56	22,50	79,49	48	
13	24	91,72	109,65	14,64	30,00	78,23	60	
14	16	110,44	126,03	22,08	33,75	92,10	50	
15	16	126,12	141,69	21,98	33,75	74,88	50	
16	8	142,50	157,08	43,65	45,00	97,28	50	
17	8	157,17	175,70	39,99	45,00	52,71	50	

TAB. 2.1: Configuration géométrique d'INDRA pour notre expérience.

 θ : angle polaire

e : épaisseur du détecteur

 $\Delta\varphi$: couverture azimutale

d : distance à la cible

 $\Delta\Omega$: angle solide du détecteur φ_D : angle azimutal moyen de la première cellule

intermédiaires (de 15 à 150 AMeV). L'utilisation de la cinématique inverse dans les collisions d'ions lourds permet de focaliser les produits de réaction vers les angles avant du détecteur (vitesse d'entraînement élevée) et ce d'autant plus que les particules sont massives. On s'attend à une statistique beaucoup plus importante à petit angle avec une plus grande dynamique en énergie. À grand angle, les produits arrivent dans les détecteurs avec une énergie beaucoup plus faible. Ces derniers sont donc adaptés pour minimiser les effets de seuils.

Une ouverture à l'arrière ($\theta \in [176^\circ, 180^\circ]$) et à l'avant ($\theta \in [0^\circ, 3^\circ]$) du détecteur laisse passer le faisceau. La cible est déposée sur le porte-cible situé entre les couronnes 12 et 13 ($\theta \in [88^\circ, 92^\circ]$ ⁷). La somme de ces trois zones sans détecteur représente environ 2% de l'angle solide total (4π). S'ajoute 8% d'angle solide total non couvert dû aux espaces entre les couronnes et les télescopes.

2.3.1 Les chambres d'ionisation

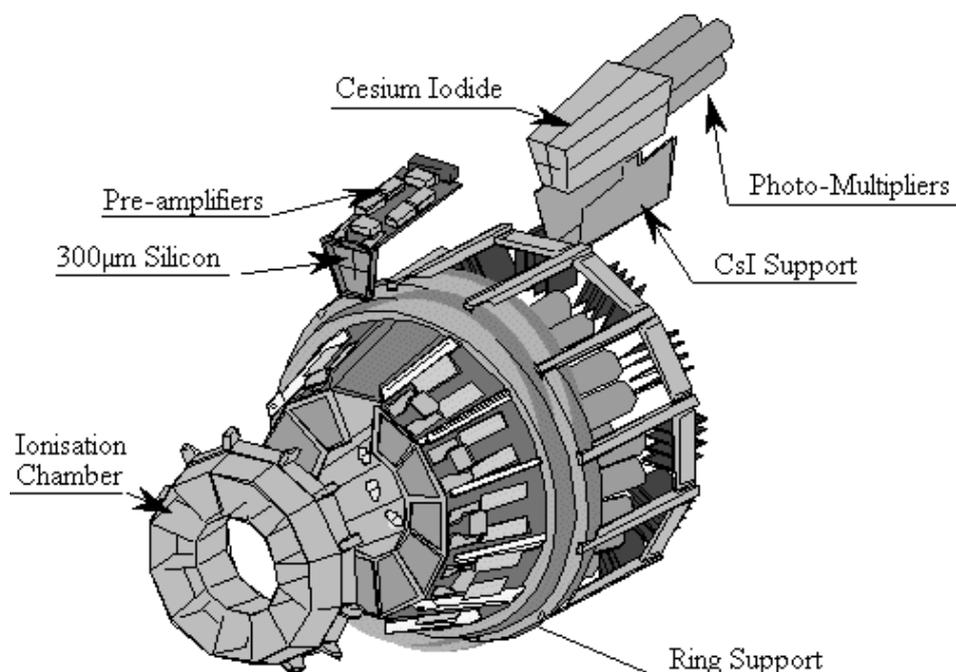


FIG. 2.3: Structure mécanique de la couronne 4-5. Importé du site web INDRA.

Les chambres d'ionisation constituent le premier étage de détection. Elles permettent de mesurer la perte d'énergie des ions qui la traversent. En effet, les électrons produits par l'ionisation du gaz, lorsque qu'une particule le traverse, dérivent jusqu'à une anode (feuille de mylar aluminisé) sous l'effet d'un champ électrostatique. Le champ reste suffisamment faible pour éviter la multiplication en avalanche de façon à mesurer précisément le nombre d'électrons produits et donc la perte d'énergie des ions dans le gaz. Le signal électrique induit par les électrons passe dans un pré-amplificateur (PA) délivrant des impulsions proportionnelles à l'énergie déposée dans le gaz (200 mV/MeV), puis dans un amplificateur

⁷ L'angle θ est l'angle que fait une couronne avec l'axe du faisceau, avec le porte-cible comme origine du repère

(A) à faible bruit, pour être ensuite numérisé par un codeur de charge (QDC) à deux sorties correspondant à deux gains : un petit gain (PG) et un grand gain (GG). La première sortie délivre un signal codé sur une plage en énergie allant jusqu'à 0,4 GeV avec une précision de 0,1 MeV par canal. La deuxième sortie correspond à une amplification ($\times 16$) à basse énergie avec une précision de 6,25 keV par canal jusqu'à 25 MeV. Ces deux sorties assurent ainsi une bonne identification malgré la grande dynamique en énergie. On retrouve ce dispositif d'amplification et de codage pour les détecteurs siliciums avec une plage de codage multipliée par 10.

Les 96 chambres d'ionisation sont regroupées par couronne en cinq structures mécaniques (fig. 2.3) : trois pour les couronnes avant (2-3, 4-5 et 6-7) et deux pour les couronnes arrières (8-12, 13-17) séparées par le passage du porte-cible. À l'avant, chaque structure constitue une cellule indépendante avec une circulation du gaz et une cathode commune. Ces cellules sont sous-divisées, par des parois en époxy, en 12 chambres d'ionisation qui ont chacune leur propre anode (collection des électrons) et la chaîne d'électronique associée (PA+A+QDC). Les structures arrières regroupent chacune 2+1 cellules de gaz, sous-divisées en 12 (8-12) et 8 (13-17) chambres d'ionisation. Les chambres, de symétrie axiale et regroupées dans des structures compactes, minimisent les zones mortes. À 5 mm des anodes sont placées des grilles de Frisch, constituées de fils de Cu-Be de 50 μm espacés de 5 mm, assurant une transparence géométrique de 99% pour une meilleure collection des charges quelle que soit la trajectoire de la particule dans la cellule, atout pour obtenir une bonne résolution en Z . Le choix de l'octafluoropropane (C_3F_8) a été motivé par le souhait d'obtenir une bonne résolution en énergie (qui augmente avec la densité du gaz employé) et donc en Z des noyaux identifiés, tout en opérant à faible pression pour obtenir de très bas seuils de détection (~ 1 AMeV) (voir fig. 2.6 p. 27). En effet, les électrons primaires créés peuvent être réabsorbés dans le gaz, soit par des phénomènes de recombinaisons avec les ions ($A^+ + e^- \rightarrow A$), soit par attachement électronique. Par exemple, si des impuretés comme l'eau (H_2O), le dioxygène ou des molécules électronégatives plus lourdes sont présentes dans le gaz, alors les électrons seront capturés et le nombre d'électrons primaires sera fortement réduit.

Pour une meilleure granularité, à chaque chambre d'ionisation sont associés 3 ou 4 couples Si-CsI pour les couronnes 2 à 9 et CsI seuls pour les couronnes 10 à 17. Ce sont ces groupes de détecteurs que l'on nomme télescopes dont une représentation est donnée figure 2.4. Deux autres précautions ont été prises pour permettre une bonne résolution. D'une part, le gaz utilisé dans les chambres à ionisation est continûment renouvelé pendant l'expérience. D'autre part, une haute tension (15 kV) est appliquée à la cible pour éliminer le bruit induit par les électrons arrachés lors du passage du projectile dans la cible.

2.3.2 Les détecteurs silicium

Pour maximiser la surface active, les détecteurs siliciums Si de chaque télescope appartiennent à une même pastille (efficacité de 94 % de l'espace couvert par le silicium). Ils constituent le premier étage de la couronne 1 (comprenant 12 modules) et le deuxième des couronnes 2 à 9 (comprenant au total 180 modules). Il s'agit de diodes (jonctions p-n) complètement déplétées qui collectent de manière rapide et homogène les paires électrons-trous créées lors du passage d'une particule. La collecte de ces paires aux bornes du détecteur génère un signal électrique proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal. Celui-ci est ensuite traité de la même manière que ceux des Chlo. À noter que pour éviter tout couplage capacitif avec la Chlo (diaphonie), la partie avant du détecteur silicium (face à la Chlo) est connectée à la masse. L'intérêt des siliciums réside dans leur très bonne résolution en énergie environ dix fois supérieure à celle d'un détecteur à gaz. Le processus d'ionisation est de nature aléatoire, c'est-

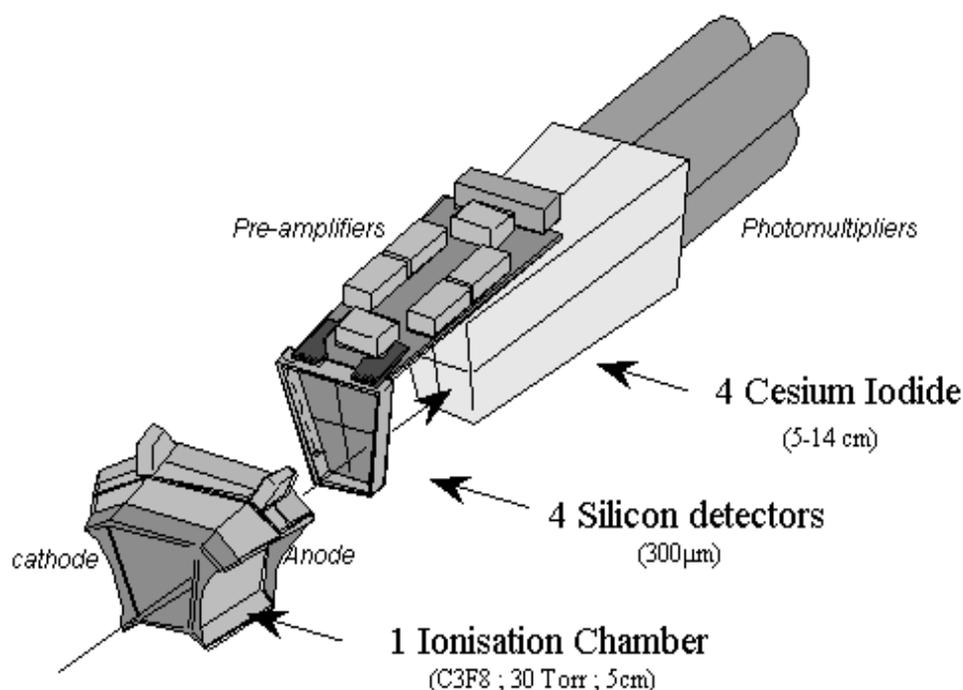


FIG. 2.4: Exemple de télescope à trois étages des couronnes 2 à 9 : chambre d'ionisation, pastille de silicium divisée en 4 détecteurs, chacun suivi d'un iodure de césium et de son photo-multiplicateur. La flèche indique la trajectoire d'une particule rentrant dans le télescope. Importé du site web INDRA.

à-dire que, pour une énergie donnée, le nombre de paires peut varier et cela conduit à une distribution statistique du nombre de paires. Le faible coût énergétique pour créer une paire électron-trou (3,6 eV) diminue fortement la largeur de la distribution statistique pour une énergie totale déposée (pour un proton de 10 MeV, $N \sim 2,8 \cdot 10^5$ paires créées donne une incertitude $\sim 2 \cdot 10^{-3}$).

Un effet à mentionner et qui est pris en compte dans l'étalonnage des détecteurs, est le défaut de collection de charges (PHD) lorsqu'un fragment lourd est stoppé dans le silicium. Cet effet est caractéristique d'une particule traversant un milieu, et qui dépose toute son énergie résiduelle. Ce dépôt a pour effet d'ioniser le milieu avec un effet d'écrantage (plasma) qui diminue la collection des paires en raison de recombinaisons et ce d'autant plus que la particule est massive.

Pour des raisons de coût de l'électronique associée mais également pour des raisons liées à la physique⁸, les couronnes arrières ne sont pas équipées d'un deuxième étage de Si. Un télescope spécifique a été intercalé entre la Chlo et le Csl dans un module de chaque couronne, pour étalonner les Csl (voir fig. 2.5). Ce télescope (que l'on nomme étalon) est constitué d'un étage silicium d'épaisseur $75 \mu\text{m}$, suivi d'un étage Si(Li) de $2000 \mu\text{m}$.

⁸Les collisions d'intérêt produisent peu de fragments émis à des angles supérieurs à 90° dans le laboratoire.

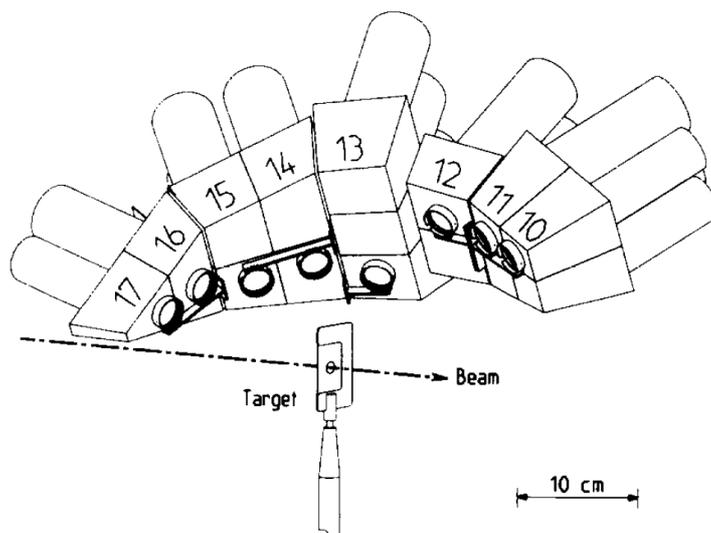


FIG. 2.5: Disposition des huit télescopes étalons devant les scintillateurs CsI des couronnes 1 à 17. Importé du site web INDRA.

2.3.3 Les scintillateurs à Iodure de Césium

Le dernier étage de détection de tous les télescopes est constitué d'un scintillateur de iodure de césium CsI (au nombre de 336). Les particules les plus énergétiques, auxquelles on s'attend à détecter dans des expériences de collisions violentes aux énergies fournies par le GANIL, sont arrêtées dans les CsI. Lorsqu'une particule traverse ce détecteur, l'excitation des molécules du milieu produit par fluorescence une émission de photons. Ce signal lumineux est caractérisé par deux constantes de temps :

- une rapide correspondant à la montée du signal et à sa redescende jusqu'à environ la mi-hauteur avec une dépendance en A et Z .
- une lente pour la décroissance finale plutôt indépendante de Z et de A .

Après conversion par un photo-multiplicateur (PM), le signal électronique obtenue est intégré sur deux portes pour refléter les deux composantes du signal lumineux qui contient l'information sur la charge (Z), la masse (A) et l'énergie de la particule (E). On a donc en sortie du codeur une composante rapide (R) et une composante lente (L). Une représentation bidimensionnelle de ces deux composantes permet d'observer les isotopes des particules et des fragments légers (jusqu'au béryllium (^{10}Be)). Un aspect délicat des CsI est leur non linéarité en énergie. Leur étalonnage nécessite par conséquent une méthode adaptée.

2.4 Caractéristiques et performances d'INDRA

2.4.1 Caractéristiques d'utilisation

Les caractéristiques d'INDRA permettent la mesure, avec un taux d'acquisition de l'ordre de 500 événements⁹ par seconde, des particules aussi légères et lentes que des protons de 1 MeV et aussi lourdes et énergétiques que des fragments d'uranium à 5 GeV (énergie totale). A ce jour, le multidétecteur INDRA demeure un des meilleurs compromis entre granularité (nombre de détecteurs), résolution des détecteurs, physique envisageable et utilisation pratique (capacité d'adaptation, quantité de données à dépouiller et coût de fonctionnement). Grâce à ses performances le détecteur INDRA a permis de très grandes avancées dans la physique des collisions violentes, la multifragmentation et la physique des transitions de phase des systèmes finis [18, 46]. Il a permis l'observation du processus de vaporisation complète des noyaux [17, 47]. La complexité de la mise en oeuvre du détecteur n'a pas été un obstacle au déménagement auprès du GSI pour des études à des énergies de bombardement allant jusqu'à 600 AMeV de ^{12}C [48]. De même, le couplage avec le spectromètre VAMOS pour l'étude des réactions Ar+Ni avec SPIRAL a été un succès. Enfin, une campagne expérimentale a consisté à étudier des réactions induites par des faisceaux d'uranium sur des cibles de Ni et de Ge à des énergies de bombardement entre 6.09 et 6.16 AMeV [49] dans la problématique de la formation de noyaux super-lourds. Cette large palette de recherches montre la puissance du détecteur INDRA. Nous démontrerons ici les capacités du détecteur pour l'étude des modes de désexcitation des noyaux de fusion de masse moyenne formés à des énergies de bombardement de 5.5 AMeV. Néanmoins, nous verrons que la distribution isotopique et la mesure des vitesses des fragments demeurent des informations qu'il est nécessaire de mesurer. Un couplage d'INDRA avec des modules de FAZIA serait donc un outil parfaitement adapté à l'étude des mécanismes à basse énergie.

2.4.2 L'électronique : déclenchement, acquisition

Le déclenchement [41] (TRIGGER) de l'acquisition du détecteur INDRA fonctionne en mode *asynchrone*. Chaque voie de détection fonctionne indépendamment des autres. La mise en commun de toutes les informations est faite par le *regroupeur* qui envoie un signal au *sélecteur* qui décide ensuite de la validité ou non de l'événement par rapport à des critères en multiplicité prédéfinis pour l'expérience (multiplicité de déclenchement M_{dec}) et/ou des voies de décisions externes (couplage avec d'autres dispositifs de détection). Les différentes voies de détection sont remises à zéro automatiquement (RAZ) si elles n'ont pas reçu dans un laps de temps donné ($\sim 1 \mu\text{s}$ après leur déclenchement) un signal de *Fast Trigger* (FT) généré par le sélecteur. Si le signal FT est reçu avant le signal RAZ, il permet le codage de toutes les voies de détection touchées : l'événement est enregistré. Ensuite, le sélecteur envoie un ordre de ré-initialisation à l'ensemble du dispositif pour être prêt pour le traitement du prochain événement. Le lien entre les codeurs des détecteurs et le sélecteur se fait par l'intermédiaire du corrélateur.

2.4.3 Performances

Les seuils d'identification sont à peu près $E/A = 0.7$ MeV, 1.4 MeV et 1.7 MeV pour respectivement les fragments de charge $Z = 3$, $Z = 25$, $Z = 50$ émis dans l'hémisphère avant ($\theta_{lab} \in [3^\circ, 45^\circ]$).

⁹Un événement est constitué d'un nombre de produits supérieur à la limite de déclenchement (ou *trigger*) dans le système d'acquisition.

Les seuils de détection en fonction de la charge de la particule sont représentés sur la figure 2.6. Les fragments sont bien identifiés, avec une précision d'une unité, jusqu'à une charge $Z = 60$ si leurs énergies sont supérieures aux seuils d'identification. Pour les ions lourds les plus lents, c'est-à-dire avec une énergie inférieure aux seuils d'identification, seulement une valeur minimale de Z est attribuée. Pour les couronnes arrières, la précision de l'identification est de l'ordre d'une unité pour les fragments de charge $Z \leq 20$.

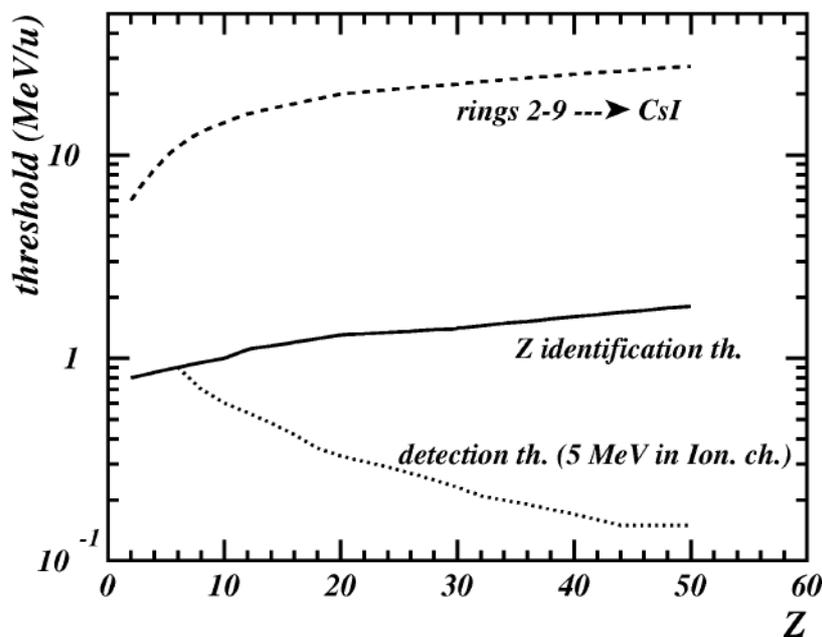


FIG. 2.6: Seuils en énergie des trois étages de détection des télescopes d'INDRA. La ligne en trait plein correspond au seuil d'identification. La ligne en pointillé correspond à l'énergie nécessaire pour atteindre le scintillateur CsI. la ligne en points correspond au seuil de détection. Figure extraite de la référence [50]

2.5 Spécificités de l'expérience

2.5.1 Cinématique inverse

L'une des particularité des expériences qui seront discutées tout au long de cette thèse est le fait qu'elles ont été réalisées en cinématique inverse. L'emploi de cinématique inverse consiste à utiliser le noyau le plus lourd de la voie d'entrée en tant que projectile. De cette façon, la vitesse du centre de masse est alors assez importante pour qu'ensuite les fragments aient à leur tour une énergie cinétique suffisante pour sortir de la cible et être focalisés vers l'avant. Sur la figure 2.7 est montrée le diagramme des vitesses pour une réaction en cinématique inverse. V_0 est la vitesse du centre de masse, $V_{c.m.}$ est la vitesse d'émission d'une particule dans le centre de masse, symbolisée par un cercle. La zone bleue claire schématise une distribution autour de cette vitesse moyenne. Si $V_{c.m.} \leq V_0$, il y a deux solutions cinématiques possibles pour la vitesse dans le laboratoire pour une détection à un angle θ_{lab} . Nous avons schématisé la zone angulaire couverte par un détecteur placé à cet angle θ_{lab} . Les deux solutions,

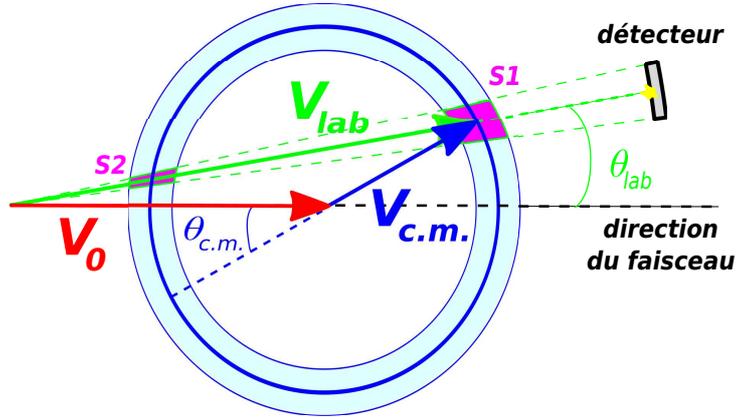


FIG. 2.7: Diagramme des vitesses illustrant la cinématique inverse où la vitesse dans le centre de masse $V_{c.m.}$ est inférieure à celle du centre de masse V_0 . Les régions S1 et S2 (couleur pourpre) montrent les deux solutions cinématiques.

correspondent à une émission à l'avant (S1) et à l'arrière (S2) dans le centre de masse.

$$V_{S1,S2} = V_0 \cos \theta_{lab} \pm \sqrt{V_{c.m.}^2 - V_0^2 \sin^2 \theta_{lab}}. \quad (2.1)$$

La mesure de V_{S1} à l'angle θ_{lab} permet de déduire la vitesse d'émission.

La cinématique inverse permet de minimiser les effets de seuils et donc de mesurer très proprement la composante rapide (S1). En combinant cette méthode avec l'utilisation d'un multidétecteur comme INDRA, ayant une granularité élevée (surtout vers l'hémisphère avant) et de faibles seuils de détection, il est possible de détecter une partie significative des produits de réaction : les résidus d'évaporation (ER) ; les fragments de masse intermédiaire (FMI) ; les fragments de fission ; les particules légères (PLC) émises au cours des différents mécanismes de réaction. Pour illustrer l'impact de cette technique nous avons réalisé des simulations avec le code GEMINI [11] pour la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV. Nous utilisons ce code comme générateur d'événements. Pour évaluer la réponse de détecteur INDRA, nous avons filtré les événements GEMINI en utilisant une simulation de la géométrie du détecteur. On calcule les pertes d'énergie dans les différentes couches de détection ainsi que dans les absorbeurs. Le point d'interaction est considéré au milieu de la cible.

Les résultats de la simulation sont reportés figure 2.8. Ils montrent l'énergie cinétique en fonction de l'angle d'émission dans le laboratoire, pour des fragments de charge $Z = 6, 14, 26$ et des résidus d'évaporation. Rappelons que ces produits sont le résultat de décroissances de noyaux composés produits par fusion complète. Pour ce qui concerne les fragments légers comme $Z = 6$, les énergies dans le laboratoire excèdent largement le seuil d'identification (0.9 AMeV soit ~ 10 MeV, voir fig. 2.6) pour des angles d'émission inférieurs à 90° . Dans le cas montré, la vitesse dans le centre de masse du fragment émis est en moyenne plus grande que la vitesse d'entraînement du centre de masse. Pour un fragment plus lourd ($Z = 14$), la vitesse dans le centre de masse est en moyenne plus faible que la vitesse d'entraînement. Dans ce cas on observe un angle limite d'émission (à peu près 60°) et une seconde composante à basse énergie apparaît très inférieure au seuil de détection qui est de 1.2 AMeV, soit ~ 34 MeV. Pour ce type de fragment, on mesure aisément la composante rapide jusqu'à environ 60° . Pour un fragment de fission ($Z = 26$), la vitesse d'émission est nettement plus faible que la vitesse du centre de masse et

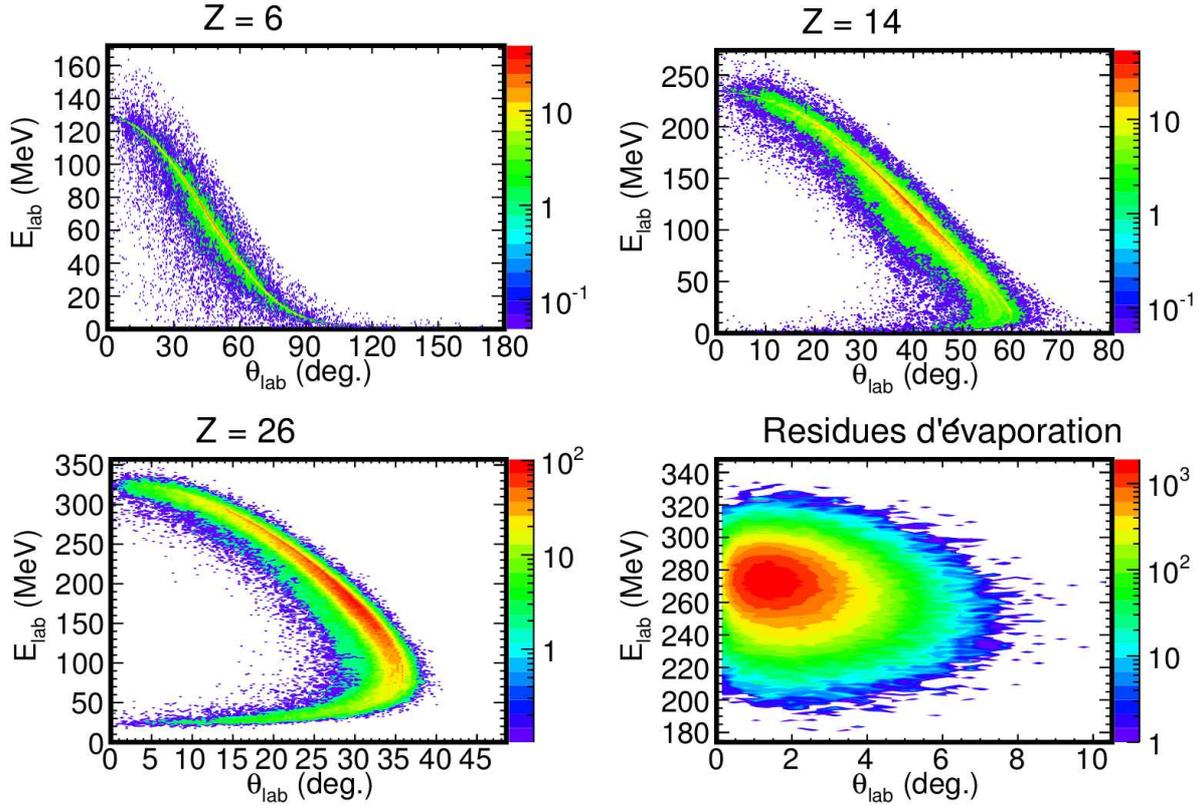


FIG. 2.8: Simulation des distributions des fragments de charge $Z = 6, 14, 26$ et des résidus d'évaporation, en fonction de l'énergie cinétique et de l'angle d'émission dans le référentiel du laboratoire. Cette simulation a été obtenue avec le code GEMINI pour la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV.

deux composantes apparaissent clairement pour chaque angle. Pour ces fragments, le seuil d'émission dans le laboratoire est approximativement de 80 MeV. On voit, d'après la simulation, que les fragments de fission symétrique ont des énergies dans le laboratoire qui excèdent le seuil de détection sur une grande gamme angulaire, sauf pour la composante lente. Pour conclure, couvrir le domaine angulaire $0 \leq \theta_{lab} \leq 90^\circ$ permet de mesurer une part significative des produits de charge $Z \geq 3$. De plus, on observe deux composantes aux angles les plus faibles. Nous verrons par la suite que la composante à basse énergie n'est pas mesurée expérimentalement.

La figure 2.9 montre le résultat de la distribution angulaire $d\sigma/d\Omega_{lab}$ simulée pour les résidus d'évaporation produits dans la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$. Nous montrons deux exemples obtenus avec des paramètres différents. Les points et les carrés (de couleur noire) représente la distribution angulaire théorique. Les marqueurs triangulaires (de couleur rouge) correspondent à la détection des résidus d'évaporation bien identifiés dans les couronnes 2, 3 et 4, c'est-à-dire que seul les résidus d'évaporation arrêtés dans les détecteurs silicium sont pris en compte. La proportion de résidus non détectés par l'étage silicium est de 4% d'après la simulation. Les distributions angulaires sont calculées de la façon suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}}(\theta_i) = \frac{\sigma_{fus} N_{R.E.,i}}{N_{fus} \Delta\Omega_i} \quad (2.2)$$

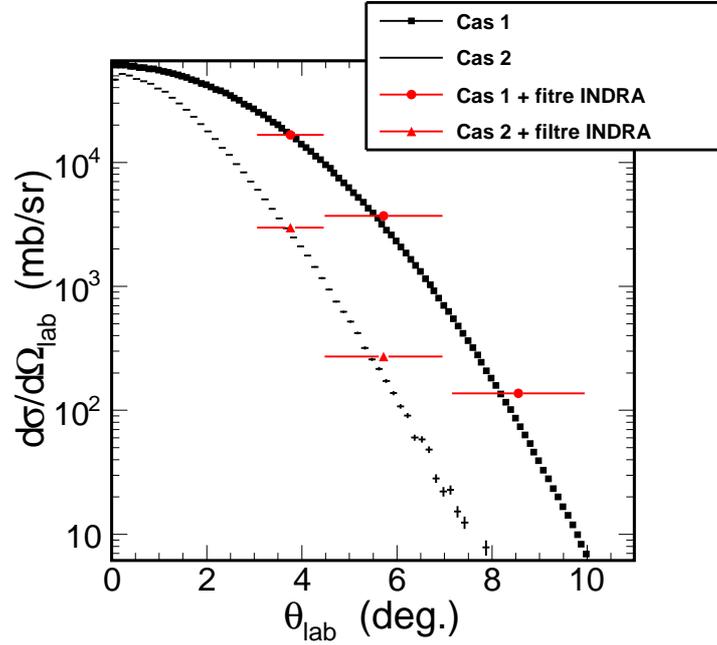


FIG. 2.9: Exemples de distribution angulaires $d\sigma/d\Omega_{lab}$ des résidus d'évaporation simulés avec la code GEMINI pour la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$. Les points (carrés) noirs représentent la distribution théorique. Les triangles (cercles) représentent la distribution que l'on mesurera avec INDRA (filtre INDRA). Chaque triangle (cercle) correspond à une couronne et les barres d'erreur horizontales représentent l'ouverture angulaire de la couronne.

où σ_{fus} et N_{fus} sont la section efficace totale de fusion et le nombre d'évènements de fusion respectivement. i est l'indice de la couronne d'angle polaire moyen θ_i et couvrant l'angle solide $\Delta\Omega_i$. $N_{R.E.,i}$ correspond au nombre de résidus d'évaporation mesurés dans le détecteur silicium de la couronne i . Cette figure illustre l'influence engendrée par la géométrie d'INDRA. Les angles moyens d'émission dépendent de la nature de la cascade conduisant à la formation du résidu. La composition de cette cascade reflète la compétition entre les différentes particules et dépend donc des ingrédients du modèle. Cela est illustré par les deux exemples de distribution angulaire correspondant à des sections efficaces intégrées de 632 mb (cas 1 de la Fig. 2.9) et 212 mb (cas 2). Ces valeurs dépendent du moment angulaire maximum de fusion. Plus le moment angulaire est élevé, plus la probabilité d'émettre une particule α est élevée, plus la déflexion angulaire est grande, plus la distribution angulaire est large. Dans les exemples montrés, une part significative de la distribution angulaire des résidus d'évaporation n'est pas mesurée. Elle représente $\sim 57\%$ (cas 1 de la Fig. 2.9) ou $\sim 84\%$ (cas 2) de la section efficace totale. Cependant on remarque que la distribution a une forme gaussienne avec un maximum à zéro degré. De plus les points correspondant aux sections efficaces intégrées sur l'ouverture des couronnes d'INDRA suivent la distribution angulaire théorique. Même si la totalité de la distribution angulaire n'est pas couverte par INDRA, il sera tout même possible d'extraire une section efficace intégrée en ajustant une gaussienne sur ces trois points et en fixant le maximum à $\theta_{lab} = 0$. En conséquence, nous considérons la part mesu-

rée des résidus d'évaporation comme indicative. Nous reprendrons cette discussion dans la section 5.4 présentant les résultats des sections efficaces expérimentales.

Le code GEMINI et le filtre expérimental ont aussi été utilisés pour simuler les cartes d'identification Chlo-Si pour les produits de la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 MeV. La méthode d'identification employée et des exemples de cartes sont donnés dans le chapitre suivant (cf. fig. 2.10 p. 31 et fig. 3.9 a) p. 45). Nous résumons dès à présent les caractéristiques liées à la cinématique inverse que l'on observe sur

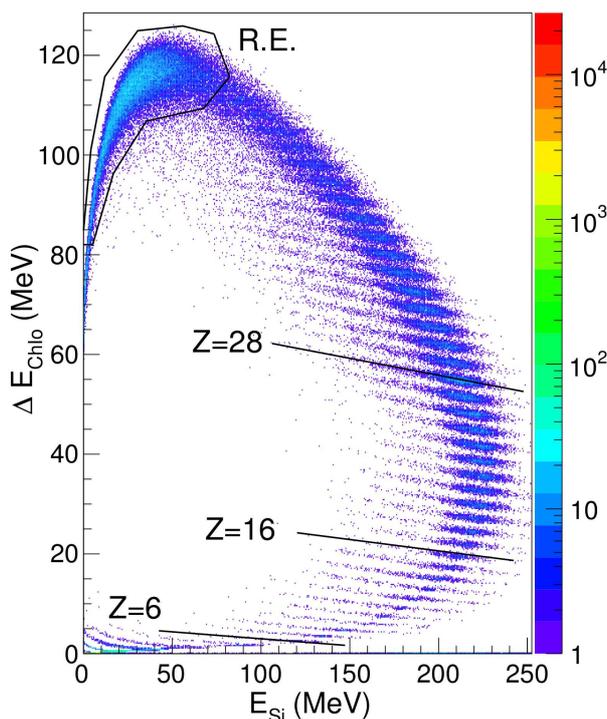


FIG. 2.10: Simulation de la matrice d'identification de la figure 3.1, combinant l'énergie déposée dans la chambre d'ionisation (axe vertical) et dans le détecteur silicium (axe horizontal) pour les fragments émis à $7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$ (couronne 4) dans la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV. Le code GEMINI a été couplé aux bibliothèques de KALIVEDA [51] afin d'appliquer un filtre expérimental et effectuer les calculs de perte d'énergie dans chaque détecteur.

ces cartes. L'une d'elle est donnée dans la figure 2.10. On remarque que seule la composante la plus énergétique des fragments émis est mesurable. Aucun seuil n'est constaté sur cette composante, et la composante basse énergie n'est pas détectée. On distingue également un zone de population qui correspond aux résidus d'évaporation.

Les figures précédentes issues de la simulation illustrent la bonne adéquation du détecteur INDRA à notre problématique. En particulier, nous mesurons sans ambiguïté la composante énergétique des fragments légers dont l'étude des caractéristiques est un aspect important de ce travail.

2.5.2 Choix du déclenchement

Les données ont été collectées selon deux modes de déclenchement. Le premier mode est associé à une multiplicité de déclenchement $M_{dec} = 1$ qui a été choisie pour faire des mesures inclusives de

la diffusion élastique, destinée à la normalisation des taux de comptages et à l'obtention des valeurs absolues des sections efficaces. En effet dans notre cas, la cible de recul de la diffusion élastique n'a pas assez d'énergie pour dépasser les seuils de détection après avoir perdu une bonne partie de celle-ci pour sortir de la cible épaisse. C'est pourquoi nous ne mesurons majoritairement que le projectile. Choisir une multiplicité $M > 1$ biaiserait le taux réel de diffusion élastique. Pour le second mode, $M_{dec} = 2$ a été choisie. Ceci permet la mesure des événements de collisions centrales pour lesquelles les multiplicités de fragments produits sont élevées. Le choix de cette multiplicité de déclenchement ne doit pas modifier l'information sur ces derniers. Au contraire, il permet de réduire le temps mort de l'acquisition généré par le fort comptage de la diffusion élastique en $M_{dec} = 1$ et d'accumuler une statistique élevée pour les produits de réaction d'intérêt. La figure 2.11 illustre le résultat d'une simulation avec GEMINI de la distribution des multiplicités de produits chargés dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV, qui passent les seuils de détection (et donc déclenchent l'acquisition). Elle montre que les événements sont de multiplicité plus grande que 2. Par conséquent, ce choix ne biaise pas les mesures de collisions d'intérêt.

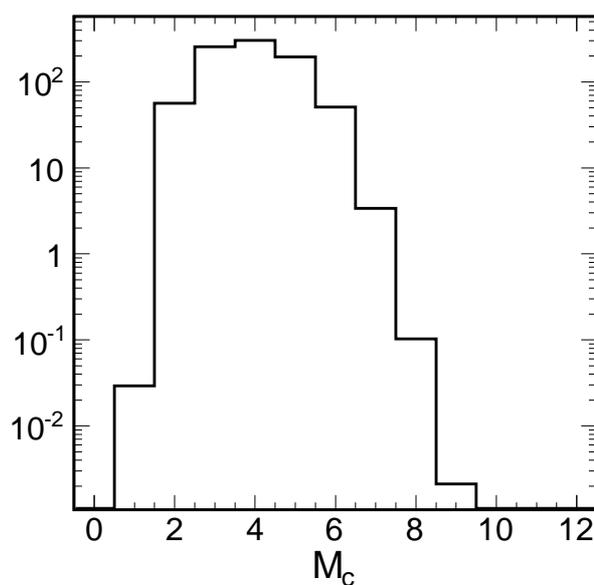


FIG. 2.11: Simulation GEMINI de la distribution des multiplicités de produits chargés de la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV. Le nombre de coups a été divisé par l'angle solide d'INDRA.

Identification des produits de réaction et étalonnage en énergie

3.1 Introduction

Avant l'exploitation des données, il est nécessaire d'avoir une interprétation des signaux bruts collectés durant l'expérience, c'est-à-dire qu'il faut assigner à chaque signal, la perte en énergie (MeV) et le numéro atomique Z (et le nombre de masse A) de la particule qui en est l'origine. Ces deux traitements, couramment appelés : identification en charge Z , et étalonnage en énergie, dépendent du type de détecteur utilisé. En combinant les propriétés physiques d'un ou de plusieurs détecteurs traversés par une particule, il est possible de déterminer la nature (Z, A) de cette dernière et de mesurer son énergie incidente.

Dans un premier temps nous présentons dans le paragraphe 3.2 les méthodes d'identification des particules et des fragments chargés. Ces méthodes nécessitent la représentation des données à l'aide de matrices à deux dimensions. Au paragraphe 3.3, nous exploitons les informations disponibles dans ces matrices. Ensuite, nous présentons dans le paragraphe 3.4, la méthode pour étalonner les chambres d'ionisations et les détecteurs silicium. Le paragraphe 3.5 est consacré à l'étalonnage des scintillateurs CsI nécessitant la calibration des détecteurs qui les précèdent (détecteur Si ou chambre d'ionisation). Dans le paragraphe 3.6 nous exposons le choix effectué pour déterminer la limite inférieure de la charge des particules ayant une énergie trop faible, pour permettre l'application des méthodes d'identification précédentes. Dans le paragraphe 3.7, nous achevons la description de la procédure d'identification et de sa logique, en exposant les outils utiles pour attribuer une charge Z (et une masse A) aux particule détectées. Le paragraphe 3.8 est dédié aux télescopes étalons.

3.2 Méthodes d'identification

Plusieurs méthodes d'identification sont à notre disposition grâce aux différentes combinaisons de détecteurs possibles du multidétecteur INDRA. Nous appelons **télescope d'identification** soit un seul détecteur (par exemple un CsI), soit l'association de plusieurs détecteurs (par exemple le couple $Chlo-Si$) permettant l'identification de particules. A chaque télescope d'identification est associé une méthode. Dans ce paragraphe nous allons présenter les deux méthodes utilisées dans le cadre de l'expérience E475S : la méthode $\Delta E-E$ pour les télescopes d'identification à deux étages de détection (nommés télescopes $\Delta E-E$) ; la seconde méthode basée sur l'analyse des signaux fournis par les CsI .

3.2.1 Méthode ΔE - E : matrices *Chlo-Si* et *Si-CsI*

3.2.1.1 Description

Cette première technique d'identification est basée sur le pouvoir d'arrêt d'un milieu absorbeur, de faible épaisseur, sur une particule. En effet, lorsqu'une particule chargée (de charge Z et de masse A) traverse de la matière, elle est ralentie et cède une partie ou la totalité de son énergie incidente (E) dans le milieu. La perte d'énergie de la particule est due à l'interaction de celle-ci avec le cortège électronique des atomes du matériau. Cette interaction est modélisée par la formule de BetheBlock [52], qui se réduit à l'expression 3.1, pour les énergies mises en jeu dans notre expérience.

$$-\frac{\Delta E}{\Delta x} \sim k \frac{AZ^2}{2E} \quad (3.1)$$

Le rapport $-\Delta E/\Delta x$ représente le pouvoir d'arrêt du matériau et la constante k regroupe ses propriétés intrinsèques (densité, numéro atomique, potentiel d'ionisation ...). L'expression 3.1 montre que l'énergie (ΔE) cédée par la particule à un milieu de faible épaisseur (Δx), évolue comme $1/E$ et augmente proportionnellement au carré de la charge de l'ion. Ainsi pour une même énergie incidente, plus une particule est massive, plus elle sera ralentie.

La méthode $\Delta E - E$ consiste à mesurer la partie ΔE de l'énergie incidente laissée dans le premier étage d'un télescope d'identification et l'énergie résiduelle $E_{res} = E - \Delta E$ dans le second étage. Si le premier détecteur est assez mince alors $E_{res} \sim E$. Finalement, en reportant le nombre de particules sur une matrice bidimensionnelle combinant la perte d'énergie ΔE en fonction de l'énergie résiduelle E_{res} on obtient des lignes de crête de forme hyperbolique ($\Delta E \propto 1/E_{res}$). A chaque ligne correspond une charge Z (nous les nommerons *ligne de Z*), permettant ainsi l'identification en charge des particules.

3.2.1.2 Exemples de matrice ΔE - E

Matrice *Chlo-Si*

Un exemple de matrice d'identification $\Delta E_{Chlo}-E_{Si}$, utilisée pour l'identification en charge Z des produits de la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$, est présenté dans la figure 3.1. Les axes vertical et horizontal correspondent respectivement à la perte d'énergie déposée par les particules dans la chambre d'ionisation et le détecteur silicium. Les données présentées dans cette figure sont mesurées à $7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$, en mode de déclenchement $M_{dec} = 2$. Nous avons superposé les cartes de tous les modules d'une même couronne, afin de faciliter la détermination des lignes de Z . Ceci a été possible car le multidétecteur INDRA présente une symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau (cf. § 2.3 p. 18). Pour cela, nous avons ajusté les signaux des chambres d'ionisation et des détecteurs silicium sur ceux d'un module de référence (cf. § 3.3.3 p. 41).

Cette carte $\Delta E_{Chlo}-E_{Si}$ illustre la grande dynamique en charge Z et en énergie pouvant être mesurées par le multidétecteur INDRA. En effet, on distingue les différentes lignes de Z pour les fragments de charge $6 \leq Z \leq 37$ sur une large gamme en énergie. On remarque pour les fragments les plus lourds déposant une énergie dans le détecteur silicium inférieure à la limite indiquée par la ligne de couleur rouge sur la figure 3.1 (communément appelée ligne de Bragg), que les lignes de Z ne sont plus visibles (cf. [45] p. 43 fig. 4.1). Les fragments les plus lourds, sélectionnés par le contour, sont principalement peuplés par les résidus d'évaporation (cf. la partie des coïncidences entre ER et LCP). L'îlot nommé *pic*

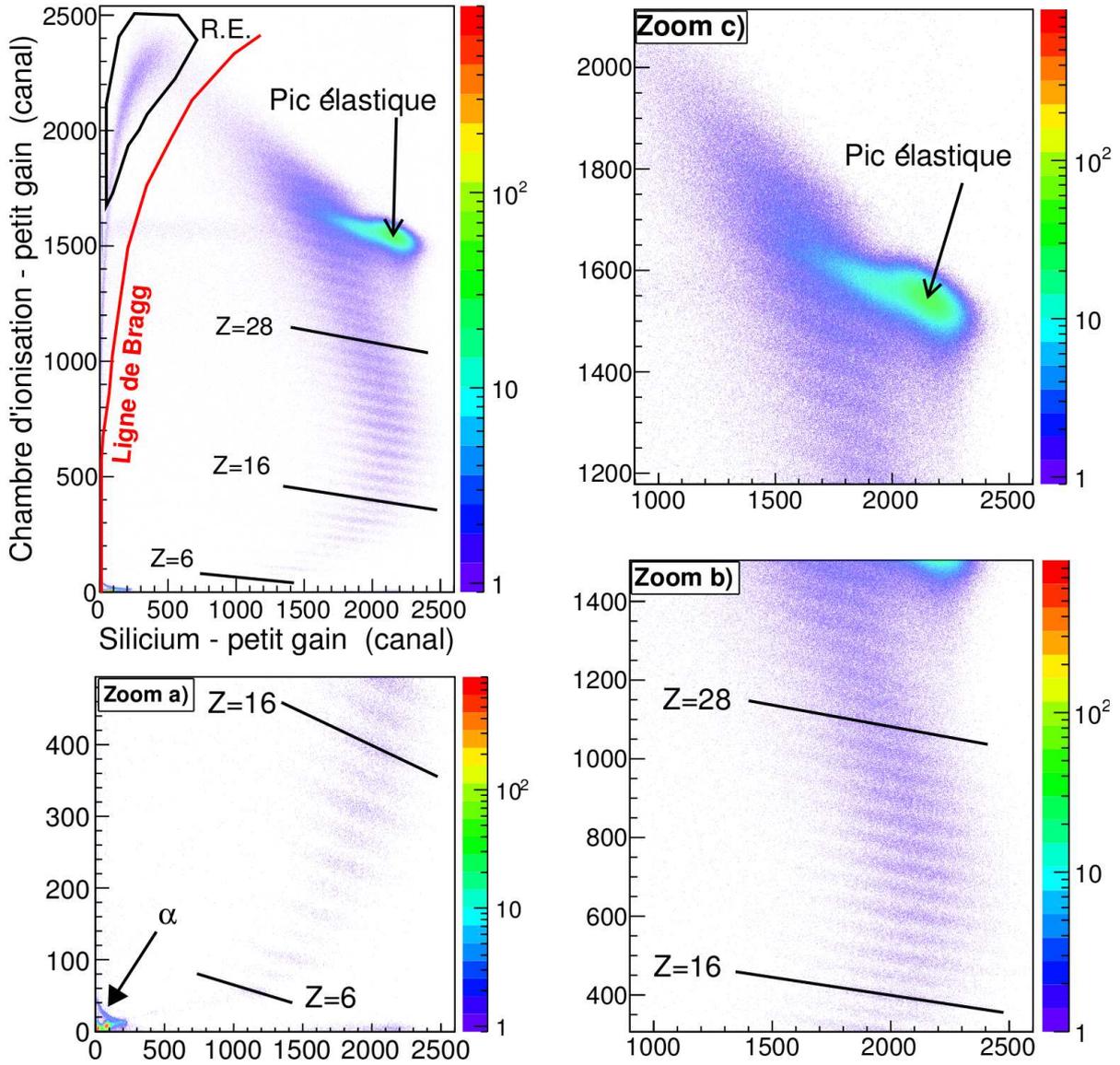


FIG. 3.1: Exemple de matrice d'identification combinant l'énergie déposée dans la chambre d'ionisation (axe vertical) et dans le détecteur silicium (axe horizontal) pour les fragments émis à $7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$ (couronne 4) dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV. La mesure a été effectuée en mode de déclenchement $M_{dec} = 2$.

élastique sur la figure, présentant la statistique la plus élevée, est associé à la mesure du projectile (^{78}Kr) diffusé élastiquement sur la cible. En effet, l'angle d'effleurement a été calculé égal à $\theta_{graz} = 18^\circ$ dans le référentiel du laboratoire, pour la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV. La diffusion élastique est dominante aux angles $\theta_{lab} \leq \theta_{graz}$. De plus, on observe aussi une composante quasi-élastique qui se manifeste par une accumulation du taux de comptage dans le voisinage du pic de diffusion élastique ($Z = 36$). Finalement, déjà à ce stade du dépouillement des données, les matrices d'identification permettent de

discerner les produits de différents mécanismes de réactions.

La charge que l'on associe à chaque ligne de Z est déterminée par comptage des lignes en partant du pic élastique. Les lignes de Z correspondant au carbone ($Z = 6$), au soufre ($Z = 16$) et au nickel ($Z = 28$) sont représentées sur la figure 3.1. Un effet pair-impair est observé sur les taux de comptage des fragments jusqu'au $Z = 16$ (voir zoom a) de la figure 3.1), c'est-à-dire que le nombre de noyaux de Z impair est inférieur au nombre de fragments pour les deux proches fragments voisins de Z pairs. L'amplitude de cet effet est très forte pour les fragments de charge $Z \leq 10$.

L'accumulation autour de l'origine de la matrice est associée aux particules légères ($p, d, t, Z \leq 2$) stoppées dans le détecteur silicium. Cependant, la quasi-totalité des particules légères traversent le détecteur silicium et peuvent donc être identifiées dans la matrice $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$. De même, la zone sans comptage située entre la région peuplée par les particules légères et les fragments de $Z = 6$ correspond aux fragments légers et rapides qui traversent le détecteur silicium et seront discutés dans le deuxième exemple de matrice d'identification. D'autres exemples de cartes $\Delta E_{Chlo}-E_{Si}$ seront donnés au paragraphe 3.3.4. Les fragments de charge $9 \leq Z \leq 36$ discutés par la suite, ont été identifiés à l'aide du couple *Chlo-Si*, alors qu'une partie de l'identification des fragments de charge $3 \leq Z \leq 8$ a été obtenue avec les matrices *Si-CsI*.

Sur la matrice 3.1 on reconnaît la distribution en énergie caractéristique des produits éjectés dans une réaction réalisée en cinématique inverse (cf. § 2.5.1). De plus on remarque que chaque ligne de Z n'est pas exactement une hyperbole, comme discuté dans la section 3.2.1, mais ressemble plutôt à une droite pour les fragments de charge $Z \leq 30$. La raison vient encore de l'usage de la cinématique inverse. En effet ces fragments ont une énergie importante et vont peupler la région à haute énergie de l'hyperbole.

Afin de mieux apprécier la forme de la distribution des produits de réactions sur la matrice d'identification, les résultats d'une simulation avec GEMINI correspondant aux mêmes conditions de détection que celles de la figure 3.1 sont reportés figure 2.10. Cette simulation montre les lignes de Z correspondant à la décroissance du noyau composé ^{118}Ba produit par fusion complète du ^{78}Kr et de noyau cible de ^{40}Ca . Les énergies déposées dans les deux détecteurs sont calculées après soustraction des pertes d'énergies laissées dans les différents absorbeurs traversés par la particule, c'est-à-dire : la moitié de cible, en supposant un point d'interaction au centre de celle-ci ; et les zones mortes des détecteurs (feuilles de mylar de la chambre d'ionisation). Nous n'avons pas pris en compte la résolution intrinsèque¹ des deux détecteurs ainsi que l'influence du défaut de collection de charge, ce qui explique pourquoi les lignes de Z sont mieux séparées que celles observées dans l'expérience, principalement pour les fragments les plus lourds. Cependant, les lignes de Z présentent une largeur qui est principalement induite par la distribution isotopique des fragments. Les résultats de la simulation sont similaires aux données expérimentales montrées figure 3.1 et la forme générale est bien reproduite, sauf dans la région du pic élastique ce qui est normal puisque la simulation ne contient pas les collisions périphériques.

Matrice *Si-CsI*

Nous avons commencé par l'étalonnage en énergie des détecteurs *CsI* (cf. § 3.5 p. 52) afin de

¹Ne connaissant pas la résolution en énergie des détecteurs lors de cette simulation, nous avons choisi, arbitrairement, 1% et 2% pour les détecteurs silicium et les chambres d'ionisation respectivement.

superposer les matrices des télescopes d'une même couronne. De plus, une analyse particulière a été nécessaire avant la phase d'identification dans les matrices $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$. En effet, dans chacune des cartes $\Delta E_{ChIo}-E_{Si}$ des couronnes 2 à 9, nous avons observé une ligne de rebroussement pour les fragments légers ($Z \leq 6$ et $Z \leq 8$ pour les couronnes 6 et 7) indiquant que les fragments traversent le détecteur silicium. Cependant nous ne distinguons pas leur lignes de Z dans les matrices $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ (voir fig. 3.3 p. 38) du fait d'un bruit dominant. Il a donc fallu trouver une méthode pour identifier l'origine de ce bruit et l'éliminer. Cette méthode consiste à regarder exclusivement les produits arrêtés dans les détecteurs CsI . Alors, sur la matrice $\Delta E_{ChIo}-E_{Si}$ contenant ces fragments, nous devrions observer uniquement la ligne de rebroussement. Cette matrice est présentée dans la figure 3.2 pour les couronnes 6 et 7. Dans cette figure on identifie aisément la zone dite de rebroussement, délimitée par le contour de couleur verte. Par contre on constate une seconde région de peuplement, délimitée par le contour de couleur rouge. Les produits en dehors de la ligne de rebroussement (qui est mise en évidence par le contour de couleur verte) sont associés à des doubles détections : deux produits ont été détectés dont un s'arrête dans le CsI et l'autre dans un étage précédent. Les combinaisons possibles sont les suivantes :

- la première bande verticale est associée à un fragment stoppé dans la $ChIo$ et mesuré simultanément avec un proton qui s'arrête dans le scintillateur CsI . C'est un proton car la bande est centrée sur l'énergie moyenne $\langle \Delta E_{Si} \rangle$ des protons qui traversent le silicium ;
- la deuxième bande verticale correspond à un fragment stoppé dans la $ChIo$ et mesuré simultanément avec une particule α s'arrêtant dans le CsI . C'est une particule α car la bande est centrée sur l'énergie moyenne $\langle \Delta E_{Si} \rangle$ des particules α qui traversent le silicium ;
- les autres points sont associés à un fragment stoppé dans le détecteur Si et mesuré simultanément avec un proton ou une particule α stoppé dans le CsI . C'est soit un p ou un α car la forme de la carte $\Delta E_{ChIo} - E_{Si}$ (à comparer avec la couronne 7 de la fig. 3.10) n'est pas altérée par la faible perte en énergie laissée par la particule dans le silicium.

Les deux premiers cas ne contribuent pas au bruit dans les matrices $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ car les fragments détectés en même temps sont stoppés dans la chambre d'ionisation. Par contre, dans le dernier cas, le fragment stoppé dans le détecteur silicium y laisse une part importante de son énergie qui se superpose à l'énergie ΔE_{Si} de la particule qui traverse. Pour éliminer ce type de signal, nous avons sélectionné la zone de rebroussement. Pour faire apparaître toutes les lignes de Z dans la matrice $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$, il suffit alors de représenter seulement les particules arrêtées dans le scintillateur CsI , dont les énergies déposées dans la chambre d'ionisation et le détecteur silicium satisfont cette sélection.

Une carte $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ nettoyée par cette méthode est montrée dans la figure 3.3 b). Les lignes de Z sont maintenant parfaitement visibles. On observe une bonne identification en charge et en masse pour les $Z = 1$ et $Z = 2$. On voit également les lithiums qui ont traversés le détecteur silicium. Il est possible de distinguer les isotopes de Béryllium. On remarque aussi la présence de zones de population ne correspondant pas à une détection normale de particules (voir zoom du panel b) Fig. 3.3). Ces anomalies sont associées à des défauts de détection (zone horizontale) ou à des phénomènes de double détection que nous décrirons plus en détail dans la section 4.3. La ligne horizontale à $\Delta E_{Si} \sim 0$ correspond aux produits non chargés (neutrons et gammas). En effet, les seuils de déclenchement des détecteurs sont réglés à des valeurs les plus basses possibles, c'est-à-dire des valeurs au-dessus du bruit intrinsèque des détecteurs. De cette façon, il est possible de collecter des particules ayant une énergie très basse, mais il n'est pas possible d'éviter complètement les déclenchements par des produits neutres.

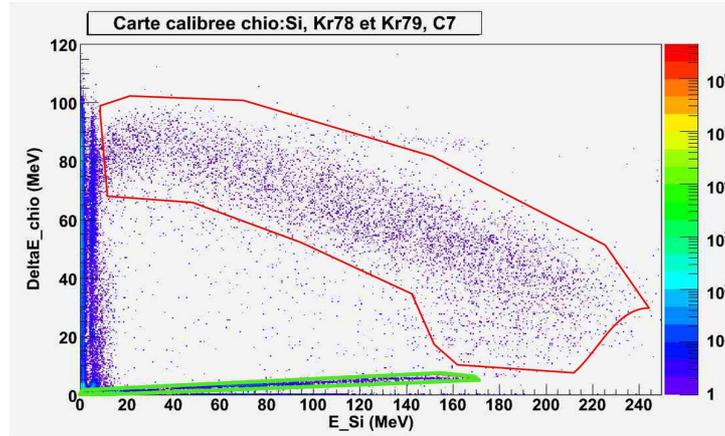


FIG. 3.2: Matrice $\Delta E_{ChIo} - E_{Si}$ des particules arrêtées dans le cristal CsI des couronnes 6 et 7. Particules produites dans les réactions $^{78,82}Kr + ^{40}Ca$ à 5.5 A MeV.

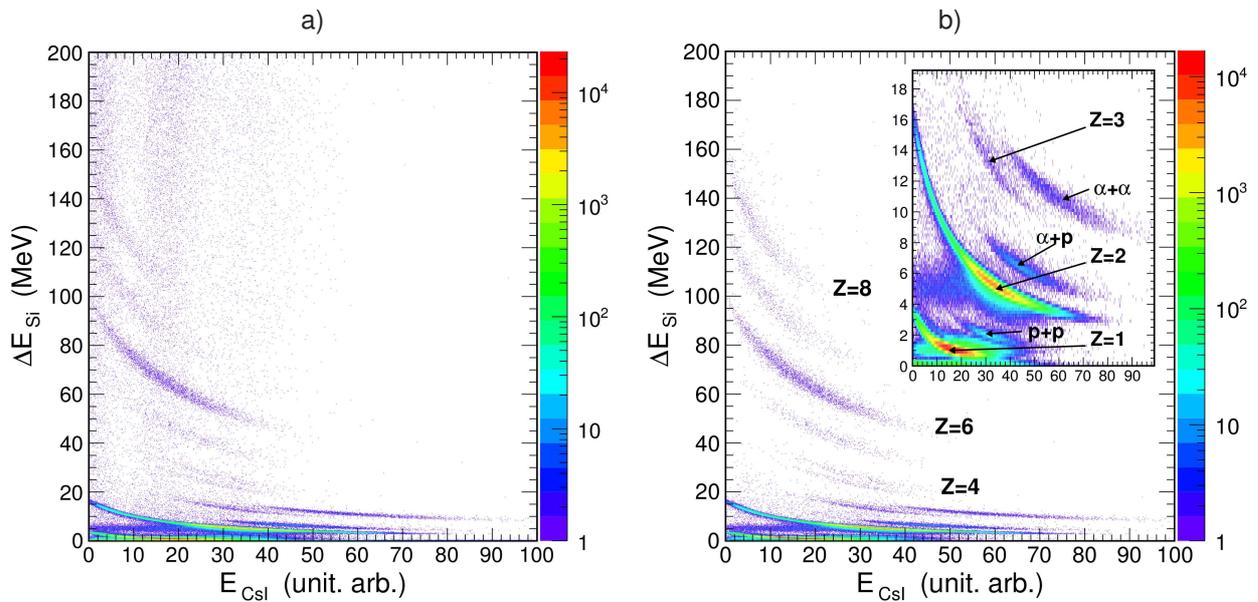


FIG. 3.3: Exemple de matrice d'identification combinant l'énergie déposée dans le détecteur silicium (axe vertical) et dans le cristal d'iodure de césium (axe horizontal) pour les fragments émis dans les couronnes 6 et 7, dans les réactions $^{78,82}Kr + ^{40}Ca$ à 5.5 A MeV, **stoppés** dans le cristal : a) matrice initiale ; b) matrice nettoyée (voir texte).

3.2.2 Identification par l'analyse du signal CsI : matrice $R-L$

La deuxième technique d'identification est basée sur les propriétés physiques de matériaux scintillants. Lorsqu'une particule traverse un matériau de ce type, les molécules de ce matériau vont absorber une partie de l'énergie de la particule et se trouver dans un état excité. Pour décroître vers leur état fondamental, elles vont alors libérer l'énergie par émission de rayonnement gamma. L'intensité de la

radiation émise dépend de l'énergie et de la nature de la particule. Elle s'exprime en fonction du temps de la façon suivante [52] :

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \quad (3.2)$$

où I_0 est l'intensité maximale du signal et τ la durée de vie du niveau excité.

Les cristaux CsI , sont caractérisés par deux modes de désexcitation qui correspondent à deux niveaux moléculaires avec des constantes de temps τ_r et τ_l . L'intensité lumineuse, au cours du temps, a la forme suivante :

$$I = I_r e^{-t/\tau_r} + I_l e^{-t/\tau_l} \quad (3.3)$$

Le premier terme de cette expression est appelé composante rapide, caractérisé par une plus grande intensité et une durée de vie plus petite. Le deuxième terme est la composante lente, qui a une vie moyenne plus grande que la première. Les intensités I_R et I_L dépendent de l'énergie de la particule mesurée alors que le rapport I_R/I_L dépend de sa nature (Z, A).

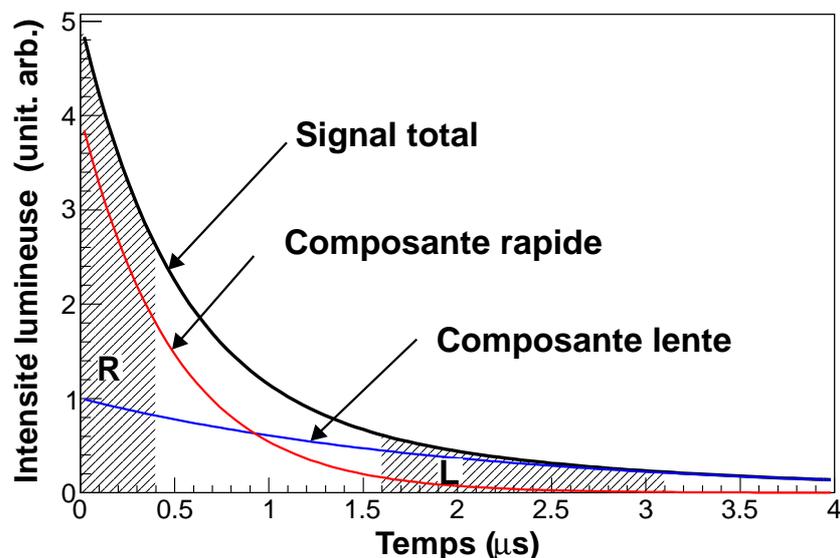


FIG. 3.4: Décomposition du signal en sortie des cristaux CsI en deux composantes : rapide et lente. Les zones hachurées représentent les deux portes d'intégration (R et L) du signal.

La figure 3.4 schématise le signal lumineux produit par un scintillateur. La composante rapide est dominante au début du signal alors que la composante lente domine la queue du signal. Le photomultiplicateur (PM) situé à l'arrière du cristal mesure le rayonnement émis par ce dernier. L'électronique d'INDRA intègre et code le signal en sortie des PM sur deux portes d'intégration (symbolisées par les zones hachurées sur la fig. 3.4) : 0-400 ns pour la partie rapide (R) et 1600-3100 ns pour la partie lente (L). Cependant le signal produit par le PM n'a pas la forme donnée dans l'équation (3.3). Possédant un temps de montée τ il peut s'exprimer en faisant intervenir une charge totale Q_0 de la façon suivante [53] :

$$I_{mes}(t) = \frac{Q_0}{\tau_0 - \tau} (e^{-t/\tau_0} - e^{-t/\tau}) \quad (3.4)$$

où τ_0 est le temps de décroissance du signal. La lumière totale ($l = I_r \tau_r + I_l \tau_l$) produite par le scintillateur est proportionnelle à la charge totale Q_0 . Le temps τ est connu [53] pour tous les PMs (60 ns pour les couronnes de 11 à 16 et 20 ns pour les autres).

En intégrant l'expression (3.4) sur les deux fenêtres mentionnées ci-dessus, nous obtenons pour les deux composantes :

$$R = \frac{Q_0}{\tau_0 - \tau} [\tau_0(1 - e^{-t_1/\tau_0}) - \tau(1 - e^{-t_1/\tau})] \quad (3.5)$$

$$L \approx \frac{Q_0 \tau_0}{\tau_0 - \tau} [e^{-t_2/\tau_0} - e^{-t_3/\tau_0}] \quad (3.6)$$

Les signaux R et L sont intégrés respectivement dans l'intervalle $[0, t_1]$ et $[t_2, t_3]$. N'ayant pas de voie dédiée à l'intégration du signal total, la quantité de lumière totale est déterminée (à une constante près) à l'aide des deux équations précédentes.

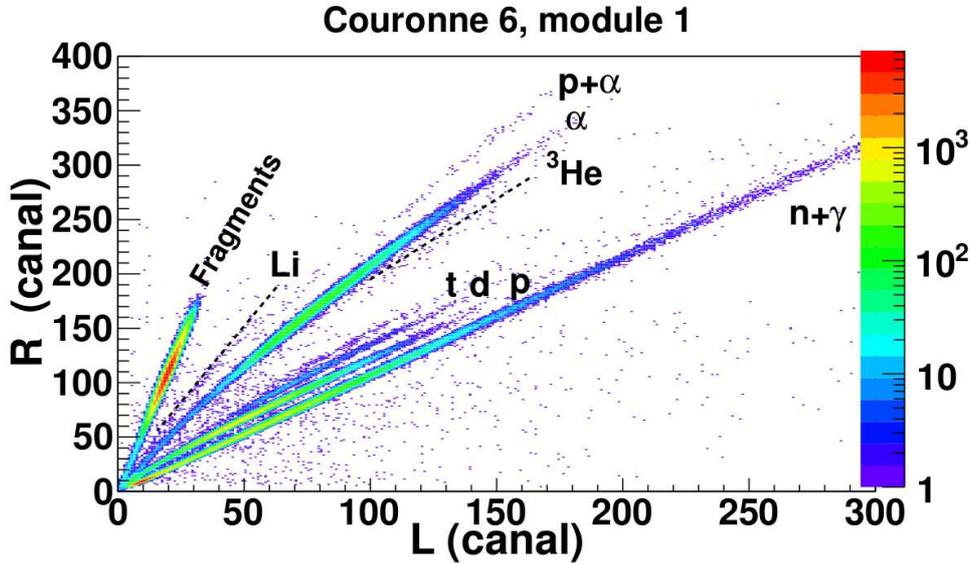


FIG. 3.5: Matrice d'identification représentant le signal R en fonction du signal L du détecteur CsI pour le module 1 de la couronne 6. Les données présentées sont intégrées sur tous les systèmes afin d'augmenter la statistique.

En combinant ces deux signaux (matrice $R-L$) chaque particule va peupler une ligne distincte selon sa nature (Z, A). Cette technique permet à la fois d'identifier en charge et en masse les particules détectées dans le scintillateur. Pour notre expérience, elle sera surtout utilisée pour les particules légères ($Z \leq 2$).

La figure 3.5 montre un exemple de matrice $R-L$ pour le module 1 de la couronne 6. On voit que la séparation isotopique des éléments est obtenue pour $Z = 1$ et $Z = 2$. Cependant la statistique accumulée ne permet pas toujours de voir les lignes isotopiques pour chaque module. Contrairement aux matrices $\Delta E - E$ il n'est pas possible de superposer les matrices $R-L$ d'une même couronne pour faire apparaître les lignes de Z et donc souvent le manque de statistique ne permet pas l'identification en masse des particules selon le CsI que l'on considère. Par conséquent, dans les analyses qui suivent nous ne ferons pas de distinction entre les différents isotopes de $Z = 1, 2$.

3.3 Données brutes et matrices *Chlo-Si*

3.3.1 Introduction

Il était important d'ajuster les spectres Chlo et Si de chaque module d'une même couronne afin de pouvoir superposer les cartes et mieux distinguer les lignes d'identification. Avant cette phase de recalage des modules, il est important de vérifier la stabilité des détecteurs et de l'électronique tout au long de l'expérience. Normalement avec le multidétecteur INDRA cette vérification se fait grâce à des runs spécifiques appelés runs *automates*. Durant ces runs, plusieurs impulsions, de tensions différentes, sont envoyées à la chaîne électronique à l'aide d'un générateur de tension. Ces runs sont dédiés à cette vérification et à ajuster les spectres pour travailler sur une base commune (Volts). Cependant, le module gérant l'alternance entre le signal du générateur et le signal physique était hors service donc nous n'avons pas pu faire de run générateur régulièrement tout au long de l'expérience. Nous avons seulement deux groupes de runs générateurs, un au milieu de l'expérience et l'autre à la fin. De plus, n'ayant pas de runs de diffusion élastique dédiés à l'étalonnage des détecteurs, nous n'étions pas convaincu de l'intérêt d'analyser les runs générateurs pour le recalage des spectres et la vérification de la continuité de l'électronique. Enfin, durant les précédentes campagnes menées avec INDRA il a été montré que les fonctions $f(\text{Canal})$ donnant la correspondance entre les volts et les canaux étaient quasi-linéaire. Nous avons donc opté pour une autre méthode qui consiste à utiliser directement les spectres associés aux systèmes étudiés Kr+Ca et d'utiliser les pics correspondant aux diffusions élastiques. Ces pics serviront de points de référence pour le recalage des modules. Cependant cette méthode est utilisable seulement pour les matrices représentées avec les signaux à petit gain.

3.3.2 Contrôle de la stabilité des détecteurs

Une étude systématique a été menée pour localiser le pic de diffusion élastique (position et écart-type) dans chaque détecteur d'INDRA. La procédure suivie est la suivante : les pics correspondants aux diffusions élastiques ont été repérés sur les spectres (signal petit gain duquel la valeur du piédestal a été retranché) de chaque détecteur. Ensuite une gaussienne a été ajustée sur chaque pic, dont le centroïde fournit la valeur en canal et l'écart-type permet le calcul de la résolution.

Le contrôle de la stabilité des détecteurs et de l'électronique associée a été réalisé en représentant les propriétés du pic élastique en fonction du numéro de run afin d'observer l'évolution dans le temps. La figure 3.7 présente le type de représentation utilisé pour ce contrôle sur la chambre d'ionisation du module 1 de la couronne 4, pour une gamme de runs correspondant au système $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$. On observe une grande stabilité sur la gamme de runs représentée à l'exception des runs 2, 4, 20-28, 33, 53, 60, 34-38 pour lesquels soit le centroïde de la gaussienne s'écarte de la valeur moyenne (~ 1520), soit aucun pic n'a été trouvé. Ces runs sont exclus des analyses. Ce contrôle nous a permis de choisir les runs pour lesquels nous pouvons regrouper les données.

3.3.3 Recalage des matrices *Chlo-Si*

Le recalage des matrices d'identification dans une même couronne consiste à mettre en correspondance chacune des matrices de cette couronne avec une matrice de référence choisie préalablement. Cette mise en correspondance se fait par une transformation qui sera appliquée aux coordonnées des matrices afin de les superposer sur la matrice de référence. La méthode se base sur la position du pic

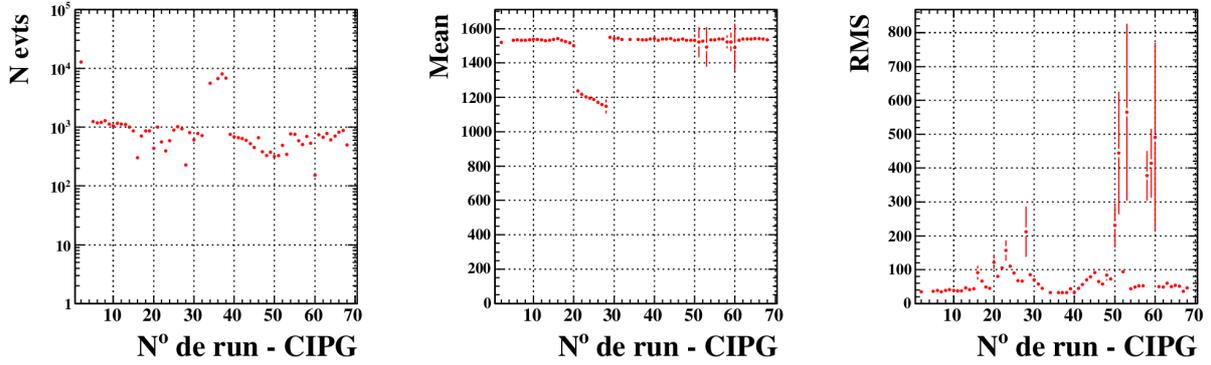


FIG. 3.6: Informations (taux de comptage, position, écart-type) sur le pic de la diffusion élastique $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV en fonction du numéro de run. Ces informations sont obtenues à l'aide de l'ajustement d'une gaussienne sur le pic observé dans les spectres en signal (petit gain) de la chambre d'ionisation du module 1 de la couronne 4.

correspondant à la diffusion élastique, utilisée précédemment pour le contrôle de la stabilité du détecteur, et sur l'hypothèse que chaque silicium d'une même couronne a le même PHD.

Nous avons choisi de recalcr les matrices en utilisant la position moyenne du pic élastique sur l'ensemble des runs $M_{dec} = 1$ du système $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ validés après le contrôle de la stabilité des détecteurs. La transformation appliquée sur chaque canal des matrices *Chlo-Si* est :

$$canal \rightarrow canal \times \frac{pic}{pic_{ref}} \quad (3.7)$$

où pic et pic_{ref} sont respectivement le centroïde du pic de diffusion élastique, en canal, pour le détecteur à recalcr et le détecteur de référence.

La figure 3.7 illustre l'effet de cette méthode de recalcr de l'ensemble des matrices *Chlo-Si* de la couronne 4 obtenues avec les runs de multiplicité $M_{dec} = 2$. Les croix noires ainsi que leurs barres d'erreurs correspondent respectivement à la position et l'écart-type du pic de diffusion élastique du ^{78}Kr sur la cible pour chaque module, obtenus avec les runs de multiplicité $M_{dec} = 1$. On remarque qu'après le recalcr, la matrice devient plus propre et les lignes de Z sont bien visibles. Ceci illustre la bonne linéarité de l'électronique et des détecteurs au cours du temps et valide notre méthode d'ajustement.

Les matrices *Chlo-Si* des couronnes 2 à 9 ont été ajustées avec le pic de diffusion élastique du ^{78}Kr . Finalement, nous avons gardé le même jeu de paramètres d'ajustement, quelle que soit la réaction considérée.

Les cartes *Chlo-Si* représentatives de l'expérience vont maintenant être discutées.

3.3.4 Analyse des matrices *Chlo-Si*

Couronne 2

Nous débutons cette analyse par la présentation des résultats obtenus dans la couronne 2 ($4,5^\circ \leq \theta_{lab} \leq 7^\circ$). Sa matrice *Chlo-Si* est montrée dans la figure 3.8. Nous avons effectué un agrandis-

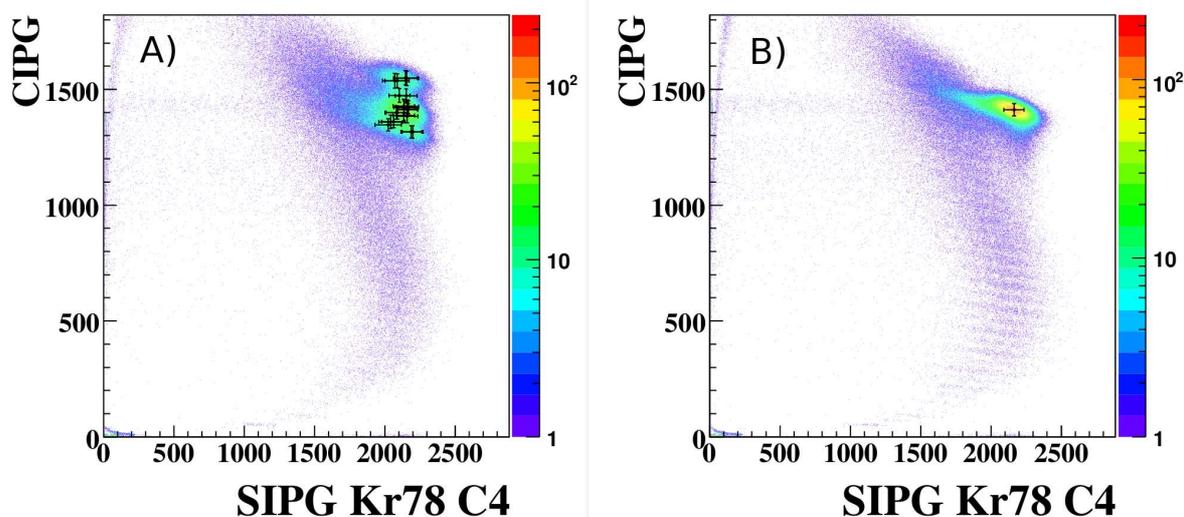


FIG. 3.7: Exemple d'ajustement des matrices *ChIo-Si* (canal) de la couronne 4 sur une matrice de référence en utilisant la position du pic élastique. Données de la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV.

sement pour représenter les produits ayant déposé une grande énergie dans la chambre d'ionisation ($E_{ChIo} > 40$ MeV). Trois zones principales de population situées respectivement à des énergies moyennes dans le détecteur silicium de 45 MeV (contour 1), 150 MeV (contour 2) et 275 MeV (contour 3) sont visibles. Le contour 3 correspond aux événements de diffusion élastique. Le contour 1 regroupe très probablement les résidus d'évaporation de la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$. Par comptage des lignes de Z , et en prenant comme référence le $Z = 36$, on peut estimer que le contour 2 est situé autour de $Z \simeq 42$. Nous avons vu précédemment, que dans cette gamme d'énergie de bombardement et pour cette région de masse intermédiaire, les mécanismes les plus dissipatifs sont le mécanisme de fusion conduisant à la formation de résidus d'évaporation et de fragments de fission et les mécanismes binaires fortement dissipatifs avec une forte relaxation de l'asymétrie en charge (et en masse) de la voie d'entrée. Nous avons vérifié que les événements du contour 2 (de $Z \simeq 42$) n'avaient pas de complémentaire de $Z \simeq 14$, c'est-à-dire aucune accumulation de statistique n'est observée dans l'ensemble du détecteur pour $Z = 14$, comme attendu pour un mécanisme binaire produisant de manière privilégiée des fragments de $Z \simeq 42$. En fait, en effectuant une analyse en charge totale détectée, nous verrons que ces événements sont associés au mécanisme de fusion évaporation de la réaction $^{78}\text{Kr}+^{16}\text{O}$. Les noyaux d'oxygène proviennent de l'oxydation de la cible de calcium et sa présence sera confirmée dans le chapitre suivant.

Des simulations avec GEMINI confirment la présence de ces résidus des réactions $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ et $^{78}\text{Kr}+^{16}\text{O}$ dans les matrices des couronnes 2 à 4. Nous montrons dans la figure 3.9 les résultats de la simulation avec GEMINI pour les deux réactions. Nous rappelons ici, que le code GEMINI est un code dédié à la description dans le cadre du modèle statistique de la désexcitation de noyaux excités. Les prédictions dépendent d'ingrédients comme le paramètre de densité de niveaux, les barrières de fission, etc (cf. chapitre 6)... Mais ici nous discuterons les caractéristiques cinématiques des produits de désexcitation. Dans le code, on peut examiner la structure de chaque événement. Pour les deux réactions, les deux zones délimitées par les contours marqués E.R. correspondent aux résidus d'évaporation. On peut aussi vérifier que les pertes d'énergie dans les deux étages de détection sont en accord avec

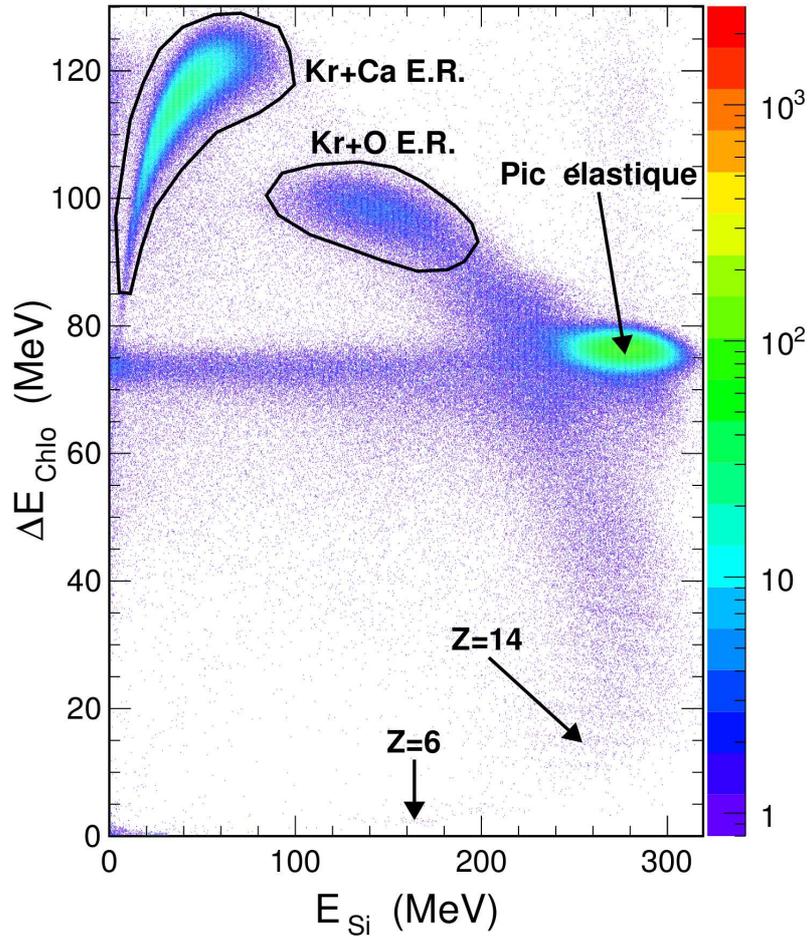


FIG. 3.8: Exemple de matrice d'identification, pour la couronne 2 ($3^\circ \leq \theta_{lab} \leq 4.5^\circ$) combinant l'énergie déposée dans la chambre d'ionisation (axe vertical) et dans le détecteur silicium (axe horizontal) pour les fragments produits dans la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 A MeV.

les observations expérimentales pour les deux réactions. Par ailleurs, le calcul montre une distribution angulaire très piquée et la simulation prévoit une statistique très faible pour les résidus de la réaction $^{78}\text{Kr}+^{16}\text{O}$ comme pour les données. Il est donc très probable que le second îlot (contour 2 de la fig. 3.8) correspond aux résidus d'évaporation de la réaction induite sur l'oxygène.

Couronnes 3 à 9

Sur la figure 3.10 les matrices $\Delta E_{Chlo} - E_{Si}$ pour les couronnes 3, 5, 7 et 9 sont montrées afin d'illustrer l'évolution de ces matrices en fonction de l'angle de détection. Ces données correspondent aux réactions induites par le faisceau de ^{78}Kr . Une évolution identique est observée lorsqu'on considère les matrices d'identification mesurées dans les mêmes couronnes et dans les réactions induites par le faisceau de ^{82}Kr . Sur la matrice de la couronne 3, deux îlots se démarquent des fragments $Z < 36$ et du

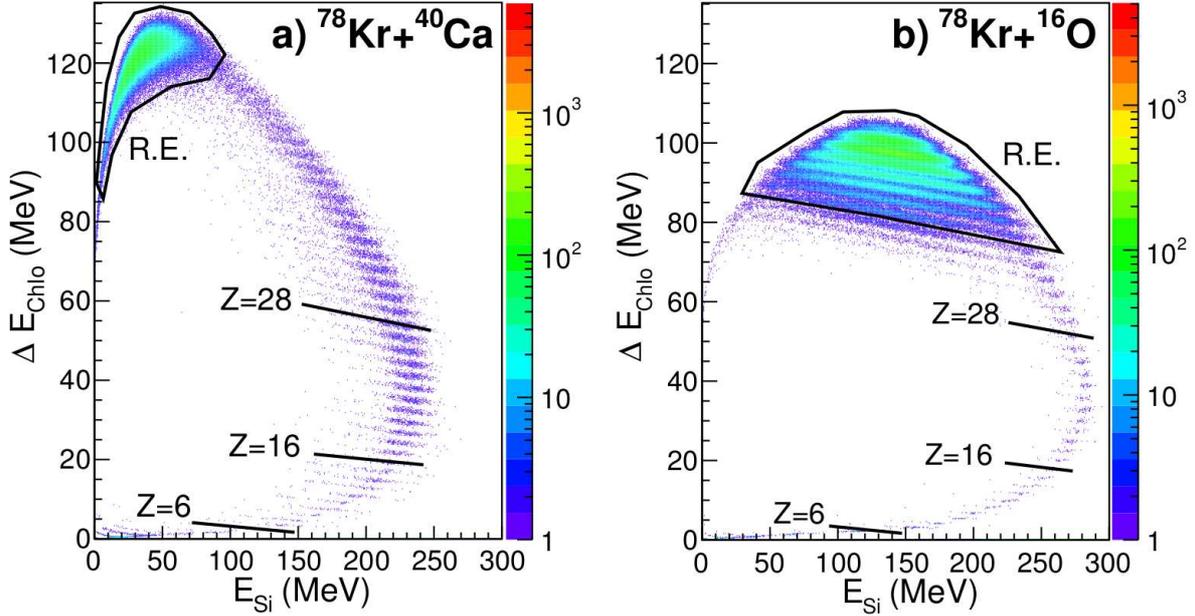


FIG. 3.9: Simulation de la matrice d'identification de la figure 3.1, combinant l'énergie déposée dans la chambre d'ionisation (axe vertical) et dans le détecteur silicium (axe horizontal) pour les fragments émis à $3^\circ \leq \theta_{lab} \leq 4,5^\circ$ (couronne 2) : a) dans la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV ; a) dans la réaction $^{78}\text{Kr}+^{16}\text{O}$ à 5.5 AMeV. Le code GEMINI a été couplé aux bibliothèques de KALIVEDA [51] afin d'appliquer un filtre expérimental et effectuer les calculs de pertes d'énergie dans chaque détecteur.

pic de diffusion élastique, par leur position à haute énergie ΔE_{Chlo} et leur statistique élevée. Ces îlots sont associés aux résidus d'évaporation des réactions $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ et $^{78}\text{Kr}+^{16}\text{O}$. Ici, la présence des résidus d'évaporation associés à la réaction $^{78}\text{Kr}+^{16}\text{O}$ n'est pas claire parce qu'elle est probablement brouillée par la composante quasi-élastique de la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$. Des simulations avec GEMINI nous ont confirmé la présence de ces résidus dans les matrices des couronnes ≤ 4 . Il est bon de noter que les distributions en énergie des résidus d'évaporation se trouvent au-dessus des seuils de détection, c'est-à-dire que la totalité des résidus d'évaporation est mesurée dans les matrices $\Delta E_{Chlo} - E_{Si}$ des couronnes 2 et 3, pour le système $^{78}\text{Kr}+^{16}\text{O}$ et des couronnes 2 à 4 pour le système $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$. Par conséquent, les résidus d'évaporation peuvent être isolés par un simple contour. Ce point est important, pour extraire les sections efficaces différentielles $d\sigma_{ER}/d\Omega_{lab}$ de fusion-évaporation. Plus l'angle d'émission θ_{lab} est grand, plus la vitesse des produits de réaction est faible entraînant ainsi leur dérive vers les basses énergie E_{Si} dans les matrices $\Delta E_{Chlo} - E_{Si}$. Dans la couronne 5, tous les résidus d'évaporation ont disparu des matrices d'identification, en particulier les résidus d'évaporation de la réaction $^{78}\text{Kr}+^{16}\text{O}$ qui disparaissent dès la couronne 4, c'est-à-dire pour $\theta_{lab} \geq 7^\circ$ (voir fig. 3.1 p. 35). Ils sont soit : stoppés dans la chambre d'ionisation ; leur énergie est inférieure aux seuils de détection ; ou il n'y a plus de résidus d'évaporation observable à cet angle car le taux de comptage est trop faible ou nul. Afin d'être plus précis nous nous aidons d'une simulation avec GEMINI de la distribution angulaire des résidus d'évaporation pour le système $^{78}\text{Kr}+^{16}\text{O}$. Le résultat est présenté figure 3.11. Le rapport des taux de comptage prédit entre la couronne 2 et la couronne 4 est égal à 73 900. Expérimentalement nous avons mesuré 36 100 résidus d'évaporation dans la couronne 2 (en mode $M_{dec} = 2$). En supposant que le

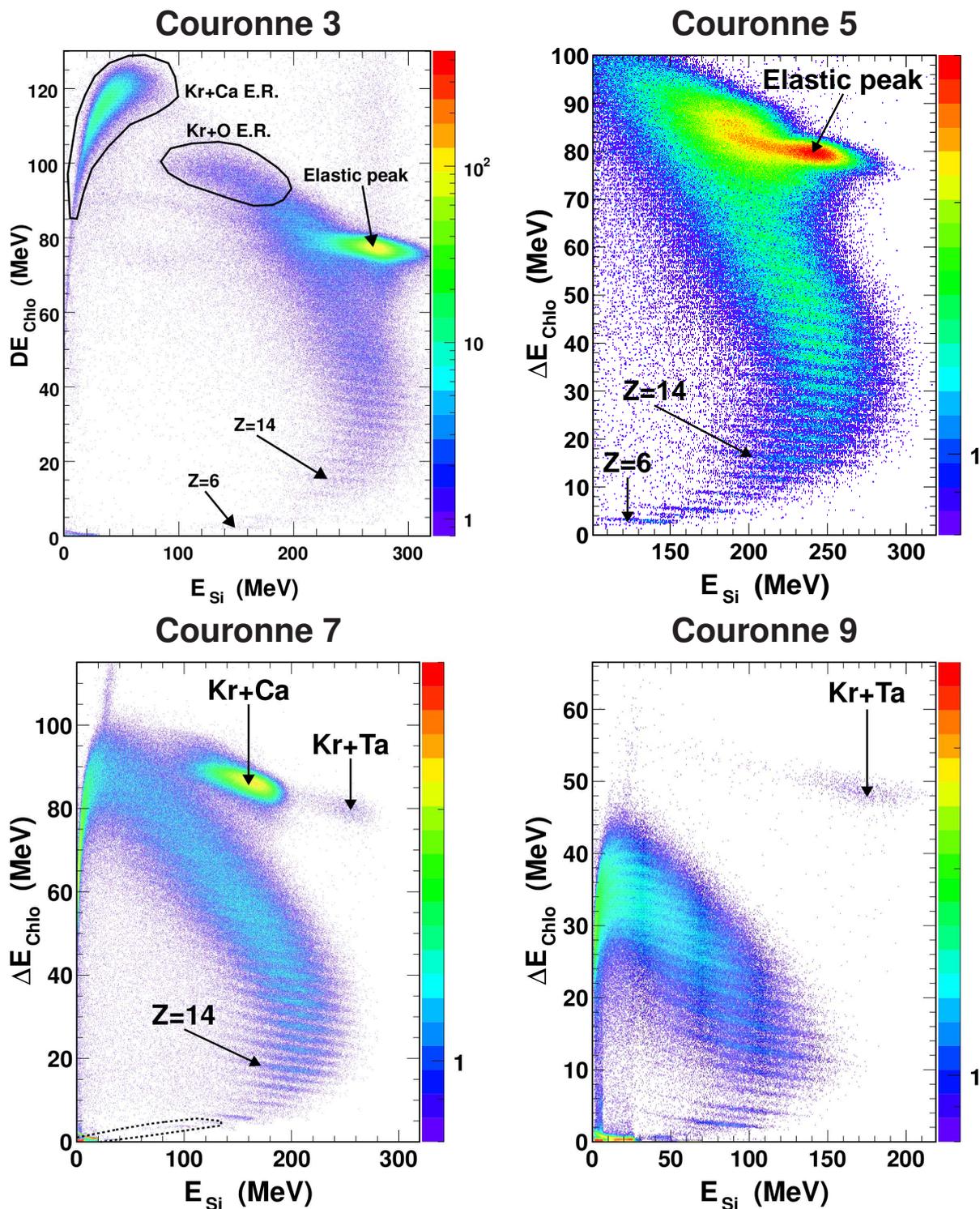


FIG. 3.10: Exemple de matrices d'identification, pour les couronnes 3, 5, 7, 9, combinant l'énergie déposée dans la chambre d'ionisation (axe vertical) et dans le détecteur silicium (axe horizontal) pour les fragments produits dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV.

rapport prédit par GEMINI est celui auquel on s'attend expérimentalement, on peut alors déduire, à partir du taux de comptage mesuré à la couronne 2, que celui pour la couronne 4 est négligeable. Par conséquent, la statistique escomptée pour les couronnes au delà de la couronne 3 rend le phénomène non décelable.

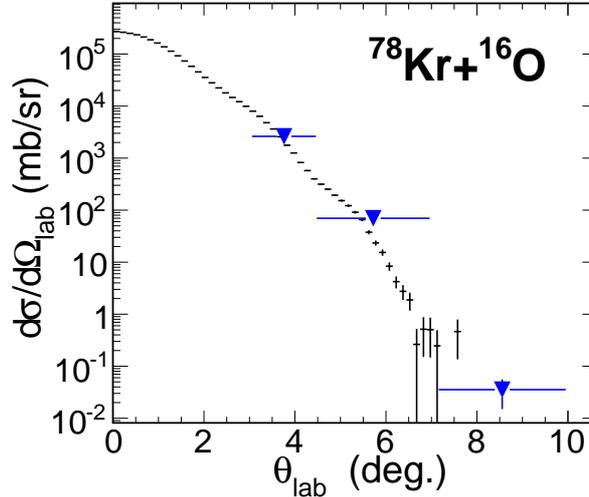


FIG. 3.11: Distributions angulaires $d\sigma/d\Omega_{lab}$ des résidus d'évaporation simulées avec la code GEMINI pour la réaction $^{78}\text{Kr}+^{16}\text{O}$. Les points (noirs) représentent la distribution théorique. Les triangles représentent la distribution que l'on mesurera avec INDRA. Chaque triangle correspond à une couronne et les barres d'erreur horizontales représentent l'ouverture angulaire de la couronne.

Dès la couronne 6 ($\theta_{lab} \geq 14^\circ$) deux pics de diffusion élastique se distinguent sur la ligne de Z du ^{78}Kr (seule la couronne 7 est montrée dans la fig. 3.10). Lorsqu'on examine la position de ces deux pics en fonction de l'angle, on constate que la position du second pic de diffusion élastique évolue plus lentement que le pic de diffusion élastique sur le ^{40}Ca . Du fait de ce comportement, il est probable que le second pic soit associé à une diffusion du projectile sur un élément lourd. A l'aide de calculs cinématiques, nous concluons qu'il s'agit de la diffusion $^{78}\text{Kr}+^{181}\text{Ta}$. Le tantale provient du creuset utilisé dans la production de la cible (cf. § 2.2 p. 18). A ce niveau de l'analyse, nous ne pouvons pas mettre en évidence la diffusion élastique $^{78}\text{Kr}+^{16}\text{O}$ dans les couronnes 2 à 5 ($\theta_{lab} \leq 14^\circ$) car l'énergie cinétique du projectile après diffusion sur la cible de ^{16}O n'est pas séparable de celle après diffusion sur la cible de ^{40}Ca , compte tenu de la résolution en énergie des détecteurs.

Sur la matrice représentant les résultats obtenus pour la couronne 7, on observe très bien la ligne de rebroussement (entourée en pointillé) correspondant aux fragments légers et aux particules qui ont traversés le détecteur silicium. Ils seront donc identifiés dans les matrices $\Delta E_{Si} - E_{CSJ}$.

Concernant les produits collectés dans la couronne 9, nous remarquons qu'aux faibles énergies silicium, les lignes de crête représentant les fragments de charge $Z \geq 20$ sont coupés. Cette coupure est associée aux fragments d'énergie cinétique insuffisante pour traverser le premier étage de détection.

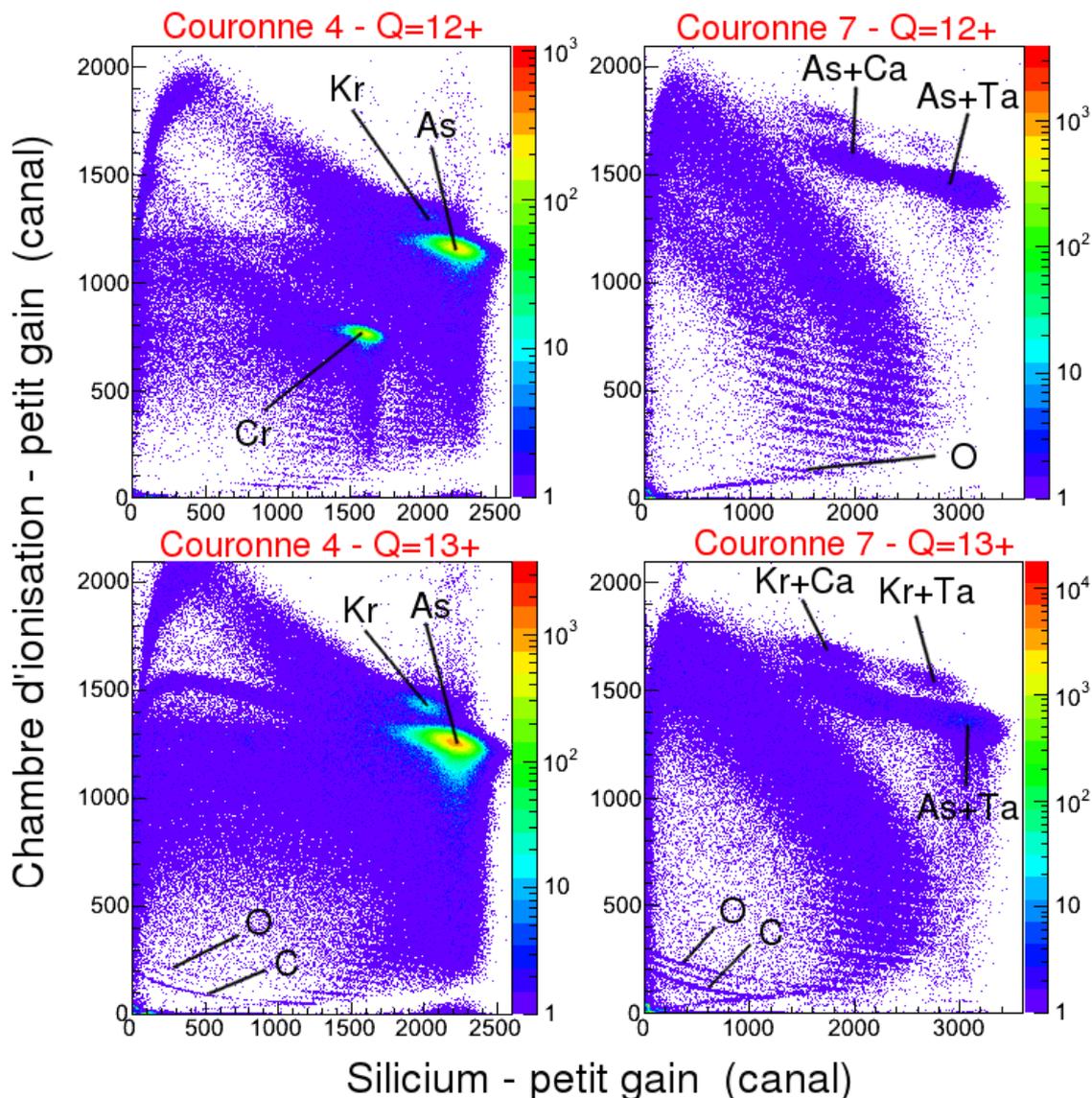
Matrices *ChIo-Si* de la réaction $^{75}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ 

FIG. 3.12: Exemple de matrice d'identification combinant l'énergie déposée dans la chambre d'ionisation (axe vertical) et dans le détecteur silicium (axe horizontal) pour les fragments émis dans la couronne 4 ($7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$) et la couronne 7 ($20^\circ \leq \theta_{lab} \leq 27^\circ$) pour la réaction $^{75}\text{As}(^{75}\text{Kr})+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV et pour les deux états de charges $Q=12+$ et $13+$.

Un exemple de matrice de la couronne 4, pour les produits de réactions induites par le faisceau de ^{75}Kr , est donné dans la figure 3.12. Deux pics de diffusion élastique sont présents. En utilisant les grilles d'identification obtenues dans les réactions induites par les faisceaux de ^{78}Kr et ^{82}Kr , et en prenant comme référence la ligne de crête de la charge $Z = 36$, on trouve que le pic ayant l'énergie *ChIo* la plus basse correspond à un faisceau de As ($Z = 33$) et le second au faisceau de ^{75}Kr initialement

prévu. Dans chaque couronne nous avons observé que le taux de comptage associé à la diffusion élastique $^{75}\text{As}+^{40}\text{Ca}$ est beaucoup plus élevé que celui de la diffusion élastique $^{75}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (voir fig. 3.18). Les résultats montrés dans la figure 3.12 ont été obtenus avec $M_{dec} = 1$. Nous voyons que la qualité de la matrice est très médiocre, avec un bruit important. Il n'a pas été possible d'éliminer ce bruit en imposant des critères de sélection spécifiques (voir les critères sur l'énergie totale, la charge totale et la multiplicité de particules chargées présentés dans le chapitre 4). De plus, nous n'avons pas trouvé une méthode d'analyse permettant d'extraire un lot d'événements ayant un taux de comptage suffisant et une procédure permettant d'isoler les produits associés à chacune des réactions. De ce fait, la partie de l'expérience utilisant un faisceau de ^{75}Kr et ^{75}As sera exploitée exclusivement pour la calibration en énergie.

Les matrices d'identification du système $^{75}\text{As} (^{75}\text{Kr})+^{40}\text{Ca}$ ont permis de mettre en évidence la présence de carbone et d'oxygène peuplant les lignes de Z correspondant sur une large gamme en énergie silicium allant de 0 jusqu'à 250 MeV (voir fig. 3.12). L'origine de ces contaminants n'est pas précisément établie du fait de leur longue ligne de Z . Du fait de la cinématique inverse, on ne peut pas mesurer des oxygènes ou des carbones de recul aux angles avant. On obtient un élément de réponse en examinant les matrices obtenues avec un réglage de faisceau correspondant à deux états de charge ($Q=12+$ et $Q=13+$). On observe très clairement un remplissage très différent des cartes. Comme la différence est associée à un changement d'état de charge, la distribution des faisceaux délivrés par CIME n'était pas la même. En particulier la production de C et de O est visible en réglage 13+ et disparaît en réglage 12+. Par ailleurs, les bandes de C et de O disparaissent lorsqu'on considère des événements de multiplicité plus grande que 1. Par conséquent, la surpopulation de C et de O vient sûrement de faisceaux dégradés ayant la bonne valeur de A/Q , correspondant à l'acceptance du spectromètre CIME pour les réglages en 13+. Il est à noter que cette population n'apparaît que pour l'irradiation avec un faisceau As, et que cette population disparaît avec $M_{dec} = 2$. Cet exemple montre la puissance d'une étude de mécanisme de réaction avec un appareillage comme INDRA pour vérifier la qualité des faisceaux SPIRAL.

3.4 Etalonnage des chambres d'ionisation et silicium

L'étalonnage est indispensable pour calibrer les détecteurs et l'électronique associée. Cette procédure est détaillée dans [40, 54].

Dans notre expérience nous avons utilisé les pics élastiques observés dans les matrices $\Delta E - E$ (cf. § 3.3.4 p. 42) disponibles dans chacune des réactions à l'étude. En effet le faisceau cocktail de ^{75}Kr , les deux faisceaux stables, la cible de calcium et ses contaminants nous ont permis d'avoir à notre disposition un grand nombre de réactions de diffusion élastique pour l'étalonnage des chambres d'ionisation des couronnes 2 à 12 et des détecteurs silicium des couronnes 2 à 9.

3.4.1 Calibration des couronnes 2 à 9

Après le recalage de chaque module (cf. § 3.3.3 p. 41), on a repéré la position de chacun des pics de diffusion élastique disponibles pour chaque couronne. Ensuite il faut déterminer la correspondance *canal-Energie* à partir de l'énergie moyenne des pics. Comme les détecteurs ont une ouverture angulaire, que les sections efficaces ainsi que l'énergie dépendent de l'angle de diffusion, l'énergie moyenne de chaque

pic doit être pondérée par la section efficace. Nous avons donc procédé de la manière suivante :

L'énergie du faisceau est obtenue à partir de la rigidité magnétique du spectromètre «alpha» au GANIL avec une incertitude relative inférieure à 10^{-3} . Les ions diffusés élastiquement pénètrent dans le détecteur silicium après avoir traversé la chambre d'ionisation. Le point d'interaction dans la cible est choisi au centre de celle-ci. L'énergie perdue dans la cible avant et après le point d'interaction est déterminée à partir des tables de pertes d'énergie de KaliVeda [51] tout comme l'énergie perdue dans les fenêtres de mylar de la chambre d'ionisation et dans les zones actives des deux détecteurs. L'angle polaire de diffusion θ est incrémenté de $(\theta_{max} - \theta_{min})/100$ degrés de θ_{min} jusqu'à θ_{max} , correspondant à l'ouverture angulaire du détecteur $\Delta\theta = \theta_{max} - \theta_{min}$. L'énergie moyenne dans une couronne donnée est obtenue en faisant la moyenne de l'énergie pondérée par la section efficace de Rutherford $d\sigma/d\Omega$ sur l'ouverture angulaire du détecteur :

$$\langle E \rangle = \frac{\int_0^{2\pi} \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} E(\theta) (d\sigma/d\Omega) d\Omega}{\int_0^{2\pi} \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} (d\sigma/d\Omega) d\Omega}. \quad (3.8)$$

$E(\theta)$ est l'énergie cinétique obtenue à partir de calcul de cinématique. Finalement, une régression linéaire sur les différents points de calibration a été réalisée pour obtenir la conversion canal-énergie (voir figure 3.13). Au delà de la couronne 5, pour les diffusions élastiques sur le ^{40}Ca , la diffusion n'est pas Rutherford. Une meilleure estimation aurait consisté à prendre en compte les prédictions du modèle optique. Nous n'avons pas considéré ce degré de complication. La méthode utilisée tend à déplacer légèrement les valeurs moyennes vers des énergies plus basses.

3.4.2 Influence du défaut d'ionisation

Le passage d'un projectile lourd dans la zone déplétée de la jonction s'accompagne de la création d'un grand nombre de porteurs de charge. Cette densité de porteurs est tellement élevée qu'il se forme un plasma d'électrons et de trous qui écrante le champ électrique externe servant à polariser le détecteur. Les porteurs situés à l'intérieur de la colonne de plasma ressentent un champ électrique faible, ce qui défavorise leurs séparations et ralentit leur collection. Une partie des charges électriques créées est alors neutralisée dans des centres de recombinaison du cristal. Cette colonne disparaît au bout de quelques ns sous l'effet de la diffusion des porteurs et sous l'effet de l'érosion de la surface extérieure par le champ électrique. Ce modèle de formation d'un plasma permet d'expliquer la dépendance du défaut d'ionisation («Pulse-Height Defect» ou PHD) avec le champ électrique appliqué, ainsi que l'augmentation des temps de montée des signaux issus des détecteurs avec la charge de l'ion.

Afin d'estimer l'impact du PHD sur les énergies mesurées dans les détecteurs silicium, nous nous sommes basés sur la formule proposée dans la référence [55]. Cette paramétrisation du PHD a été obtenue à l'aide des diffusions élastique à basse énergie (6-10 AMeV) de Ar, Ni, Xe et Ta sur une cible de Au. Les noyaux utilisés ont été mesurés dans les détecteurs silicium d'INDRA et recouvre la gamme des fragments que l'on observe dans notre expérience. Le PHD commence à avoir un effet pour les fragments de charge $Z > 20$. Il devient plus important quand la charge du fragment mesuré augmente. Pour les fragments de fission de charge Z comprise entre 20 et 28, avec une énergie de 250 MeV, le PHD est estimé entre 0.08% et 0.6%. Donc les corrections à apporter pour cette région de charge sont très minimes et peuvent être négligées. Cependant pour le projectile ^{78}Kr à 5.5 AMeV le PHD représente 1.6% de l'énergie incidente. Ce noyau a été utilisé pour la calibration des détecteurs silicium donc le PHD

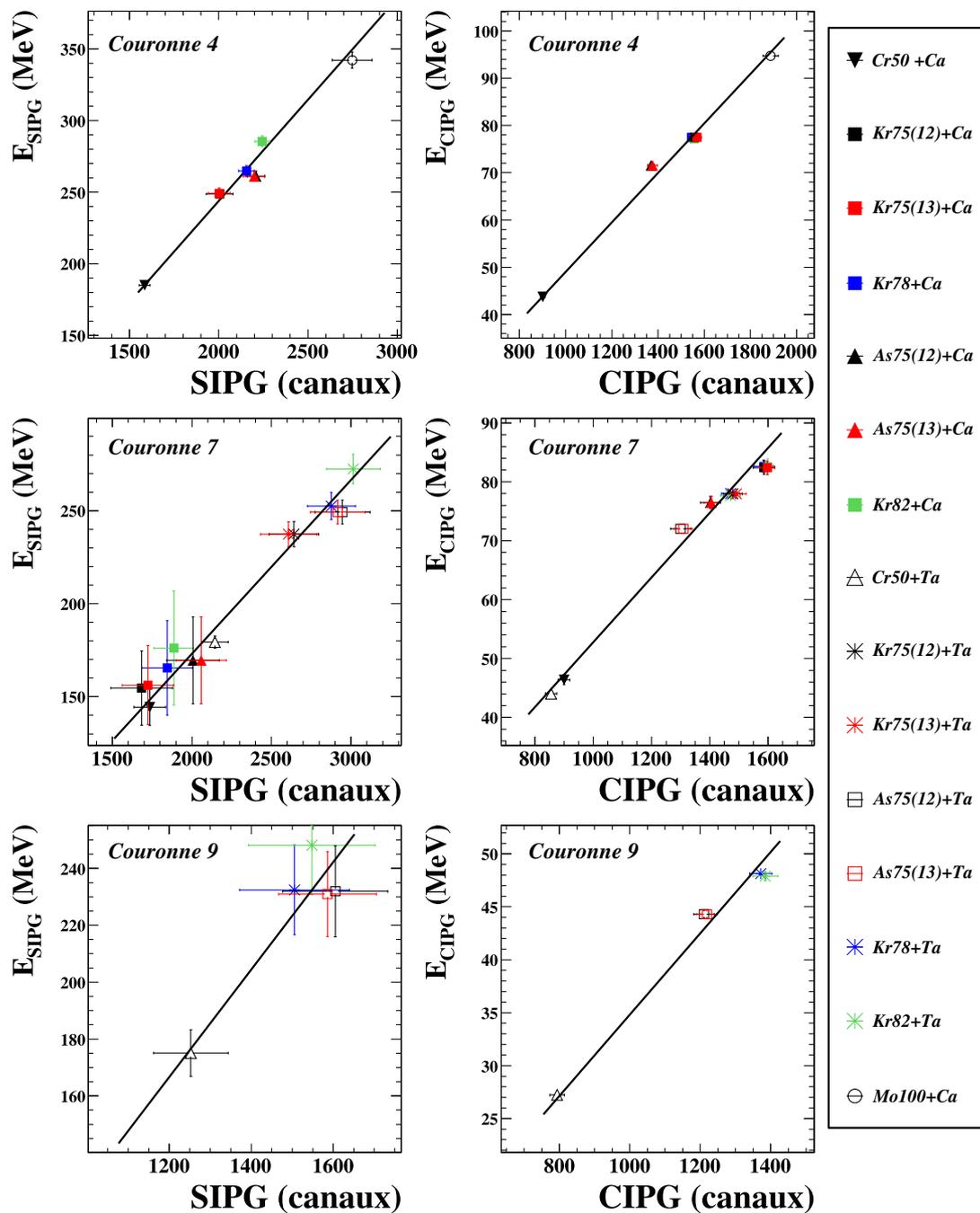


FIG. 3.13: Courbes de calibration donnant la correspondance MeV-canal pour les couronnes 4, 7 et 9.

entraîne une erreur sur la calibration. En prenant en compte la contribution du PHD, on a estimé l'erreur totale sur la calibration des détecteurs silicium inférieure à 3% de l'énergie mesurée.

Supposons maintenant qu'il y a un effet de défaut d'impulsion dans nos données. Alors, en prenant les énergies nominales de la diffusion élastique pour l'étalonnage, nous faisons une erreur. Cette erreur se répercute sur l'énergie moyenne des résidus d'évaporation, et cette énergie moyenne ne devrait pas correspondre aux valeurs attendues dans le cadre d'un transfert complet de moment linéaire. Les énergies déposées par les résidus d'évaporation dans le silicium sont tout à fait compatibles avec celles calculées dans une simulation avec GEMINI. Ces calculs ne tiennent évidemment pas compte du PHD. Cela indiquerait que le PHD est faible, alors qu'on s'attend, d'après la systématique et les études sur cette problématique, à un effet important pour des noyaux lourds et lents. De ce fait, si l'effet de défaut d'ionisation est présent dans nos données, il est sans doute d'une amplitude faible.

3.5 Etalonnage en énergie des scintillateurs

La réponse des détecteurs CsI n'est pas linéaire en énergie et dépend de la nature (A , Z) de la particule incidente. L'étalonnage est donc beaucoup plus difficile pour ces détecteurs. Il existe plusieurs méthodes pour les étalonner :

- méthode utilisant les diffusions élastiques et inélastiques. Dans une large gamme angulaire, il est possible d'avoir des pics de différentes énergies, bien définis dans les spectres en énergie. Ils sont alors utilisés pour l'étalonnage des énergies déposées par les particules légères dans les détecteurs CsI ;
- la méthode ΔE - E : si la particule laisse une énergie significative (ΔE) dans la chambre d'ionisation et/ou le détecteur Si , il est alors possible, à l'aide de table de pertes d'énergie, de déterminer l'énergie résiduelle de la particule après son passage dans les étages précédents. Dans ce cas il est nécessaire de connaître exactement l'épaisseur des détecteurs et le numéro atomique de la particule incidente. Malheureusement, pour les particules trop légères, cette méthode n'est pas assez précise car l'énergie déposée dans les premiers détecteurs est trop faible.

Dans le cadre de ce travail nous n'avons pas de mesure spécifique de diffusion élastique de particules légères. Nous avons donc choisi la seconde méthode pour étalonner les CsI , en utilisant l'étalonnage des détecteurs Si connue. Notre méthode consiste à tracer les matrices d'identification $\Delta E_{Si}-I_{CsI}$ pour chaque module des couronnes 2 à 9. Dans ces matrices, on distingue très bien la ligne de crête des particules α car ces dernières, en quantité très importante, laissent une énergie suffisante dans les détecteurs Si , contrairement aux protons (voir fig. 3.14 a). Par contre, la faible statistique des fragments de $Z > 2$ rend impossible leur identification et donc l'étalonnage associé. Pour superposer les matrices de chaque module d'une même couronne, les signaux « lumière totale » des CsI doivent avoir la même échelle. Le but est donc de faire un premier étalonnage à partir des énergies calibrées ΔE_{Si} des particules α et d'appliquer la même fonction d'étalonnage aux autres particules.

La première étape de la méthode, illustrée dans la figure 3.14, consiste à ajuster une fonction hyperbolique de la forme :

$$\Delta E_{Si} = \frac{a}{I_{CsI} - b} \quad (3.9)$$

sur la ligne de crête des particules α . Les constantes a et b sont les paramètres de l'ajustement. Ensuite quelques points ($\Delta E_{Si}^\alpha, I_{CsI}^\alpha$) sont choisis sur cette hyperbole (voir fig. 3.14 b). A l'aide de formules de perte

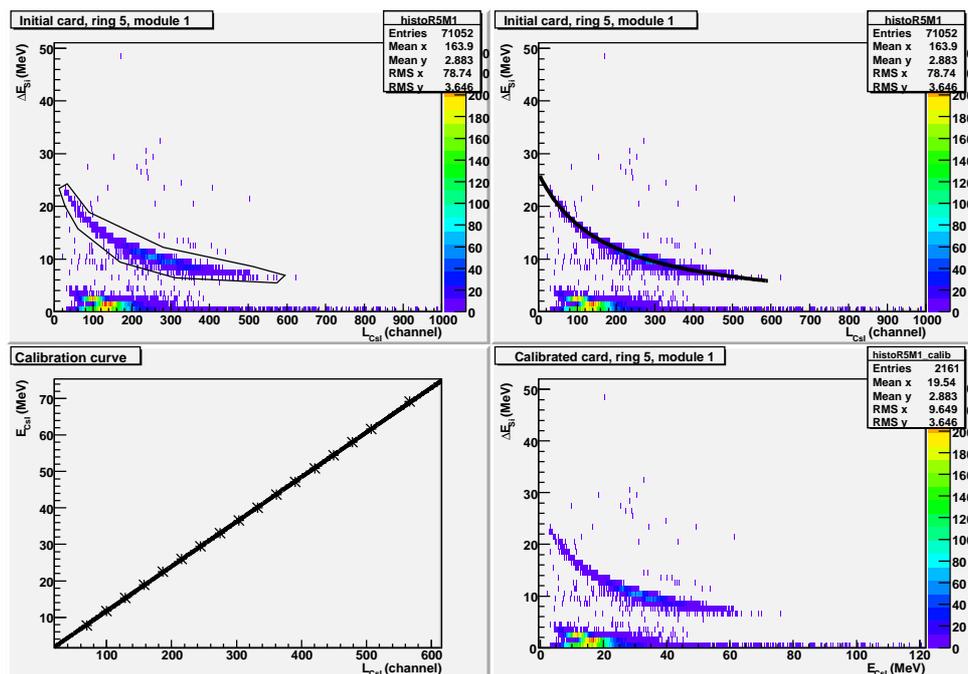


FIG. 3.14: Illustration des différentes étapes de la méthode du premier étalonnage des matrices des scintillateurs CsI utilisée pour le recalage des matrices (cf. texte). a) Sélection de la ligne de crête des particules α mesurées dans le module 1 de la couronne 5 ; b) Ajustement de la fonction hyperbolique sur la ligne des particules α ; c) régression linéaire sur les points de calibration choisis le long de l'hyperbole ; d) matrice finale après l'étalonnage.

d'énergie [51], nous calculons l'énergie résiduelle E_{CsI}^α d'une particule α mesurée dans le CsI à partir de l'énergie perdue ΔE_{Si}^α . Pour chaque point nous établissons la correspondance entre la composante l_{CsI}^α et E_{CsI}^α (voir fig. 3.14 c). Ainsi pour chaque module de détection nous disposons du couple (l_{CsI}, E_{CsI}) permettant de trouver les coefficients de recalage par une régression linéaire.

Pour les particules de charge $Z \neq 2$, les énergies obtenues ne sont pas exactes. Néanmoins elles sont acceptables pour que les lignes de Z apparaissent lors de la superposition des cartes $\Delta E_{Si}-E_{CsI}^\alpha$ recalées par cette méthode. Il est finalement possible d'identifier chaque particule après l'ajustement et la superposition des matrices de télescopes ayant les mêmes caractéristiques (types de détecteurs, pression, épaisseur ...).

La figure 3.15 montre le résultat de la superposition des matrices Si-CsI des modules de la couronne 5, avant et après l'application de cette méthode. La matrice de droite est, en plus, nettoyée des problèmes de détection multiples discutés dans le paragraphe 3.2.1.2 (p. 36).

Une fois l'identification terminée, on calcule à nouveau l'énergie résiduelle déposée dans le CsI à l'aide de la méthode $\Delta E-E$ en utilisant la bonne valeur de Z .

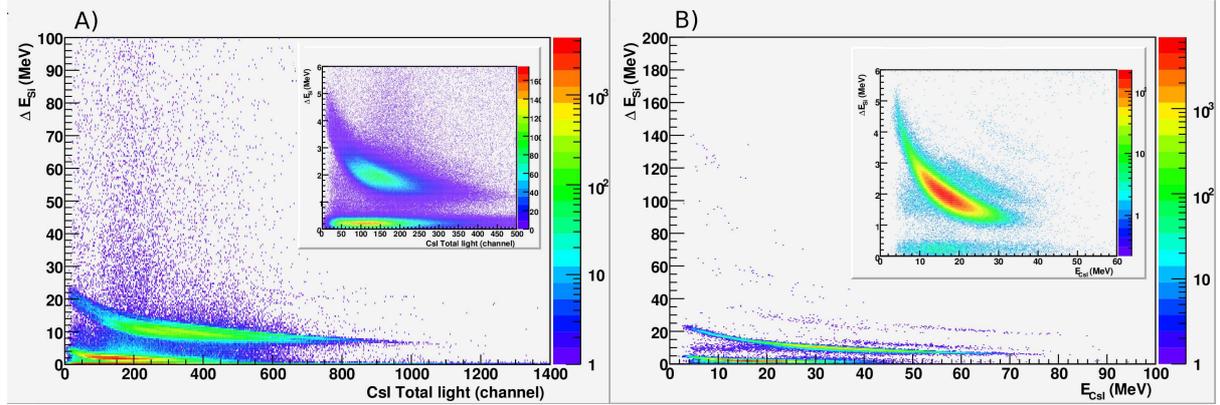


FIG. 3.15: Superposition des matrices Si-Csl pour les détecteurs de la couronne 5 : a) avant le recalage des matrices par la calibration des détecteurs Csl ; b) après le recalage des matrices et l'élimination des problèmes de cohérence dans le télescope Si-Csl (cf. § 3.2.1.2). Les encadrés correspondent à un zoom sur la région autour des protons.

3.6 Identification des fragments de basse énergie

Les fragments ayant une énergie trop faible pour traverser le premier étage de détection (Chlo) ne peuvent pas être identifiés avec les méthodes présentées ci-dessus. Pour ces fragments, l'identification en charge n'est donc pas envisageable. Il est possible de leur attribuer une valeur de charge minimale (Z_{min}) grâce à des calculs basés sur les tables de perte d'énergie (voir réf. [50]). Ceci est possible car l'énergie maximale que peut perdre un fragment dans un détecteur, augmente avec sa charge Z et peut être calculée avec les tables de pertes d'énergie. Le Z_{min} que l'on attribue au fragment détecté est le Z qui donne une perte d'énergie maximale juste en dessous de l'énergie mesurée pour ce fragment.

3.7 Grille, codes et logique d'identification

L'identification des produits détectés dans INDRA commence par le tracé des grilles d'identifications sur les matrices basées sur la méthode $\Delta E - E$ ou sur l'analyse en forme des signaux.

- $CsI_{rap} - CsI_{lent}$ pour l'identification isotopique des particules légères pour l'ensemble des couronnes ;
- $\Delta E_{Si} - E_{Csl}$ pour l'identification des fragments de haute énergie dans les couronnes 1 à 9 ;
- $\Delta E_{Chlo} - E_{Csl}$ pour l'identification des fragments ($Z \geq 3$) dans les couronnes 10 à 17 ;
- $\Delta E_{Chlo} - E_{Si}$ pour les fragments de basse énergie dans les couronne 2 à 9.

Une grille est constituée de lignes associées à chaque Z (et A) que l'on fait passer sur la ligne de crête correspondant au Z (et A) considéré sur les matrices d'identification (voir fig. 3.16).

A partir de ces grilles, l'environnement KALIVEDA [51] est utilisé pour procéder à l'identification. Chaque point de la matrice est projeté sur la ligne d'identification la plus proche, et se voit attribuer la charge correspondant à cette ligne. Une charge réelle (qu'on appellera PID) est obtenue en ajoutant une partie décimale δ correspondant au rapport de la distance entre le point et la ligne la plus proche sur la distance entre les deux lignes situées de part et d'autre du point. La valeur de δ est donc $\leq 0,5$.

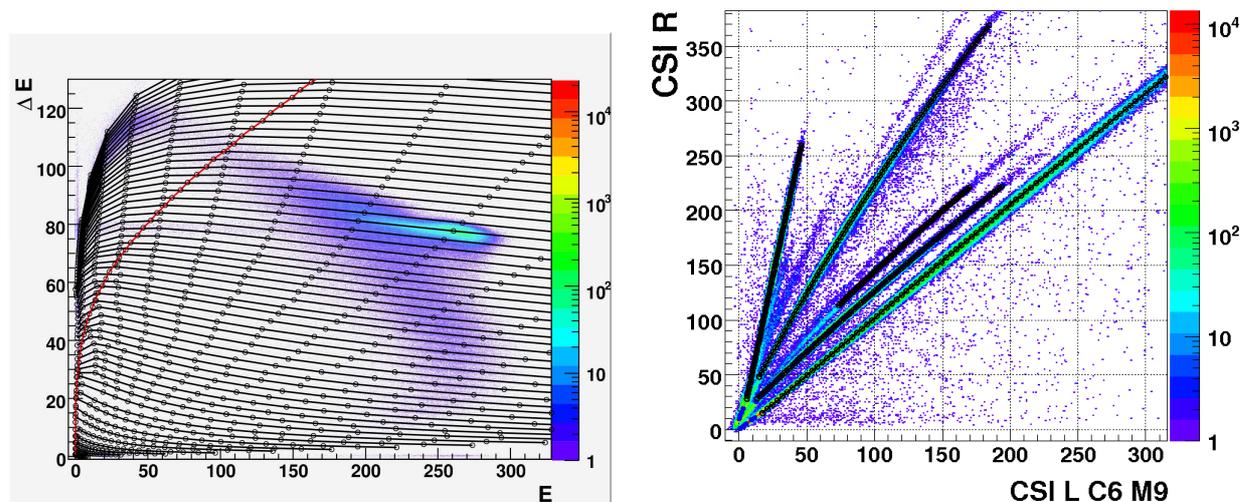


FIG. 3.16: la figure de gauche (droite) montre une grille d'identification tracée sur une matrice $\Delta E_{ChIo} - E_{Si}$ ($R - L$) de la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV.

Les grilles d'identification pour les matrices $\Delta E - E$ ont été réalisées en utilisant les énergies étalonnées afin de pouvoir rassembler sur une même grille l'ensemble des modules d'une même couronne. Nous disposons finalement d'une grille $ChIo - Si$ pour chaque couronne de 2 à 9. Pour les grilles $Si - CsI$ nous avons pu nous restreindre à une grille d'identification pour l'ensemble des couronnes à l'exception des couronnes 6 et 7 dont les détecteurs Si ont une épaisseur inférieure ($150 \mu\text{m}$) à celle des autres couronnes ($300 \mu\text{m}$). Les couronnes 10 et 11 ont aussi une grille commune pour les matrices $ChIo - CsI$.

Une fois les grilles tracées, le programme d'identification est lancé. Ce programme suit une logique précise. Évènement par évènement, il commence par analyser les télescopes d'identification dans le sens inverse de la pénétration de la particule. Il débute avec les matrices $R-L$, puis les matrices $Si - CsI$ ou $ChIo - CsI$ selon la couronne et termine avec l'identification dans les télescopes $ChIo - Si$ pour les couronnes de 2 à 9. La logique est ainsi faite afin de vérifier la cohérence de l'identification. Par exemple, si dans un même module, une particule légère est identifiée dans une matrice $R-L$ alors que dans le télescope $ChIo - Si$ on identifie un projectile, ceci veut dire que ces deux produits ont été mesurés dans le même module. Il faudra donc les séparer et repartager l'énergie déposée dans le silicium et dans la chambre d'ionisation. Une fois qu'une charge est assignée au fragment détecté alors son énergie totale, qui est au départ la somme des énergies mesurées dans les zones actives des différents détecteurs touchés, peut-être corrigée par les pertes d'énergie dans la cible et dans les zones mortes des détecteurs.

La figure 3.17 représente la distribution du PID pour les produits de la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV, identifiés dans les télescopes $ChIo - Si$ de la couronne 4 ($7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$). L'échelle logarithmique a été choisie pour représenter une large gamme en Z peuplée avec différentes sections efficaces. Ici les fragments au delà de $Z = 35$ n'ont pas été rapportés et les fragments de $Z \leq 5$ traversent le détecteur Si . Une résolution d'identification en charge d'une unité est obtenue jusqu'à $Z = 37$ pour les fragments de haute énergie. La qualité de la résolution est identique pour les autres couronnes. Cette bonne résolution permet de constater la présence d'un effet pair-impair. Cet effet est important pour les fragments les plus légers (Z et PID petit) et il diminue lorsque le PID augmente. On observe un maximum du taux

de comptage autour de $Z = 28$ qui correspond à la moitié de la charge totale disponible ($Z_{projectile} + Z_{cible}$). La résolution se dégrade dans la région $31 \leq Z \leq 36$ qui est peuplée principalement par des (quasi)-projectiles de diffusions élastiques, quasi-élastiques et profondément inélastiques. Les forts taux de comptage de ces réactions peuvent réduire les performances des détecteurs et donc entraîner une diminution de la résolution.

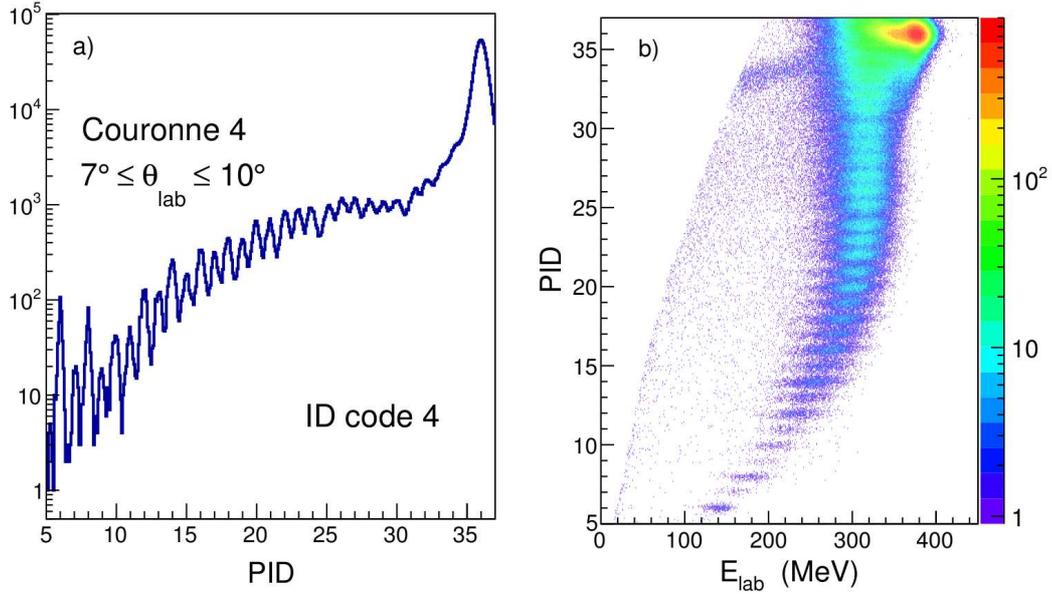


FIG. 3.17: a) Distribution du PID (charge réelle) des fragments bien identifiés dans le télescope Chlo-Si (ID code 4), pour la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$; b) même distribution en ajoutant la coordonnée E_{lab} qui correspond à l'énergie totale du fragment corrigée des pertes dans la cible et dans les différentes zones mortes des détecteurs.

D'autres exemples de distribution du PID sont donnés dans la figure 3.18 pour les différents faisceaux utilisés lors de l'expérience. La distribution du ^{82}Kr est très proche en terme de forme et de résolution que celle du ^{78}Kr . On notera cependant, pour le ^{82}Kr , que le taux de production au-dessus de $Z = 36$ est supérieur à celui de la distribution du ^{78}Kr . Ceci est vrai en valeur relative, et est à pondérer par les sections efficaces de diffusion élastique car dans cette figure les distributions sont normalisées à 1. En fait, le rapport

$$\frac{d\sigma_{elast}({}^{78}\text{Kr} + {}^{40}\text{Ca})}{d\Omega} / \frac{d\sigma_{elast}({}^{82}\text{Kr} + {}^{40}\text{Ca})}{d\Omega}$$

est ~ 0.9 . Donc la différence observée est surestimée d'environ 10% mais elle demeure.

Pour le faisceau de ^{75}Kr , on observe la présence d' ^{75}As diffusé élastiquement, dont l'intensité est deux ordres de grandeur supérieure à celle de la diffusion élastique du ^{75}Kr , quel que soit l'état de charge du faisceau. A petit angle, la section efficace différentielle de la diffusion élastique est proportionnelle à $(Z_1 Z_2 / E_{c.m.})^2$. Le rapport des section efficaces est proportionnel à $(Z(\text{As}) / Z(\text{Kr}))^2$ soit 0,84. Donc la différence des taux de comptage est directement liée aux taux de production de l' ^{75}As et du ^{75}Kr . On observe aussi une pollution par des faisceaux de Cr et de Mo qui disparaît lors du passage de l'état de charge 12+ à 13+. Ces polluants avaient été remarqués durant l'expérience, ce qui explique pourquoi

l'état de charge a été changé. En revanche, l'As ayant une charge très proche de celle du Kr, la faible statistique ne nous a pas permis de faire la différence entre les deux au cours de l'expérience et de pouvoir faire les réglages nécessaires pour corriger ce problème en ligne. Sur la distribution du PID, la résolution apparente pour le ^{75}Kr (^{75}As) s'est dégradée par rapport à celle obtenue avec les faisceaux stables. Pendant une expérience on peut contrôler la stabilité du détecteur en vérifiant par exemple la largeur d'un spectre ou bien en mesurant le courant inverse des détecteurs. Nous avons vérifié que le courant inverse n'a pas évolué pendant l'irradiation avec l'As. Par conséquent la dégradation de la résolution n'est pas liée à une dégradation de la résolution du détecteur. La raison de cette dégradation reste à trouver. Il est possible qu'elle soit liée à la mauvaise qualité du faisceau.

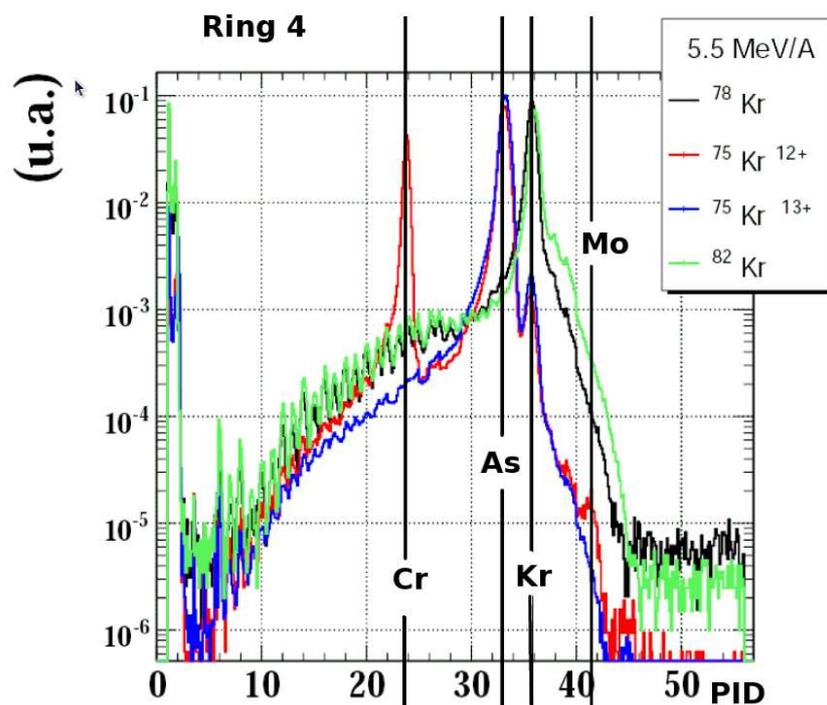


FIG. 3.18: Même figure que la figure 3.17 a) pour l'ensemble des différents faisceaux utilisés lors de l'expérience (^{78}Kr , ^{82}Kr , $^{75}\text{Kr}^{13+}$ et $^{75}\text{Kr}^{12+}$).

Lors de la procédure d'identification, chaque fragment se voit attribuer un nombre reflétant la qualité de son identification ainsi que la méthode utilisée [51]. Le code donne donc accès au type de détecteur (ou télescope) qui a identifié le fragment mais aussi une information sur la méthode d'identification, normale ou indirecte.

Code 0 : particules γ pour lesquels nous ne pouvons obtenir une valeur d'énergie tout comme les neutrons.

Code 1 : neutron détecté dans les couronnes 2 à 9

Codes 2,3 et 4 (identification normale) : Ces codes sont attribués lorsque les fragments sont bien identifiés avec l'une des méthodes présentées précédemment (cf § 3.2 p. 33). Sont considérés comme bien identifiés les fragments identifiés dans un Csl seul (code 2), un télescope *Si-CsI*, *Si75-*

SILI ou SiLi-Csl (code 3) ou alors dans une chambre à ionisation combinée avec un silicium (75, 150 ou 300 μm) ou un cristal *CsI* (code4).

Codes 5 : Fragments arrêtés dans la chambre d'ionisation ou avec une énergie inférieure à celle du pic de Bragg. Une valeur minimale de la charge Z est donnée à cette particule (cf.§ 3.6 p. 54). Les résidus d'évaporation ont un code 5 de manière générale.

Codes 6, 7 et 8 : Puisque chaque détecteur couvre un angle solide important autour de la cible, il est possible que deux particules ne possédant pas les mêmes caractéristiques (Z, A, E_k) pénètrent en même temps dans une chambre d'ionisation commune. Si l'une d'entre elles est identifiable dans un Csl, il sera possible de distinguer la deuxième en effectuant un test de *cohérence* entre les pertes d'énergie mesurées et celles calculées pour la particule identifiée. Ainsi, il sera possible de récupérer l'information pour la particule initialement cachée (voir sections 2.3.1 et 2.3.2 de la thèse de B. Bouriquet). Ces codes ne sont pas utilisés dans les analyses présentées dans cette thèse puisqu'ils n'ont pas encore été implémentés dans le cadre de l'expérience E475S au moment de rédiger cette thèse. Cette phase de cohérence aurait permis d'éliminer des cartes, les particules de doubles comptage que nous discutons dans la section 4.2.

Codes 9 à 15 (mauvaise identification) : Ces codes permettent de repérer les différents cas où l'identification a échoué pour une raison connue.

Les codes utilisés dans le cadre des prochaines analyses discutées par la suite sont les codes 2, 3 et 4, à l'exception des analyses faisant intervenir les résidus d'évaporation (code 5).

3.8 Télescopes étalons

Les télescopes étalons sont prévus pour étalonner les *CsI* des couronnes arrières (10 à 17). En effet nous ne pouvons pas appliquer la méthode utilisée pour les couronnes avant qui consiste à déduire l'énergie résiduelle dans le *CsI* à partir de l'énergie mesurée dans le silicium qui le précède. Cette méthode est inapplicable pour les couronnes arrières qui ne disposent pas de détecteur silicium.

3.8.1 Etalonnage des télescopes étalons

Avant d'utiliser ces étalons il faut d'abord commencer par les étalonner. Pour cela il faut avoir à disposition l'identification des particules dans les différentes matrices (*Chlo-Si75*, *Si75-Si(Li)*, *Si(Li)-Csl* avec les deux gammes de codeurs) possibles avec le télescope étalon (voir figure 3.19).

Sur la carte *Chlo-Si75(PG)* on observe des lignes de Z pour les fragments de charge $Z \leq 20$. La position du point de Bragg pour chaque Z (c'est-à-dire le maximum du signal Chlo pour chaque ligne de Z) a été utilisée pour calibrer la chambre d'ionisation. En connaissant l'épaisseur et la pression de la chambre d'ionisation il est possible de calculer les énergies de Bragg correspondant à ces points de calibration [51]. Pour la calibration des *Si75* nous avons utilisé les points de rebroussement des protons, He et C que l'on distingue très bien sur la matrice *Chlo-Si75(PG)* (voir Fig. 3.19). Pour la calibration des détecteurs *Si(Li)* nous n'avons qu'à notre disposition le point de rebroussement du proton. En utilisant les tables de perte d'énergie il est possible d'estimer l'énergie nécessaire pour que les particules traversent chaque détecteur. Cependant cette méthode nécessite une connaissance précise de l'épaisseur des détecteurs qui a été obtenue par la mesure de la diffusion de particule α d'énergie élevée et par l'analyse des raies issues d'une source α .

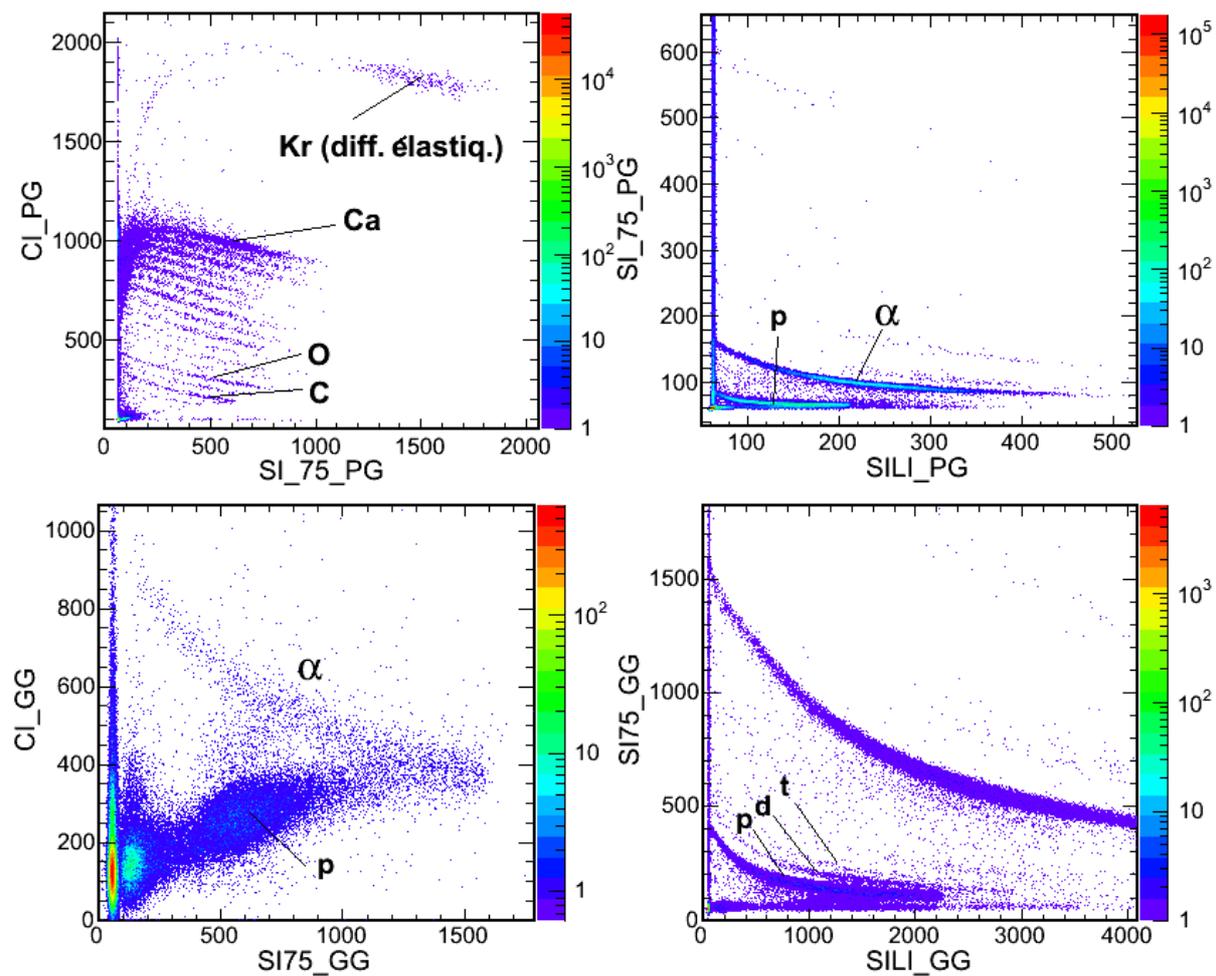


FIG. 3.19: Exemples de cartes pour l'identification dans le télescope étalon de la couronne 10 avec les données de la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 A MeV. La mesure a été effectuée en mode de déclenchement $M_{dec} = 2$.

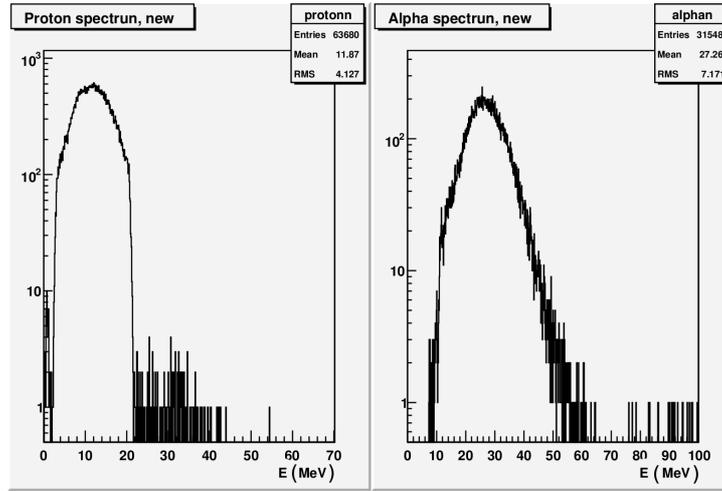


FIG. 3.20: Spectres en énergie des protons et des particules α obtenus dans le télescope étalon de la couronne 10 ($45^\circ \leq \theta_{lab} \leq 57^\circ$) après leur étalonnage.

3.8.2 Correction de l'étalonnage des CsI

Nous avons utilisés les télescopes étalons pour corriger la calibration des CsI des couronnes avant (2 à 9) pour les particules légères. Il est avéré que la méthode de calibration des CsI , en utilisant la perte dans le Si qui précède, n'était pas satisfaisante pour les particules de charge $Z \leq 2$. En effet après une étude des spectres des particules légères en coïncidence avec les résidus d'évaporation, en fonction de l'angle d'émission, nous avons remarqué que les spectres ont une dépendance non systématique avec l'angle d'émission. Une fois les spectres transformés dans le référentiel du centre de masse, nous nous attendons à ce que ces derniers aient une faible dépendance en angle. C'est ce que nous avons observé après une simulation effectuée avec le code GEMINI pour les particules légères en coïncidence dans le centre de masse. Dans la simulation nous avons utilisés des paramètres standards puis un filtre expérimental a été appliqué aux données simulées pour prendre en compte la géométrie d'INDRA et les pertes dans les différents absorbeurs avant d'effectuer le changement de référentiel. Le résultat de la simulation est montré dans la figure 3.21

Pour la correction de l'étalonnage des CsI , nous supposons que la valeur de l'énergie pour laquelle la distribution en énergie des particules légères est maximale ne dépend pas de l'angle d'émission dans le centre de masse². La méthode consiste à trouver un coefficient correctif applicable aux énergies obtenues dans le laboratoire, pour qu'une fois les spectres transformés dans le centre de masse, ils coïncident entre eux. Nous avons procédé de la façon suivante :

1. choisir un spectre de référence dont la calibration en énergie est la plus précise possible. Nous avons choisis les spectres dans l'étalon de la couronne 10 ;
2. repérer la valeur $E_{lab,max}^{ref} (< \theta_{ref} >)$ du maximum de ce spectre. $< \theta_{ref} >$ est l'angle moyen de la couronne de référence ;
3. transformer $E_{lab,max}^{ref}$ dans le centre de masse pour obtenir $E_{cm,max}^{ref}$;

²Voir les données de la référence [56] dans la réaction As+Se, figure 10. Il y a en fait une dépendance très faible de 16 MeV à $\theta_{c.m.} \sim 0^\circ$ à 15 MeV pour $\theta_{c.m.} \sim 90^\circ$.

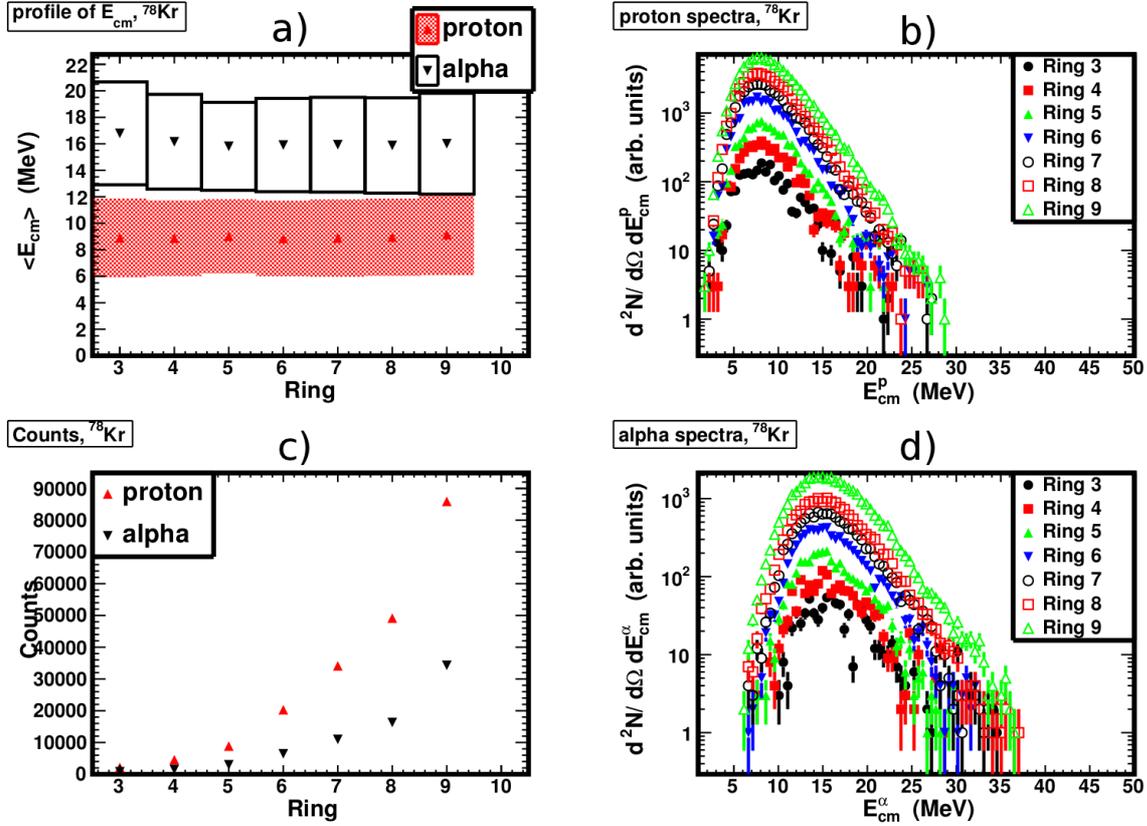


FIG. 3.21: Simulation avec GEMINI++ des particules légères en coïncidence avec les résidus d'évaporation produits dans la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$: a) Energie moyenne dans le centre de masse en fonction du numéro de couronne. Les rectangles représentent l'écart-type ; b) et d) Spectres dans le centre de masse pour les protons et les particules α respectivement ; c) taux de comptage dans chaque couronne.

4. transformer $E_{cm,max}^{ref}$ dans le laboratoire en prenant comme angle d'émission, dans le référentiel du laboratoire, l'angle moyen $\langle \theta_i \rangle$ de la couronne i à ajuster. Nous appelons cette énergie $E_{lab,max}^{ref}(\langle \theta_i \rangle)$;
5. le coefficient correctif est alors donné par

$$c_i = \frac{E_{lab,max}^{ref}(\langle \theta_i \rangle)}{E_{lab,max}^i(\langle \theta_i \rangle)} \quad (3.10)$$

où $E_{lab,max}^i(\langle \theta_i \rangle)$ est le maximum du spectre que l'on souhaite corriger.

Deux jeux de coefficients c_i ont été obtenus de cette façon pour les particules légères de charge $Z = 1$ et de charge $Z = 2$. Les facteurs correctifs sont reportés dans le tableau 3.1. Chaque spectre de particules légères ($Z \leq 2$) a été corrigé en multipliant les énergies par ce coefficient, pour toute les particules détectées quel que soit le mécanisme. Les résultats de l'étalonnage sont présentés dans les figures 3.22 et 3.23 pour les spectres de protons et de particules α en coïncidence avec les résidus d'évaporation.

Couronne	$Z = 1$	$Z = 2$
3	1.46	1.33
4	1.39	1.19
5	1.33	1.14
6	1.39	1.16
7	1.45	1.24
8	1.23	1.13
9	1.15	1.07

TAB. 3.1: Liste des coefficients d'ajustement c_i pour la correction de l'étalonnage des CsI pour les particules de charge $Z = 1, 2$ (voir texte).

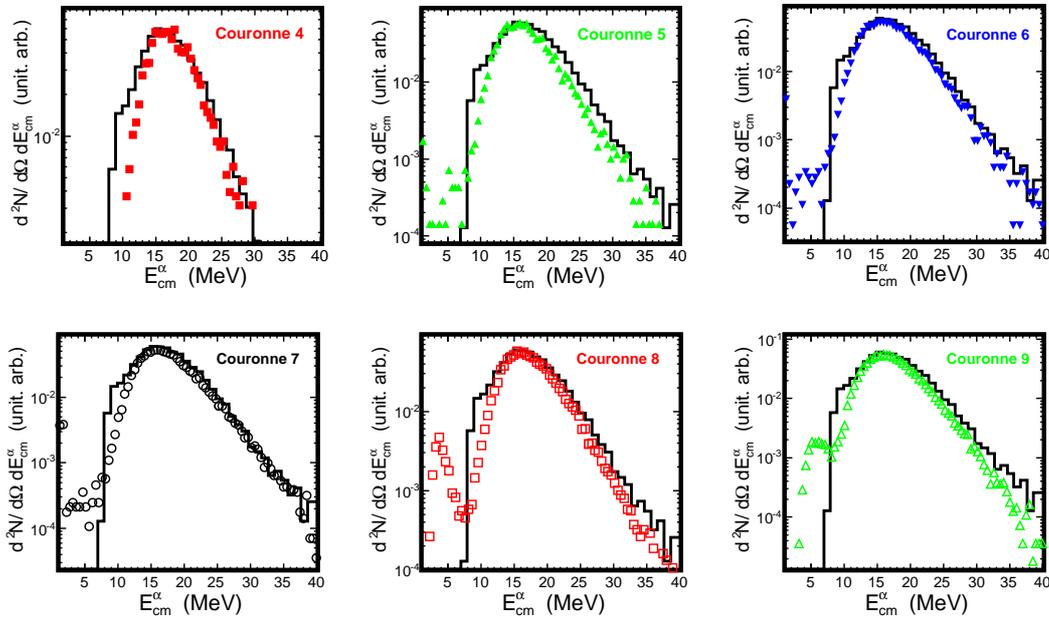


FIG. 3.22: Résultat de la correction des spectres de particules de charge $Z = 2$ pour les couronne 2 à 9, en utilisant l'étalon de la couronne 10. Les spectres ont été transformé dans le centre de masse pour être comparé. Les symboles représentent les données expérimentales, la courbe continue est le spectre du télescope étalon.

3.9 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les méthodes d'identification en charge et d'étalonnage en énergie que nous avons utilisé pour l'analyse des données des réactions $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Nous avons pu vérifier le bon fonctionnement des couronnes de 2 à 9 pour les fragments et 2 à 11 pour les particules légères. En ce qui concerne les fragments nous avons observé une résolution satisfaisante pour distinguer chaque charge avec une précision d'une unité sur la gamme $Z = 3 - 37$. L'examen des cartes

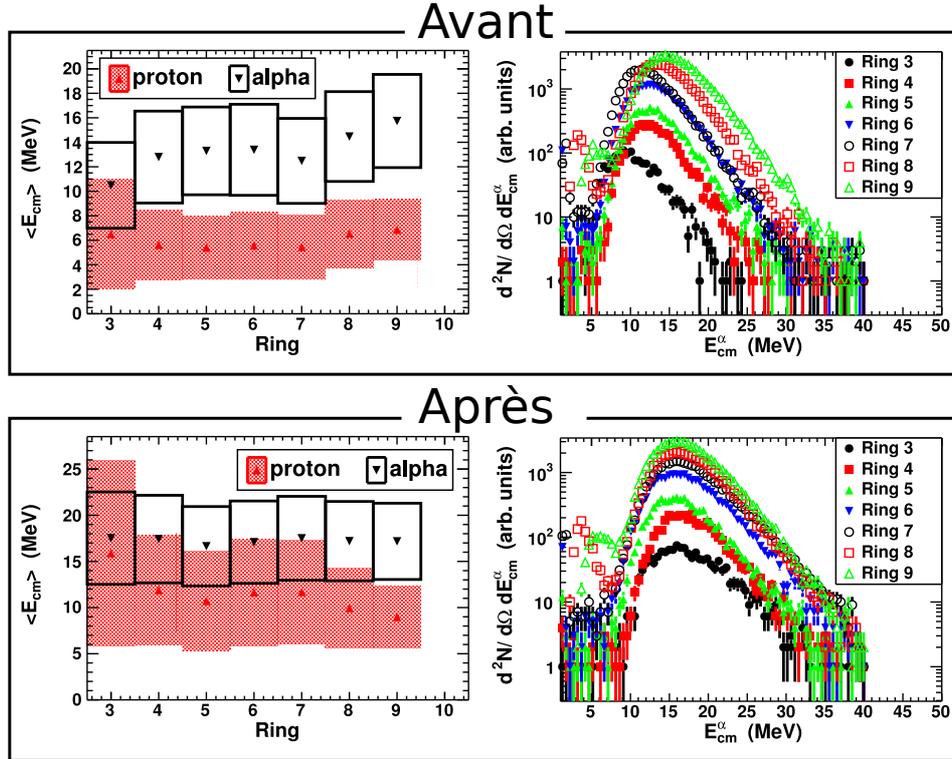


FIG. 3.23: Représentation des spectres (panel de droite), des énergies moyennes et des écart-types (panel de gauche) pour des particules de charge $Z = 2$ mesurées dans les couronnes 3 à 9, avant et après la correction (voir texte). Les rectangles représentent l'écart-type.

d'identification nous a permis d'identifier trois principaux contaminants (C, O, Ta) dont nous estimerons l'impact sur les réactions dans le chapitre suivant.

Pour ce qui concerne les réactions induites par le ^{75}Kr nous avons observé une contamination très forte d'un faisceau de ^{75}As . Les deux réactions sont trop proches pour espérer séparer les produits, de plus, la résolution en charge s'est dégradée durant la prise de donnée. Nous avons donc décidé d'abandonner l'exploitation des données de ^{75}As . Nous nous concentrerons sur l'étude des réactions $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$.

La raison de cette dégradation de la qualité des données reste à trouver, par exemple il serait important de déterminer si ce problème est lié à la mauvaise qualité du faisceau SPIRAL ou bien à une défaillance des détecteurs, suite à une forte irradiation par exemple. Une étude dédiée à ce problème en utilisant un détecteur comme INDRA, capable de mesurer les réactions, pourrait apporter des réponses.

Au terme de cette phase de réduction des données, nous avons obtenu des fichiers d'évènements qui contiennent des produits avec leur charge, leur énergie ... et nous avons construit 3 observables : la charge totale Z_{tot} , l'énergie totale E_{tot} et la multiplicité totale M de chaque évènement.

$$Z_{tot} = \sum_{i=1}^M Z_i \quad (3.11)$$

$$E_{tot} = \sum_{i=1}^M E_i \quad (3.12)$$

où Z_i et E_i sont respectivement le numéro atomique et l'énergie cinétique détectée de la particule d'indice i de l'évènement considéré. Ces grandeurs nous serviront à sélectionner les évènements d'intérêt. C'est cette sélection que nous présentons dans le chapitre suivant.

Pré-analyse et sélection des événements

Dans ce chapitre nous allons commencer par une pré-analyse des données afin d'apprécier, de manière qualitative mais aussi quantitative, la valeur du jeu de données collecté pendant l'expérience E475S. Dans la section 4.1.1 l'étude se fera en examinant l'influence des différents contaminants présents dans la cible et dans le faisceau radioactif de ^{75}Kr . Les résultats expérimentaux peuvent aussi être influencés par les erreurs liées aux événements de double comptage discutés dans le second paragraphe. Dans ce deuxième paragraphe nous donnerons également des critères de sélection qui nous permettront de rejeter de l'analyse ces effets de double comptage.

4.1 Pré-analyse

4.1.1 Influence des contaminants

Lors de la vérification des cartes brutes *Chlo-Si* (cf. § 3), on a remarqué la présence de plusieurs contaminants dans les données. Dans ce paragraphe nous considérons ces contaminants et nous allons étudier leur influence sur nos analyses. La liste des contaminant est la suivante :

- Oxygène présent dans la cible dû à l'oxydation du ^{40}Ca ;
- Tantale présent dans la cible provenant du creuset utilisé pour sa fabrication ;
- pollution du faisceau de ^{75}Kr en ^{75}As quel que soit l'état de charge ;
- pollution du faisceau de $^{75}\text{Kr}^{12+}$ en ^{100}Mo et ^{50}Cr ;

Dans la suite de cette section, il est bon de noter que tous les taux de comptage (de diffusion élastique, de résidus d'évaporation ...) utilisés pour estimer les taux de contaminations sont obtenus à partir des données recueillies avec $M_{dec} = 1$.

Ta dans la cible

Lorsque l'on regarde les matrices *Chlo-Si* des couronnes arrières à partir de la couronne 6 (voir fig. 3.10 p. 46), on voit clairement deux pics de diffusion élastique. Le pic qui est le plus peuplé est à basse énergie dans le détecteur silicium. Ce pic correspond au projectile diffusé sur le noyau cible ^{40}Ca . Le pic à plus haute énergie dans le détecteur silicium et de faible statistique est associé à la diffusion élastique du projectile sur un noyau contaminant plus lourd que le ^{40}Ca . Des calculs cinématiques révèlent que le ^{181}Ta serait un bon candidat. Les fabricants de la cible ont confirmé que la pollution de noyaux de ^{181}Ta était possible et qu'elle serait de l'ordre de 5%, ce qui n'est pas pénalisant pour l'expérience.

Considérons maintenant le domaine angulaire de diffusion où les deux processus sont bien séparés sur la carte *Chlo-Si* (c-a-d couronne $i \geq 6$). Pour chaque angle, le nombre de projectiles ^{78}Kr , diffusés sur

un noyau de ^{181}Ta et mesurés dans la couronne i , est donné (d'après la définition de la section efficace donnée dans le chapitre 1) par :

$$\begin{aligned} N_{elast,i}(^{181}\text{Ta}) &= N_{proj}N_{cible}(^{181}\text{Ta}) \int_{\Delta\Omega_i} \frac{d\sigma_{elast}}{d\Omega} (^{78}\text{Kr} + ^{181}\text{Ta}, \theta) d\Omega. \\ &= N_{proj}N_{cible}(^{181}\text{Ta}) I_{elast,i}(^{181}\text{Ta}) \end{aligned} \quad (4.1)$$

où $I_{elast,i}$ est la section efficace de diffusion élastique intégrée sur le domaine angulaire (ou angle solide) $\Delta\Omega_i$ couvert par la couronne i . Il faut prendre en compte les modules de la couronne n'ayant pas fonctionné et ceux enlevés de l'analyse. Pour cela, du fait que chaque module d'une même couronne couvre le même angle solide, nous utiliserons l'angle solide effectif de la couronne i qui se réduit au produit de $\Delta\Omega_i$ par rapport du nombre du modules effectifs au nombre total de modules dans la couronne i . La diffusion élastique du ^{78}Kr sur le ^{181}Ta est toujours purement Rutherford ($I_{elast,i} = I_{Ruth,i}$) aux angles couverts par la couronne 6 et 7. Ceci a été constaté en vérifiant que le rapport $N_{elast,i}(^{181}\text{Ta})/I_{elast,i}(^{181}\text{Ta}) = K(^{181}\text{Ta})$ reste constant quelle que soit la couronne $i \geq 6$. Prenons le cas de la couronne 7 car les pics des deux diffusions élastiques sont clairement distincts. La diffusion élastique Rutherford intégrée sur l'angle solide effectif de la couronne 7 est $I_{Ruth,7}(^{181}\text{Ta}) = 7.34 \text{ b}$. Le nombre de diffusions élastique sur le ^{181}Ta dans la couronne 7 est $N_{elast,7}(^{181}\text{Ta}) = 3274$. Ce nombre est obtenu en prenant en compte seulement les évènements avec une multiplicité totale $M_{tot} = 1$ afin d'enlever la contribution des composantes quasi-élastique et inélastique. En effet pour cette diffusion élastique, seul le projectile est détecté. En divisant le nombre $N_{elast,7}(^{181}\text{Ta})$ par l'intégrale $I_{Ruth,7}(^{181}\text{Ta})$ nous déduisons la valeur de la constante $K(^{181}\text{Ta}) = 446 \text{ b}^{-1}$. Cette constante contient les valeurs inconnues du nombre de particules incidentes (intensité du faisceau) et la quantité de ^{181}Ta contaminant dans la cible.

Aux angles avant (couronnes 2 à 5), la résolution des détecteurs ne permet pas de distinguer les deux diffusions élastiques et dans ce cas le taux de comptage de l'îlot observé sur la matrice *Chlo-Si* est donné par :

$$\begin{aligned} N_{elast,i}(total) &= N_{elast,i}(^{40}\text{Ca}) + N_{elast,i}(^{181}\text{Ta}) \\ &= N_{proj}N_{cible}(^{40}\text{Ca}) I_{elast,i}(^{40}\text{Ca}) + \\ &\quad N_{proj}N_{cible}(^{181}\text{Ta}) I_{elast,i}(^{181}\text{Ta}). \end{aligned} \quad (4.2)$$

Pour la couronne 4, 21 modules sur 24 ont fonctionné. De la même façon que pour la couronne 7 et en utilisant les mêmes conditions, nous avons pour la couronne 4 : $I_{Ruth,4}(^{40}\text{Ca}) = 5.0 \text{ b}$; $I_{Ruth,4}(^{181}\text{Ta}) = 66.4 \text{ b}$; et le nombre de coups total dans le pic de diffusion élastique $N_{elast,4}(total) = 464657$.

En partant du rapport $N_{elast,7}(^{181}\text{Ta})/N_{elast,4}(total)$, déduit des formules 4.1 et 4.2, on arrive au rapport suivant :

$$\begin{aligned} R &= \frac{N_{cible}(^{181}\text{Ta})}{N_{cible}(^{40}\text{Ca})} \\ &= \frac{I_{Ruth,4}(^{40}\text{Ca})}{(N_{elast,4}(total)/N_{elast,7}(^{181}\text{Ta}))I_{Ruth,7}(^{181}\text{Ta}) - I_{Ruth,4}(^{181}\text{Ta})} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Le taux de contamination de ^{181}Ta dans la cible est finalement donné par :

$$\tau(^{181}\text{Ta}, cible) = \frac{N_{cible}(^{181}\text{Ta})}{N_{cible}(^{181}\text{Ta}) + N_{cible}(^{40}\text{Ca})} = \frac{R}{1 + R} \quad (4.4)$$

ce qui donne $\tau(^{181}\text{Ta}, \text{cible}) = 0.5\%$, c'est-à-dire une proportion largement inférieure au 5% donnée par le fabricant de la cible. Remarquons que pour plus de commodité, nous n'avons pas introduit la contribution de la diffusion élastique sur la cible de ^{16}O dans les expressions 4.2 et 4.4. La prise en compte de ce deuxième contaminant dans les précédents calculs tend à diminuer l'estimation du taux de contamination en ^{181}Ta de la cible.

L'étape suivante est de déduire le taux de comptage aux angles avant correspondant à la diffusion élastique sur le ^{181}Ta , c'est-à-dire de calculer $N_{elast,i}(^{181}\text{Ta})$ et $N_{elast,i}(^{40}\text{Ca})$ pour les couronnes à l'avant ($i = 2, 3, 4, 5$), en particulier pour la couronne 4. Cette couronne couvre un domaine angulaire ($7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$) dans lequel la section efficace de diffusion $^{75,78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ est purement coulombienne. La diffusion élastique dans la couronne 4 servira donc à normaliser les taux de comptage des produits de réaction pour l'extraction de leurs sections efficaces. Les raisons ainsi que la méthode seront discutées plus en détail dans la section 5.4.1. Le nombre de diffusions élastiques du ^{78}Kr sur le ^{181}Ta mesurées dans la couronne 4 est donné par $N_{elast,4}(^{181}\text{Ta}) = K(^{181}\text{Ta}) \times I_{Ruth,4}(^{181}\text{Ta})$. On trouve finalement $N_{elast,4}(^{181}\text{Ta}) = 29614$ ce qui signifie que 6% de la statistique du pic de diffusion élastique observé dans la carte *Chlo-Si* de la couronne 4 ($N_{elast,4}(\text{total})$) est de la diffusion sur le ^{181}Ta . Nous avons retranché ce taux de comptage pour le calcul des valeurs absolues des sections efficaces de production des fragments (cf. § 5.4 p.103).

^{16}O dans la cible

Dans les cartes *Chlo-Si* de la couronne 2, la présence d'un îlot associé à des résidus d'évaporation a permis de mettre en évidence la contamination en O de la cible provenant très probablement de l'oxydation du Ca pendant les différentes manipulations entre la fabrication et l'installation de la cible. Nous n'avons pas pu empêcher complètement l'oxygène de se déposer dans la cible même en l'ayant manipulé sous atmosphère d'argon. Il est donc nécessaire de connaître, de manière quantitative, l'impact de cette contamination à la fois sur la diffusion élastique mais aussi dans les taux de productions de produits de réaction (fragment de fission, FMI ...).

Pour estimer le taux de contamination par l'oxygène, le seul élément dont on dispose est le nombre de RE détectés dans la couronne 2 ($\langle \theta_{lab} \rangle = 3.76^\circ$) (cf. le contour sur la fig. 3.8) que l'on appelle $N_{R.E.,2}(^{16}\text{O})$ et qui est égal à 744 pour la réaction $^{78}\text{Kr}+^{16}\text{O}$ à 5.5 AMeV. La section efficace des RE intégrée sur l'angle solide de la couronne 2 a été calculée avec le code GEMINI en prenant pour moment angulaire maximum pour la fusion celle de la référence [2], c'est-à-dire $34\hbar$. La section efficace intégrée pour la couronne 2 après correction pour l'angle solide effectif est $I_{R.E.,2}(^{16}\text{O}) = 7.83$ mb. La relation suivante :

$$N_{R.E.,2}(^{16}\text{O}) = N_{proj}N_{cible}(^{16}\text{O}) * I_{R.E.,2}(^{16}\text{O}) \quad (4.5)$$

permet de remonter au produit $N_{proj}N_{cible}(^{16}\text{O}) = K(^{16}\text{O}) = 95000 \text{ b}^{-1}$.

A partir de nos données, il est impossible de séparer la contribution de la diffusion élastique du ^{78}Kr sur le noyau cible de ^{16}O de celle de la diffusion sur un noyau cible de ^{40}Ca . Regardons alors l'influence de cette contamination sur la diffusion élastique dans la couronne 2 ($\langle \theta_{lab} \rangle = 3.76^\circ$) qui nous donne une estimation majorée de l'erreur induite par la présence de ^{16}O dans la cible. En effet, cette couronne couvre les angles les plus faibles, et la probabilité de diffusion élastique du projectile est piquée aux petits angles. Pour cette couronne, supposons que la section efficace du ^{78}Kr sur un noyau cible de ^{16}O intégrée sur l'angle solide effectif de la couronne 2, est donnée par la section efficace de Rutherford. On obtient

alors $I_{elast,2}(^{16}O) = 3.46$ b. En utilisant la valeur de $K(^{16}O)$ trouvée précédemment, nous obtenons pour le nombre de projectiles diffusés sur un ^{16}O dans la direction de la couronne 2, $N_{elast,2}(^{16}O) = 328\,700$. Ce qui représente environ 32% de la statistique du pic élastique total observé dans la couronne 2. Cela signifie que pour calculer les sections efficaces absolues des fragments nous ne pouvons pas nous normaliser à la diffusion élastique mesurée à la couronne 2 parce que la contribution de la diffusion élastique sur le ^{16}O est élevée. Par contre en utilisant l'expression semi-classique pour le calcul de l'angle d'effleurement (cf. § A.3 p. 174) on trouve $\theta_{graz} = 43,6^\circ$ dans le centre de masse, soit $\sim 6^\circ$ dans le laboratoire. Rappelons que pour cet angle la diffusion élastique représente environ 25% de la valeur donnée par une diffusion élastique purement coulombienne. On peut donc estimer que pour la couronne 4 ($\theta_{c.m.} \sim 80^\circ$) le rapport $\sigma_{elast}/\sigma_{ruth}$ soit nettement plus faible que cette valeur de 25%. En prenant 10% et en injectant la valeur de $K(^{16}O)$ obtenue ci-dessus on déduit environ 15000 coups qui est négligeable par rapport à $N_{elast,4}(total) = 464\,657$. Même si les hypothèses faites pour estimer le taux de contamination en ^{16}O sont très simples, nous concluons que l'oxygène n'influence pas le nombre de coups pour la diffusion élastique sur le ^{40}Ca quel que soit l'angle de diffusion au-delà de la couronne 4.

Avant cette étape, nous avons vérifié que la présence de ^{16}O n'avait pas d'impact sur la mesure des résidus d'évaporation (RE). En effet, puisque les RE, en cinématique inverse, ont une vitesse proche de celle du centre de masse, il n'y a pas de recouvrement entre les RE de la réaction $Kr+Ca$ et la réaction $Kr+O$ (voir fig. 3.8 et 3.9 p.44). Nous venons donc de vérifier que l'impact sur la diffusion élastique est négligeable. Cependant il reste à vérifier que la mesure des fragments de charge ($3 \leq Z \leq 28$) n'est pas polluée par la présence d'autres fragments produits par des réactions sur ce contaminant. Nous pouvons tout de même constater que les résultats d'une simulation avec GEMINI présentés dans la figure 3.9 montrent une nette séparation entre les fragments de charge $3 \leq Z \leq 28$ produits dans la réaction $^{78}Kr+^{16}O$ et ceux produits dans la réaction $^{78}Kr+^{40}Ca$ sur la matrice *Chlo-Si*. Cependant, cette propriété cinématique n'est pas suffisante pour juger de l'influence de la contamination car elle peut dépendre d'ingrédients qui ne sont pas pris en compte dans le modèle, comme par exemple l'influence du moment angulaire associé au mouvement relatif des fragments.

Afin de vérifier l'impact de l' ^{16}O dans la cible sur les fragments de fission, nous pouvons aussi nous appuyer sur des mesures données dans la littérature pour des réactions très proches de la réaction $^{78}Kr+^{16}O$ à 5.5 AMeV, en terme de voie d'entrée et d'énergie. Par exemple, la réaction $^{78}Kr+^{12}C$ à 6.03 AMeV d'énergie de bombardement [2]. Dans ce papier, les sections efficaces totales de fragments de fission asymétrique sont tabulées en fonction de la charge du fragment. Dans cette réaction, le C est le fragment ayant la section efficace la plus grande, $\sigma_C(^{12}C) = 1.4$ mb. Ici nous adoptons la notation $\sigma_C(cible)$ qui dénote la section efficace de production de C dans la réaction entre le ^{78}Kr et la cible *cible*. Puisque les deux systèmes sont très proches nous supposons que $\sigma_C(^{16}O) \sim \sigma_C(^{12}C)$. Nous allons donc nous concentrer sur l'émission de C qui nous donnera une borne supérieure de l'erreur engendrée par les produits de la réaction $^{78}Kr+^{16}O$.

Supposons un recouvrement complet des produits de réaction. De ce fait on suppose que la vitesse moyenne dans le laboratoire des fragments est identique pour les deux réactions $^{78}Kr+^{16}O$ et $^{78}Kr+^{40}Ca$. On peut alors aisément déduire, à partir de la composition des vitesses (voir fig. 2.7), la vitesse d'émission dans le centre de masse d'un noyau de carbone émis dans la réaction $^{78}Kr+^{16}O$ à un angle moyen correspondant par exemple à la couronne 4 ($\langle \theta_{lab} \rangle = 8.55^\circ$). La vitesse du noyau composé pour la réaction $^{78}Kr+^{16}O$ est de 3,33 *cm/ns* et on déduit une vitesse d'émission de 2.03 *cm/ns* et un angle moyen d'émission dans le centre de masse de 20.8° . On peut donc calculer le jacobien 0.181

(eq. 5.7). Sachant que $\sigma_C(^{16}O) \sim \sigma_C(^{12}C)$ et en supposant une distribution angulaire en $1/\sin\theta_{c.m.}$, on peut déduire la constante de normalisation de telle sorte que l'intégrale soit 1.4 mb . On trouve alors que la constante est égale à 0.071 et on peut injecter ces valeurs pour calculer le nombre de coups attendu pour la couronne 4. Nous trouvons 4 coups. ($N_{proj} * K(^{16}O) = 95 * 1.1 \text{ mb/sr} * 1.77 * 21 * 10^{-3}$). On peut donc conclure que le comptage correspondant à la réaction sur l'oxygène est négligeable. Le même calcul peut être effectué pour les autres fragments et conduit à la même conclusion.

^{50}Cr et ^{100}Mo dans le faisceau de ^{75}Kr

Le faisceau initial de ^{75}Kr avait un état de charge $Q = 12+$. Pendant l'analyse en ligne, nous avons observé deux pics de diffusion élastique en plus de celui attendu pour la réaction $^{75}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. L'énergie de ces deux pics est très différente de celle du pic de la diffusion élastique $^{75}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Nous avons identifié ces deux pics associés à la présence de ^{50}Cr ($Q = 8+$) et de ^{100}Mo ($Q = 16+$) dans le faisceau. Ces deux éléments sont contenus dans l'ensemble cible-source. Nous avons choisi de fonctionner avec l'état de charge $Q=13+$ pour le faisceau de ^{75}Kr . Ce changement a permis d'éliminer les faisceaux de ^{50}Cr et de ^{100}Mo . Finalement, la majorité des données recueillies avec le faisceau de ^{75}Kr ont été prises avec ce réglage.

TAB. 4.1: Liste et proportion des contaminants dans faisceau SPIRAL ^{75}Kr . $N_{elast,4}$ est le nombre de projectiles de la diffusion élastique mesurés dans la couronne 4 ($7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$).

	Faisceau	
	$^{75}\text{Kr}^{12+}$	$^{75}\text{Kr}^{13+}$
^{50}Cr	26.10 %	/
^{75}As	73.05 %	98.8 %
^{75}Kr	0.84 %	1.1 %
^{100}Mo	0.02 %	/

^{75}As dans le faisceau de ^{75}Kr

Un autre contaminant du faisceau SPIRAL de ^{75}Kr a été décelé hors ligne. En effet, un pic de diffusion élastique de ^{75}As (isotope le plus stable de $Z = 33$) a été observé dans les matrices *Chlo-Si* (voir fig. 3.12 p. 48) avec une statistique beaucoup plus importante que celle du ^{75}Kr , ce qui est étonnant si le ^{75}As était produit lors de réactions primaires induites par le faisceau de ^{78}Kr . De plus ce contaminant est présent quel que soit l'état de charge du faisceau (12+ ou 13+). L'accumulation de la statistique était nécessaire pour pouvoir compter chaque ligne de Z et ainsi se rendre compte que ce n'était pas un pic de diffusion élastique du ^{75}Kr mais du ^{75}As . Les deux noyaux ont une valeur de rigidité magnétique $B\rho$ compatible avec l'acceptance de CIME. De plus, il s'est avéré que même avec une intensité constante du faisceau primaire de ^{78}Kr , le taux de production de ^{75}As augmentait au cours du temps. Enfin, le ^{75}As est un noyau stable contenu dans l'ensemble cible-source. Après l'expérience, il a été mis en évidence par spectroscopie de masse, que ce contaminant était réellement présent dans la cible de SPIRAL (même sans présence du faisceau). Cette cible en ^{12}C a une structure spécifique afin de faciliter la migration des

ions produits. Le projectile ^{75}As proviendrait des bains dans lesquels serait trempé le matériau (le ^{12}C) pour lui donner cette structure particulière.

La proportion de ^{75}As dans le faisceau peut aussi être déterminée en utilisant la formule reliant le taux de comptage à la section efficace (cf. annexe A p. 173) et en utilisant le facteur de normalisation $K(^{40}\text{Ca})$ donné précédemment. Les résultats pour les deux états de charge du faisceau sont donnés dans le tableau 4.1. Avec une proportion avoisinante les 99% nous pouvons considérer finalement que le faisceau délivré par SPIRAL est un faisceau stable de ^{75}As pollué par un contaminant radioactif, le ^{75}Kr .

4.2 Double comptage

4.2.1 Présentation du problème

Un des aspects du présent travail est l'extraction des sections efficaces absolues. Pour cela, il est important d'estimer et de rejeter de l'analyse les événements de double comptage. Cela correspond à la superposition des produits de réactions et/ou de diffusion élastique pendant l'ouverture des fenêtres d'acquisition et de codage. Cette superposition peut se produire lorsque l'intensité du faisceau est très élevée, la cible trop épaisse, ou encore les fenêtres d'acquisition trop longues. Une seconde réaction est enregistrée pendant le traitement du premier événement. Un moyen de pallier cet inconvénient est de réduire l'intensité du faisceau, ce qui conduit à augmenter la durée d'irradiation de façon trop élevée. Pour notre expérience, nous avons utilisé un faisceau de 10^9 particules/seconde ce qui est acceptable. Néanmoins, il est important de vérifier et de contrôler le double comptage. En effet, un des aspects qu'il faut conserver en mémoire est le fait que nous utilisons INDRA pour une expérience de basse énergie, et il faut évaluer la qualité de la réponse de ce détecteur dans ce domaine d'énergie.

4.2.2 Identification du double comptage

Comme nous l'avons signalé dans le chapitre précédent, nous avons généré des événements qui contiennent l'ensemble des produits détectés avec leur charge et leur énergie, ainsi que trois observables globales : l'énergie totale détectée E_{tot} , la charge totale détectée Z_{tot} et la multiplicité totale M_{tot} de l'évènement. Nous avons subdivisé cette dernière grandeur en multiplicité de produits identifiés et de détecteur déclenchés.

Nous allons maintenant utiliser un des atouts important des multidétecteurs de grande efficacité de type INDRA : le contrôle du taux de double réaction. La figure 4.1 montre la corrélation entre E_{tot} et Z_{tot} pour les données de la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$, recueillies en multiplicité de déclenchement $M_{dec} = 1$. Les produits détectés dans les couronnes 2 à 11 sont considérés dans cette analyse. Nous n'avons pas représenté les événements de $Z_{tot} < 6$ pour faciliter la lisibilité des résultats, mais ce choix n'a aucune conséquence sur l'interprétation.

Dans le cas d'un détecteur parfait, si seuls les produits d'une collision sont détectés on s'attendrait à observer dans la matrice E_{tot} - Z_{tot} un point correspondant à la charge et à l'énergie totale disponibles dans la réaction ($Z_{tot} = 56$ et $E_{tot} = A_{proj} * 5.5$ MeV). Les limitations apportées par le détecteur conduisent à ne détecter qu'une partie des produits libérés dans une collision. En conséquence, on s'attend à peupler la région de la carte correspondant à $Z_{tot} \leq 56$ et $E_{tot} \leq A_{proj} * 5.5$ MeV. Nous observons effectivement ces événements. Par contre, nous observons aussi de nombreux événements dont la charge et l'énergie

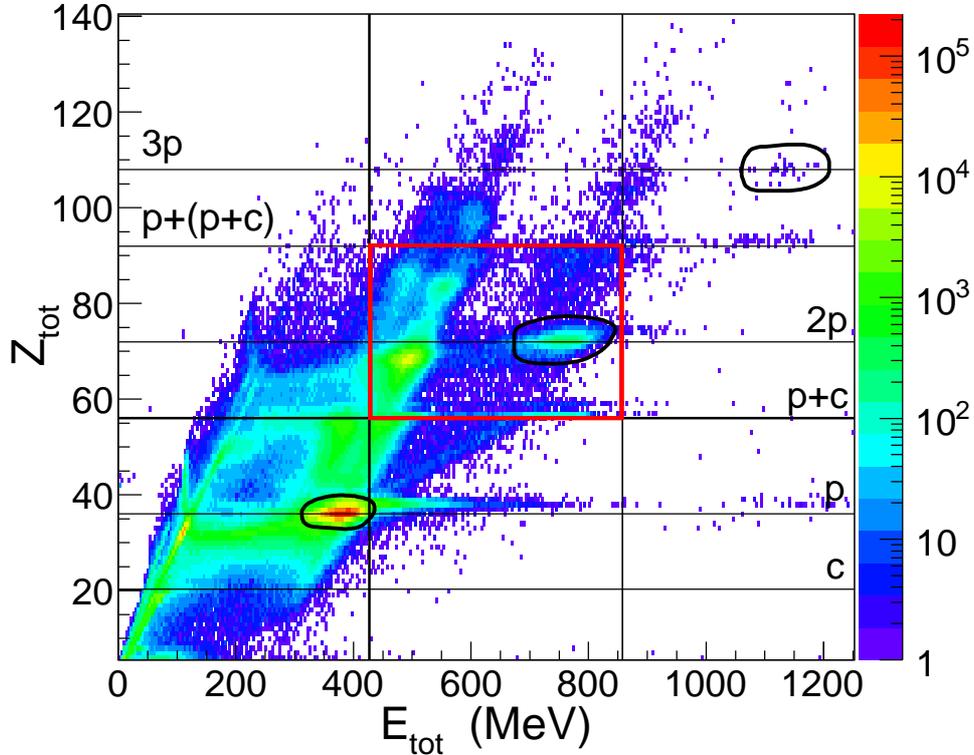


FIG. 4.1: Corrélation entre l'énergie totale E_{tot} et la charge totale Z_{tot} détectées en mode de déclenchement $M_{dec} = 1$ dans les couronnes 2 à 11, correspondant aux événements de la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV. Les 3 contours sont associés aux événements pour lesquels on mesure seulement le projectile ou plusieurs projectiles d'événements différents. Les lignes horizontales correspondent à un Z_{tot} égal au Z de la cible (c) ou du projectile (p) ou d'une combinaison des deux. Les lignes verticales représentent une énergie totale égale à une ou deux fois l'énergie disponible ($5.5 * A_{proj}$).

totale détectées excèdent les limites imposées par une seule réaction. Ces événements sont associés à des superpositions de plusieurs collisions.

Sur la figure 4.1 on voit clairement la séquence correspondant à la détection de 1, 2 ou trois projectiles ($Z_{tot}=36, 72, 108$). Effectivement, on s'attend à ce que le multiple comptage soit plus visible pour la diffusion élastique qui représente une section efficace très grande par rapport aux autres processus. En intégrant le taux de comptage de ces trois zones on obtient respectivement $N_1 = 3061533$, $N_2 = 13778$, $N_3 = 30$. On vérifie donc que le taux d'événements contenant deux projectiles est faible $N_2/N_1 = 0.005$. Puisque la section efficace de diffusion élastique aux angles avant est élevée, les événements pour lesquels deux projectiles sont détectés correspondent à des diffusions vers l'avant et nous l'avons vérifié.

Puisque la diffusion élastique est caractérisée par une section efficace élevée on s'attend à observer les différents couples projectile-cible possibles avec la détection de l'un des deux ou les deux membres du couple. Examinons la zone représentée par un rectangle rouge sur la figure 4.1 (limites Z_{tot} E_{tot} correspondant aux points (56, 426) ; (56, $2*426$) ; (92, $2*426$) ; (92, 426)). On observe quatre zones de population qui correspondent à des événements bien mesurés d'une réaction (tous les produits libérés

dans la collision ont été détectés, c'est à dire un événement complet) auxquels s'ajoutent la détection du projectile et/ou de la cible associée à la diffusion élastique induite par un second projectile.

- Un événement complet auquel s'ajoute un second projectile détecté dans les couronnes avant ($Z_{tot} = 92$);
- un événement complet auquel s'ajoute la cible de recul associée à la diffusion élastique dans laquelle le projectile est diffusé dans une direction proche de zéro et non couverte par les couronnes du détecteur ($Z_{tot} = 76$);
- La superposition de deux projectiles diffusés élastiquement ($Z_{tot} = 72$);
- un quatrième îlot dont l'interprétation reste à faire.

Le même type d'inventaire peut être effectué dans le cas où plus de deux collisions ont été collectées dans le même événement.

L'étape suivante de l'analyse consiste à éliminer les événements contenant deux collisions. Les critères très simples de sélection par $Z_{tot} < 60$ et $E_{tot} < 1.1 \times A_{proj} \times 5.5$ MeV peuvent être appliqués. La limite supérieure pour la charge totale excède légèrement la charge disponible dans la réaction ($Z = 56$) afin de prendre en compte les erreurs d'identification. Cependant ce lot d'événements peut contenir deux types d'événements contenant les produits de deux collisions :

- a) un événement dans lequel un projectile de diffusion élastique a été détecté en même temps qu'une mesure incomplète des produits d'une seconde réaction ;
- b) un événement dans lequel se superpose la mesure incomplète des produits de deux collisions.

Le premier cas est facilement identifiable puisqu'une diffusion élastique est caractérisée par une multiplicité de produits chargés au plus égale à 2. Un critère sur la multiplicité et un examen de la charge des produits mesurés en coïncidence avec le projectile permet de rejeter ce type d'événement.

La classe b) est plus compliquée à isoler par l'aide de moyen simple comme par exemple des corrélations angulaires entre les fragments. En effet, on s'attend à une composante dominante de processus de type binaire, c'est-à-dire de collisions conduisant à la formation de deux fragments dont les charges représentent la quasi-totalité de la charge disponible. On s'attend à ce que les deux fragments soient éjectés dans des directions opposées dans le centre de masse. Un défaut important d'alignement devrait raisonnablement indiquer que les deux fragments ne sont pas corrélés et donc sont associés à deux collisions indépendantes. Cependant cette méthode ne s'applique pas à des événements contenant deux fragments légers associés à deux collisions.

Pour estimer la probabilité d'observer un événement de la classe b), on considère qu'une collision donnée conduit à une diffusion élastique ou à une réaction. On a donc

$$P_{coll} = P_{1,elas} + P_{1,react}.$$

Puisque les deux collisions sont indépendantes, la probabilité d'observer un événement de classe b) est donc

$$P_b = P_{1,react} * P_{2,react},$$

où $P_{1,react}$ et $P_{2,react}$ sont respectivement la probabilité d'avoir une seule réaction et la probabilité d'avoir une seconde réaction dans la couronne considérée. On peut appliquer le raisonnement aux taux de comptage et l'appliquer à une couronne. On prend des événements de type $M_{dec} = 1$, couronne 3 par exemple

(avec les critères sur Z_{tot} et E_{tot}). On suppose a priori que la superposition est faible. On dispose de N_1 et N_2 (voir ci-dessus) et le rapport N_2/N_1 donne une estimation de la proportion d'événement contenant deux diffusions élastiques. Bien que N_1 et N_2 correspondent à l'ensemble des couronnes, ces deux valeurs sont dominées par les comptages dans la couronne 2. Mais on l'applique pour la couronne 3, cela maximise le taux de superposition. Donc $P_{1, reac}$ est associée à $N_{1, reac}$, le taux de comptage de $Z = 6$ à $Z = 30$ couronne 3 avec $M_{dec} = 1$, et $P_{2, reac}$ est associée à $N_{2, reac}$, le nombre de deuxièmes réactions dans la même couronne. Soit $N_{1, elas}$ le taux de comptage élastique de $Z = 36$ couronne 3 avec $M_{dec} = 1$. Une bonne estimation de $P_{1, reac}$ est donnée par $P_{1, reac} = N_{1, reac}/N_{1, elas}$. Le rapport N_2/N_1 donne la probabilité d'observer un second projectile. L'étape suivante consiste à estimer $N_{2, reac} = P_{1, reac} * (N_2/N_1)$ qui donne le taux de comptage associé à la seconde réaction. Donc le taux de superposition de deux réactions est

$$\frac{N_{2, reac}}{N_{1, reac}} = \frac{1}{N_{1, elas}} \frac{N_2}{N_1}.$$

Ceci est très faible et négligeable pour notre analyse.

4.2.3 Les critères de sélection

Bien que le multidétecteur INDRA recouvre 90% de 4π stéradians, que sa granularité soit élevée et que ses seuils de détection soient relativement faibles (cf. § 2.4 p. 26), il ne permet pas la détection complète des particules produites dans chaque évènement. Ceci pour plusieurs raisons : les particules neutres telles que les neutrons ne sont pas détectées ; des particules peuvent être perdues dans les zones mortes du multidétecteur ou dans les régions non couvertes ; dans les collisions périphériques, la cible de recul a une énergie insuffisante pour passer les seuils de détection aux angles avant ; et problème de seuil similaire aux angles arrières pour les fragments les plus lourds. De plus la présence d'éventuels contaminants, d'effet de double comptage dans les détecteurs peuvent induire des erreurs dans l'analyse qu'il serait bon de réduire. Dès lors il est essentiel de sélectionner les évènements d'intérêt. C'est dans cet objectif que nous imposons certain des critères à chaque évènement pour l'analyse. De plus, l'utilisation d'INDRA donne un choix de critères que nous pouvons combiner. Effectivement sa géométrie et ses propriétés d'identification permettent de construire des observables physiques, telles que la multiplicité totale M_{tot} , l'énergie totale E_{tot} et la charge totale Z_{tot} d'un évènement qui seront contraints lors de la validation de l'évènement. Cependant nous devons faire attention de ne pas rejeter les évènements incomplets car ceci mènerait à une perte d'information indispensable dans l'obtention des sections efficaces.

Les critères de sélection utilisés sont les suivants :

- **Critère sur le Z_{tot}** : le critère $Z_{tot} \leq 60$ doit être systématiquement respecté quelle que soit l'analyse effectuée. La limite en Z_{tot} excède légèrement la charge totale disponible ($Z_{tot} = 56$) afin de prendre en compte l'incertitude sur l'identification en charge. Ce critère permet d'éliminer une partie importante d'évènements de double comptage ;
- **Critère sur le E_{tot}** : nous imposons systématiquement le critère $E_{tot} \leq 1.1 \times E_{lab}$ où E_{lab} est l'énergie totale dans le laboratoire donnée par $E_{lab} = A_{proj} \times E_b$. Le facteur 1.1 permet une prise en compte d'éventuelles erreurs sur la calibration des détecteurs ;
- **Critères sur le M_{tot}** : La multiplicité totale intervient dans plusieurs critères d'intérêts différents. Lors de la sélection d'évènement de diffusion élastique pour lequel le projectile est émis à un angle

$\theta_{lab} \leq 10^\circ$ (c-à-d vers les couronnes 2 à 4) nous demandons à ce que $M_{tot} = 1$. En effet, à ces angles de diffusion, le noyau cible de recul n'est pas détecté car son énergie ne lui permet pas de sortir de la cible ou de dépasser les seuils de détections. Ainsi nous éliminons d'éventuels doubles comptages mais aussi les diffusions quasi-élastiques et les réactions de transfert pour lesquelles les γ ou les particules émises auraient déclenchés un détecteur d'INDRA. Pour la sélection de produits de collisions les plus centrales (fission, FMI) nous demandons à ce que l'évènement ait une multiplicité totale $M_{tot} > 2$. Ce critère permet d'éliminer la bande verticale observée dans les matrices *ChIo – Si* qui est associée à une multiplicité $M_{tot} = 1$. Cette bande peut modifier la forme des spectres en énergie pour les fragments de charge $Z \gtrsim 10$ (voir fig. 4.2 et 4.4) ;

- **Critère sur le code d'identification** : lors de l'analyse concernant les fragments ou les particules légères on ne considère que les codes 2, 3 et 4. Pour l'étude des résidus d'évaporation aucune sélection en code d'identification n'a été appliquée.

4.2.4 Apport du critère en multiplicité sur la diffusion élastique

Comme nous le verrons au chapitre 5, nous déduisons les sections efficaces absolues en utilisant une méthode de normalisation à la diffusion élastique dont il est possible de connaître la valeur absolue des sections efficaces différentielles. Par conséquent, il est nécessaire de rejeter les doubles comptages de diffusion élastique même si on peut s'attendre à une faible contribution du double comptage. Nous nous intéressons particulièrement à la diffusion élastique dans la direction de la couronne 4 ($7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$) qui nous a servi pour la normalisation. A partir d'études des coïncidences avec le projectile de diffusion élastique à ces angles d'émissions, nous avons vérifié que seul le projectile était mesuré lorsque la diffusion élastique était associée à la réaction sur le ^{40}Ca . En revanche, pour les diffusions élastique sur le ^{16}O , la cible de recul est détectée. Par conséquent, en imposant que la multiplicité totale de détecteurs touchés M soit égale à 1 pour le comptage des diffusions élastiques sur le ^{40}Ca , les doubles comptages de diffusion élastique ainsi que celles sur le ^{16}O sont rejetées. De plus cette condition élimine aussi les réactions inélastiques pour lesquelles au moins une des particules légères produites déclenche un second détecteur.

4.2.5 Apport du critère en multiplicité sur la production de fragments

Pour obtenir les sections efficaces inclusives il faudrait prendre les évènements de multiplicité 1 des évènements de multiplicité de déclenchement $M_{dec} = 1$. Or avec cette multiplicité, la statistique des fragments mesurés est insuffisante. C'est la raison pour laquelle on utilise les runs de multiplicité de déclenchement $M_{dec} = 2$. Dans cette partie nous comparons l'influence du choix de la multiplicité (multiplicité de déclenchement mais aussi multiplicité totale) sur les spectres en énergie et les distributions de charges des fragments.

La figure 4.2 montre deux spectres résultant de la somme des spectres des fragments de charge $20 \leq Z \leq 32$, produits dans la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ et mesurés dans la couronne 4 ($7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$). Les spectres du panel (a) sont associés à une multiplicité de déclenchement $M_{dec} = 1$ et ceux du panel (b) correspondent à $M_{dec} = 2$. Nous avons intégré une gamme en Z pour augmenter la statistique afin qu'elle soit suffisante en $M_{dec} = 1$ pour pouvoir discuter la forme des spectres. Dans chacun des cas en M_{dec} , les spectres sont conditionnés en multiplicité totale (M). On remarque que les spectres avec $M \geq M_{dec}$ sont très différents selon la multiplicité de déclenchement. Avec $M_{dec} = 2$, le spectre a une forme relativement

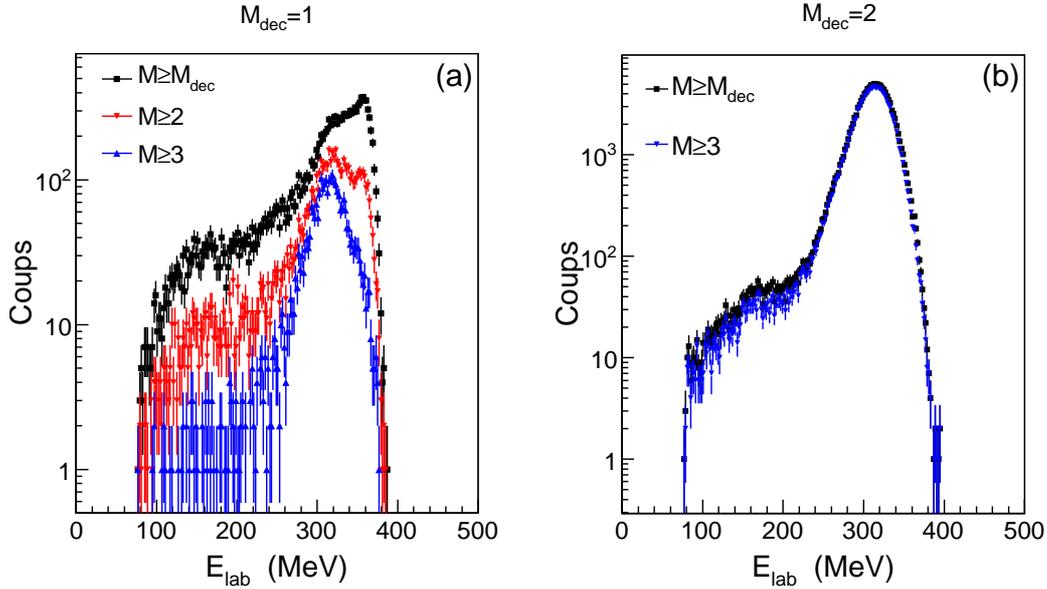


FIG. 4.2: Influence de la sélection en multiplicité (M) sur les spectres intégrés sur les fragments de charge $20 \leq Z \leq 32$. Les spectres correspondent aux fragments de la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ mesurés dans la couronne 4 ($7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$) en multiplicité de déclenchement $M_{dec} = 1$ (a) et $M_{dec} = 2$ (b).

douce avec une seule composante à haute énergie. De plus, en imposant une multiplicité totale minimale égale à 3, ceci n'a aucune influence sur la forme et l'intégrale du spectre. En revanche, dans le cas $M_{dec} = 1$ et $M \geq M_{dec}$, il y a une seconde composante à plus haute énergie. En utilisant la même condition pour reconstruire les matrices d'identification *Chlo-Si*, il s'est avéré que cette deuxième composante était due à la bande verticale observée sur ces matrices et passant par le pic de diffusion élastique, comme illustré sur la figure 4.3a. De plus, si l'on n'impose aucune condition sur la multiplicité totale, la partie basse énergie du spectre ($E_{lab} \lesssim 200$ MeV) pour $M_{dec} = 1$ a une amplitude (relative à l'intégrale) plus importante que celle du spectre associé à $M_{dec} = 2$. Cette amplitude conséquente est provoquée par la bande horizontale observée dans les matrices *Chlo-Si* (voir Fig. 3.8 et Fig. 4.3a). Ces deux types de composantes qui entraînent la déformation du spectre ne sont pas corrélées aux fragments d'intérêt, il faut donc les éliminer. En variant la multiplicité totale, nous voyons sur la figure 4.2 qu'il est possible de les faire disparaître. En effet, à partir de $M \geq 3$ le spectre semble avoir une forme plus en accord avec celui mesuré en $M_{dec} = 2$. La figure 4.3 illustre l'influence des conditions en multiplicité totale sur la matrice d'identification *Chlo-Si* de la couronne 4. Sur les figures 4.3 (b) et (c) il est clair qu'en plus du pic de diffusion élastique, les bandes verticales et horizontales à l'origine de la déformation des spectres sont associées à une multiplicité $M \leq 2$.

Finalement, lorsqu'on analysera les données pour extraire des informations sur les fragments de charge $Z \leq 32$, on imposera la condition $M \geq 3$, puisque celle-ci nettoie les spectres obtenus en $M_{dec} = 1$ et ne modifie pas les spectres obtenus en $M_{dec} = 2$. Sur la figure 4.4 ont été superposés le spectre $M_{dec} = 1$ conditionné par $M \geq 3$ et le spectre $M_{dec} = 2$. On y voit le bon accord entre les deux spectres après la sélection en multiplicité totale.

Maintenant, pour être certain que cette condition en M n'est pas trop restrictive pour l'extraction des

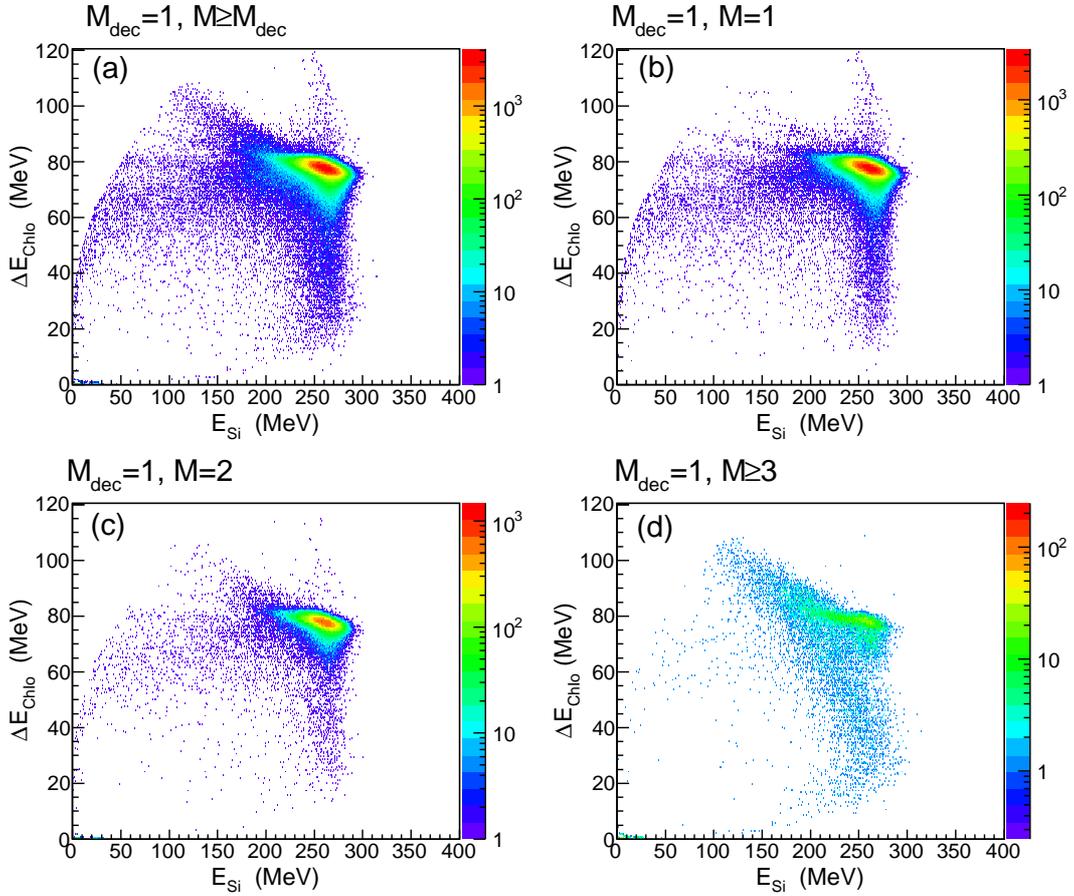


FIG. 4.3: Influence de conditions sur la multiplicité totale (M) sur la matrice d'identification Chlo-Si de la couronne 4 pour la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ et obtenue avec la multiplicité de déclenchement $M_{dec} = 1$: (a) $M \geq M_{dec}$; (b) $M = 1$; (c) $M = 2$; (d) $M \geq 3$.

sections efficaces des fragments, regardons l'influence de cette condition sur les distributions de charges.

Sur les distributions de charges présentées dans la figure 4.5 on voit, comme pour les spectres en énergie, que l'utilisation de la condition $M \geq 3$ en $M_{dec} = 1$ permet de reproduire au mieux la distribution de charges obtenue en $M_{dec} = 2$. Cependant cette sélection réduit considérablement la statistique pour les fragments, ce qui justifie de nouveau l'utilisation des données obtenues en $M_{dec} = 2$ pour extraire les taux de comptages des fragments. Afin de mieux apprécier l'équivalence des deux conditions ($M_{dec} = 1$, $M \geq 3$ et $M_{dec} = 2$ $M \geq M_{dec}$) nous avons reporté à la figure 4.6 les distributions de charges obtenues pour chacune des conditions.

4.3 Double détection dans un même module

On peut avoir des problèmes de double détection si l'acceptance angulaire d'un détecteur est trop grande, c'est-à-dire la détection de deux particules ou plus dans le même détecteur. L'utilisation de cible

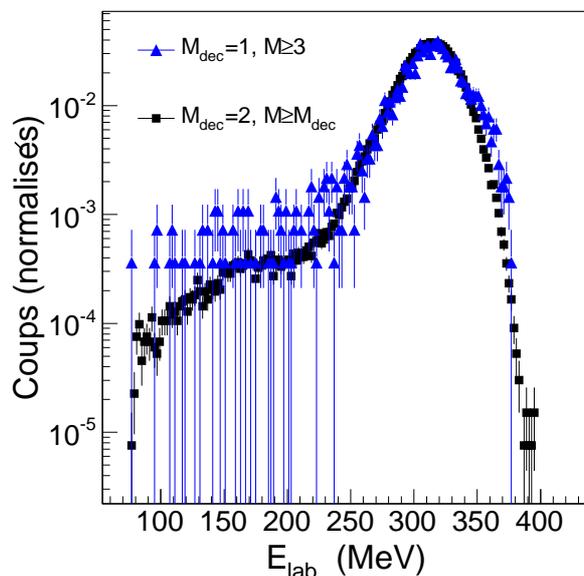


FIG. 4.4: Superposition des spectres en énergie montrant le bon accord entre les données obtenues en $M_{dec} = 1$, contraintes par la sélection $M \geq 3$, et les données obtenues en $M_{dec} = 2$, sans contrainte. Les spectres sont intégrés sur les fragments de charge $20 \leq Z \leq 32$, mesurés dans la couronne 4 ($7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$) pour la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Les barres d'erreur sont de nature statistique.

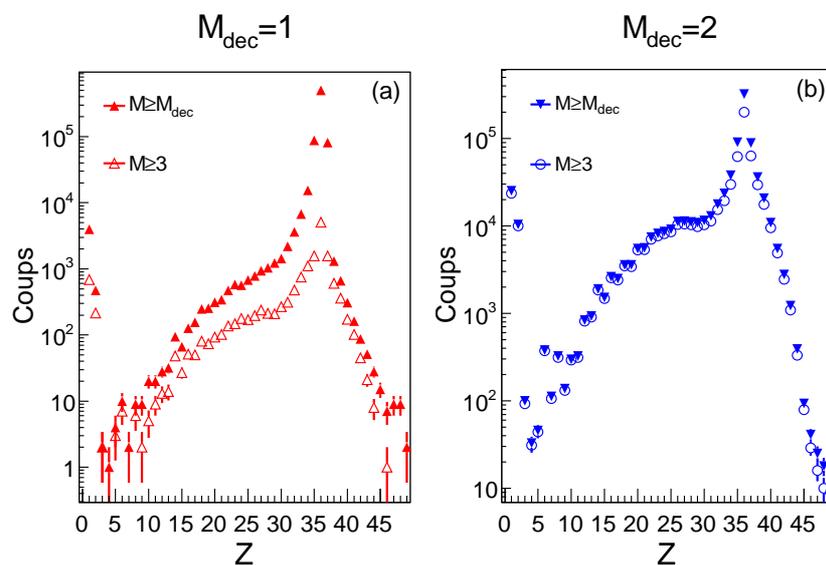


FIG. 4.5: Influence de la sélection $M \geq 3$ sur les distributions de charges des fragments émis dans la direction de la couronne 4 ($7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$) et produits dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Les distributions du panel de gauche sont associées à $M_{dec} = 1$ et celles du panel de droite sont associées à $M_{dec} = 2$. Les barres d'erreur sont de nature statistique.

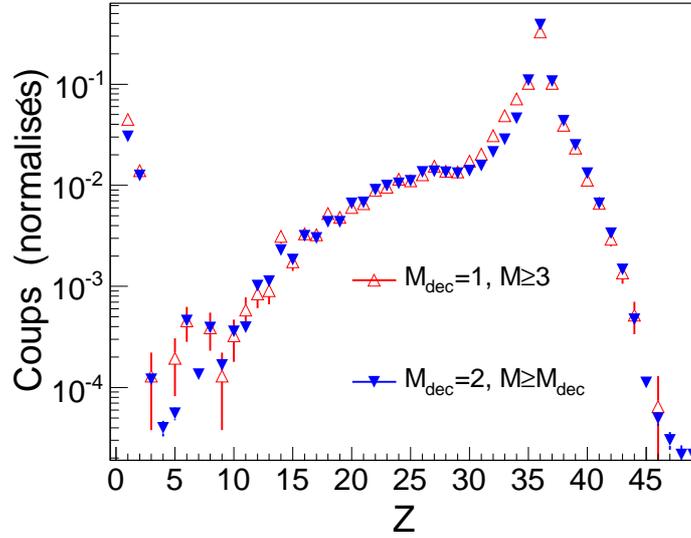


FIG. 4.6: Superposition de deux distributions de charges Z montrant le bon accord entre les données obtenues en $M_{dec} = 1$, contraintes par la sélection $M \geq 3$, et les données obtenues en $M_{dec} = 2$, sans contrainte. Les distributions sont normalisées à 1 et correspondent aux produits mesurés dans la couronne 4 ($7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$) pour la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Les barres d'erreur sont de nature statistique.

épaisse et de faisceaux de haute intensité peut augmenter de manière significative la probabilité qu'un même paquet d'ions incidents engendre plusieurs interactions indépendantes. Il y a au moins trois possibilités pour expliquer les anomalies liées à la mesure de deux particules dans le même détecteur :

- la superposition de particules appartenant à deux réactions ;
- deux particules émises dans des directions correspondant au même module ;
- particules provenant de résonances ou de clusters instables par émission de particules (p - α pour ^5Li , α - α pour ^8Be).

La figure 4.7 montre un zoom de la région des particules légères émises dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ et détectées dans les télescopes *Si-CsI* de la couronne 6 (figure de gauche) et de la couronne 7 (figure de droite). Dans les contours de couleur noire, se trouvent les protons (contour p) et les particules alpha (contour α). Les régions entourées par les contours de couleur rouge sont peuplées par deux particules détectées simultanément dans le même télescope : deux protons (p - p), deux alphas (α - α) ou un proton et un alpha (p - α). Les nombres entre parenthèses correspondent aux taux de comptage à l'intérieur des contours, que l'on appellera N_i pour le contour i ($i = p, \alpha, p-p, p-\alpha$ et $\alpha-\alpha$). Cette matrice d'identification est une superposition des matrices de 22 modules pour chacune des deux couronnes. Soit M ce nombre de modules effectifs. Le nombre moyen de double détection dans un même module d'une couronne donnée (couronne 6 dans le cas présent) est donc donné par $N_i^{mod} = N_i/M$, soit $N_{p-p}^{mod} = 62$ pour la coïncidence p - p dans un même détecteur de la couronne 6. Comparons maintenant ce nombre N_i^{mod} avec le nombre de fois que l'on mesure les deux particules dans deux modules différents (m_1 et m_2) de la même couronne, que nous appelons $N_i^{m_1, m_2}$ (dans ce cas $i = p-p, p-\alpha$ et $\alpha-\alpha$). Prenons par exemple la mesure p - p dans deux modules différents. La figure 4.8 montre le nombre $N_{p-p}^{m_1, m_2}$ en fonction de m_1 et m_2 pour la couronne 6. Sa valeur moyenne $\langle N_{p-p}^{m_1, m_2} \rangle$, en ne prenant pas en compte les modules

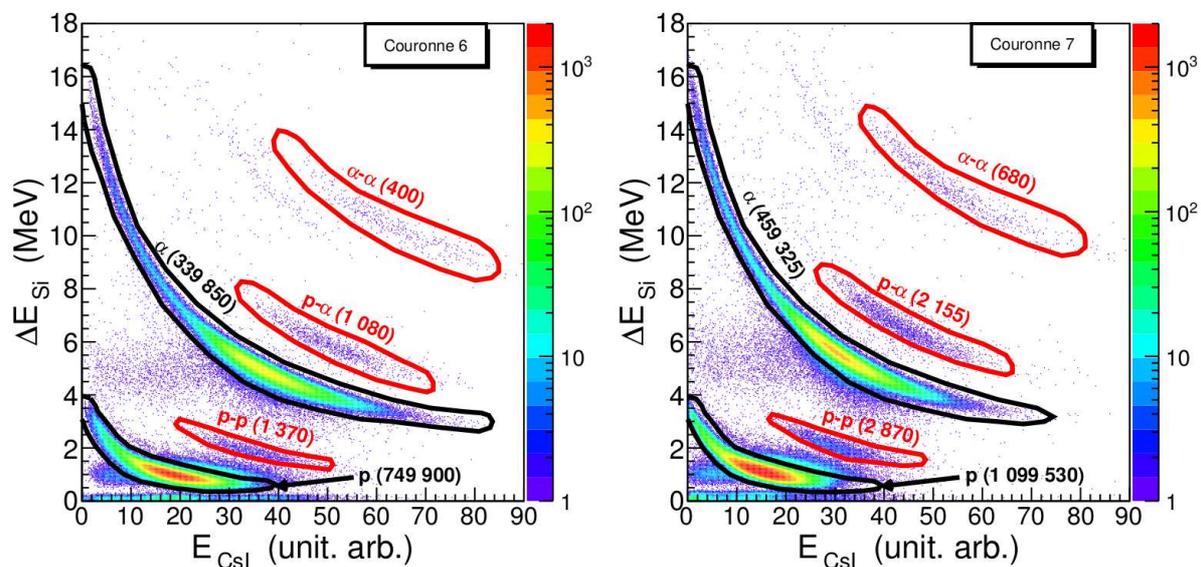


FIG. 4.7: Zoom sur la région des protons et des alphas dans la carte d'identification $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ pour la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV.

défectueux est 125.8. Donc pour la couronne 6, $\langle N_{p-p}^{m_1, m_2} \rangle$ est supérieur à N_{p-p}^{mod} mais elle est du même ordre de grandeur. Ce résultat, qui est valable quelle que soit la coïncidence i choisie et la couronne, ne permet pas de distinguer si les deux particules mesurées dans le même détecteur sont associées à une même collision ou à deux collisions qui ont été enregistrées dans la même fenêtre d'acquisition.

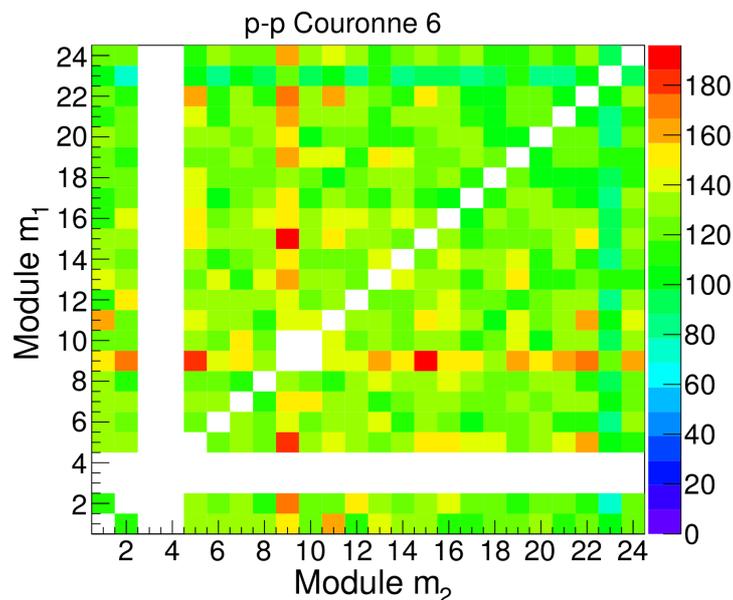


FIG. 4.8: Nombre de détections de deux protons mesurés en coïncidence dans la couronne couronne 6 en fonction du numéro de module des deux protons, pour la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV.

TAB. 4.2: Données obtenues en $M_{dec} = 2$ pour la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$.

	Couronne 6				
	p	α	$p-p$	$p-\alpha$	$\alpha-\alpha$
N_i	749 900	339 850	1 370	1 080	400
N_i^{mod}	34 086	15 448	62	49	18
$\langle N_i^{m_1, m_2} \rangle$	/	/	125	157	35
$N_{tot, i}$	/	/	29 080	36 367	8 197
	Couronne 7				
	p	α	$p-p$	$p-\alpha$	$\alpha-\alpha$
N_i	1 099 530	459 325	2 870	2 155	680
N_i^{mod}	49 979	20 878	130	98	31
$\langle N_i^{m_1, m_2} \rangle$	/	/	276	255	41
$N_{tot, i}$	/	/	63 832	58 985	9 360

De manière intuitive le premier scénario nous semblait le plus probable avec une occurrence assez importante, c'est-à-dire avec un rapport N_{p-p}/N_p élevé par exemple. De plus, ces rapports (égal à 0.002 pour la couronne 6) sont du même ordre de grandeur que le taux de double comptage de diffusion élastique égal à 0.005 (cf. § 4.2.2). Or les deux diffusions élastiques mesurées dans la même fenêtre d'acquisition ne peuvent provenir de la même collision, ce qui va dans le sens du premier scénario. Pour nous en convaincre nous avons utilisé une simulation avec le code GEMINI couplé à un filtre expérimental. En effet, dans une simulation on peut différencier les événements pour lesquels il y a une particule par module des événements dans lesquels il y a deux particules par module. Cette analyse a été réalisée pour la couronne 6 pour laquelle on a montré les anomalies dans la carte $Si-CsI$ de gauche sur la figure 4.7. Rappelons qu'il n'y a aucune notion de temps dans cette simulation et que la décroissance des noyaux se déroule de manière séquentielle, ce qui signifie que les particules provenant de la désexcitation de cluster ou de résonance ne sont pas envisagées. Contre toute attente, l'inverse à été obtenu : le nombre relativement élevé de détections simultanées de deux particules dans un même détecteur peut être simplement le résultat de particules provenant d'une seule collision.

Il n'y a aucune solution pour corriger ce problème de double détection au sein d'un même détecteur. Cependant une étude systématique sur les rapports N_{p-p}/N_p sur l'ensemble des couronnes a révélé qu'un nombre négligeable de protons et de particules α sont perdues à cause de ce problème.

Traitement et analyse des données

Dans ce chapitre nous présentons les données expérimentales permettant de caractériser les mécanismes dissipatifs dans les réactions $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV. Nous présentons également les méthodes et outils utilisés pour l'extraction de ces observables.

5.1 Spectres en énergie

L'étude cinématique des produits de réaction est une étape importante pour la compréhension des mécanismes de réaction. En particulier l'étude des spectres, en fonction de la charge des fragments, permet d'extraire des informations sur leur mode de production. Pour cela un changement de référentiel LAB→CM s'impose. C'est aussi en se plaçant dans le référentiel du centre de masse (CM) que l'on pourra extrapoler les distributions angulaires aux grands angles afin d'extraire les sections efficaces intégrées (cf. § 5.4.2). Il est donc important de contrôler que cette transformation n'engendre pas d'erreurs sur le spectre, c'est-à-dire sur la forme, l'intégrale, la valeur moyenne (ou la position du maximum) et sur sa largeur. Nous commencerons par présenter notre méthode. Ensuite nous vérifierons l'impact de cette transformation sur le spectre reconstruit. Nous contrôlerons alors l'erreur commise par le fait que les masses des fragments ne sont pas mesurées.

5.1.1 Transformations LAB→CM des spectres

La mesure de l'énergie cinétique ε_{lab} de chaque fragment de charge Z , dans un détecteur, donne directement accès aux spectres en énergie dans le référentiel du laboratoire, en fonction des angles d'émission du fragment (angle polaire θ_{lab} et azimutal ϕ_{lab}). Bien sûr, ceci moyennant quelques approximations car le détecteur a un angle solide fini $\Delta\Omega_{lab}$ et l'espace des énergies est discrétisé avec un pas $\Delta\varepsilon_{lab}$. Celui-ci correspond à la largeur du canal i de l'histogramme. Si l'on suppose que $\Delta\Omega_{lab}$ et $\Delta\varepsilon_{lab}$ sont suffisamment petits pour que la distribution $d^2N/d\Omega_{lab}d\varepsilon_{lab}$ soit constante dans ces intervalles, on obtient :

$$\frac{d^2N}{d\Omega_{lab}d\varepsilon_{lab}}(\theta_{lab}, \varepsilon_{lab}) \simeq \frac{N_{lab,i}}{\Delta\Omega_{lab} \Delta\varepsilon_{lab}}, \quad (5.1)$$

où $N_{lab,i}$ est le nombre de fragments mesurés, d'énergie ε_{lab} se trouvant dans l'intervalle $[\varepsilon_{lab,i} - \Delta\varepsilon_{lab}/2, \varepsilon_{lab,i} + \Delta\varepsilon_{lab}/2]$ et θ_{lab} est l'angle de détection.

De façon similaire, le nombre $N_{c.m.,j}$ de fragments mesurés dans ce même détecteur, avec maintenant une énergie cinétique dans le centre de masse $\varepsilon_{c.m.}$ tombant dans l'intervalle $[\varepsilon_{c.m.,j} - \Delta\varepsilon_{c.m.}/2, \varepsilon_{c.m.,j} + \Delta\varepsilon_{c.m.}/2]$, est donné par :

$$N_{c.m.,j} \simeq \frac{d^2N}{d\Omega_{lab}d\varepsilon_{c.m.}}(\theta_{lab}, \varepsilon_{c.m.}) \Delta\Omega_{lab} \Delta\varepsilon_{c.m.}, \quad (5.2)$$

si $\Delta\Omega_{lab}$ et $\Delta\epsilon_{c.m.}$ sont suffisamment petits pour que la section efficace différentielle $d^2N/d\Omega_{lab}d\epsilon_{c.m.}$ change très peu dans cet intervalle.

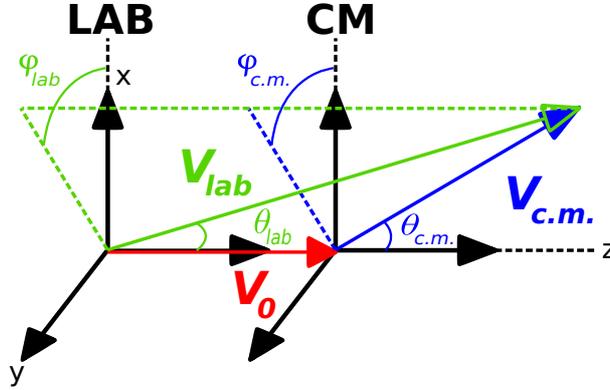


FIG. 5.1: Schéma illustrant la transformation LAB → CM.

On considère que le référentiel du centre de masse est en translation uniforme par rapport au référentiel du laboratoire à la vitesse V_0 parallèle à l'axe z (colinéaire à la direction du faisceau, voir Fig. 5.1). La section efficace différentielle dans le centre de masse est obtenue en faisant intervenir la valeur absolue du jacobien :

$$\frac{d^2N}{d\Omega_{c.m.}d\epsilon_{c.m.}}(\theta_{c.m.}, \epsilon_{c.m.}) \simeq \frac{d^2N}{d\Omega_{lab}d\epsilon_{lab}}(\theta_{lab}, \epsilon_{lab}) \left| \det \left(\frac{\partial(\Omega_{lab}, \epsilon_{lab})}{\partial(\Omega_{c.m.}, \epsilon_{c.m.})} \right) \right|, \quad (5.3)$$

de même

$$\frac{d^2N}{d\Omega_{lab}d\epsilon_{lab}}(\theta_{lab}, \epsilon_{lab}) \simeq \frac{d^2N}{d\Omega_{lab}d\epsilon_{c.m.}}(\theta_{lab}, \epsilon_{c.m.}) \left| \frac{\partial(\epsilon_{c.m.})}{\partial(\epsilon_{lab})} \right|. \quad (5.4)$$

En inversant la relation (5.2) et en la combinant avec les formules (5.3) et (5.4) on trouve :

$$\frac{d^2N}{d\Omega_{c.m.}d\epsilon_{c.m.}}(\theta_{c.m.}, \epsilon_{c.m.}) \simeq \frac{N_{c.m.,j}}{\Delta\Omega_{lab}\Delta\epsilon_{c.m.}} |J| \quad (5.5)$$

où le jacobien final J est donné par

$$J = \det \left(\frac{\partial(\Omega_{lab}, \epsilon_{lab})}{\partial(\Omega_{c.m.}, \epsilon_{c.m.})} \right) \frac{\partial(\epsilon_{c.m.})}{\partial(\epsilon_{lab})}, \quad (5.6)$$

soit finalement

$$J = \frac{V_{c.m.}}{V_{lab}} \left(1 - \frac{V_0}{V_{lab}} \cos \theta_{lab} \right). \quad (5.7)$$

Finalement, les spectres $d^2N/d\Omega_{c.m.}d\epsilon_{c.m.}(\theta_{c.m.})$ dans le centre de masse sont obtenus en remplissant, événement par événement, des histogrammes de largeur $\Delta\epsilon_{c.m.}$, en fonction de $(\epsilon_{c.m.})$ du fragment correspondant. $\epsilon_{c.m.}$ est obtenue en appliquant un boost de Lorentz le long de la direction du faisceau donné par la vitesse du centre de masse V_0 . Chaque remplissage se fait avec un poids w égal à

$$w = \frac{|J|}{\Delta\Omega_{lab}\Delta\epsilon_{c.m.}}. \quad (5.8)$$

5.1.2 Contrôle de la transformation LAB→CM

Le contrôle a pour but d'évaluer la validité des hypothèses, nécessaires pour la transformation LAB→CM présentée précédemment, en considérant la géométrie d'INDRA. Pour cela nous avons effectué une simulation Monte-Carlo. Supposons que le fragment de charge Z est produit par une source en mouvement le long de l'axe polaire z avec la vitesse V_0 . Soit N_{tot} le nombre de tirages aléatoires. On peut l'assimiler au nombre de fragments produits dans tout l'espace. Nous nommerons ici un tirage aléatoire celui de trois observables $(\varepsilon_{c.m.}, \theta_{c.m.}, \phi_{c.m.})$ dans le référentiel du centre de masse (CM). Supposons que l'angle azimutal $\phi_{c.m.}$ est distribué de manière équiprobable entre 0 et 2π . Nous choisissons de nous placer dans le cas où $dN/d\theta_{c.m.}(\theta_{c.m.}) = k$. Puisque

$$N_{tot} = \int_0^\pi \frac{dN}{d\theta_{c.m.}} d\theta_{c.m.},$$

on obtient finalement $k = N_{tot}/\pi$. Dans ce cas on a

$$\frac{dN}{d\Omega_{c.m.}}(\theta_{c.m.}) = \frac{1}{2\pi \sin \theta_{c.m.}} \frac{dN}{d\theta_{c.m.}}(\theta_{c.m.}) = \frac{N_{tot}}{2\pi^2 \sin \theta_{c.m.}}.$$

Pour un angle $\theta_{c.m.}$ donné, nous choisissons que la distribution $d^2N/d\Omega_{c.m.}d\varepsilon_{c.m.}$ soit représentée par une gaussienne d'amplitude $A(\theta_{c.m.})$, c'est-à-dire :

$$\frac{d^2N}{d\varepsilon_{c.m.}d\Omega_{c.m.}}(\varepsilon_{c.m.}, \theta_{c.m.}) = A(\theta_{c.m.}) \mathcal{N}(\varepsilon_{c.m.}),$$

où $\mathcal{N}(\varepsilon)$ est la loi normale centrée sur μ et de largeur σ . Puisque

$$\frac{dN}{d\Omega_{c.m.}}(\theta_{c.m.}) = \int \frac{d^2N}{d\varepsilon_{c.m.}d\Omega_{c.m.}}(\varepsilon_{c.m.}, \theta_{c.m.}) d\varepsilon_{c.m.} = A(\theta_{c.m.}),$$

alors finalement on obtient :

$$\frac{d^2N}{d\varepsilon_{c.m.}d\Omega_{c.m.}}(\varepsilon_{c.m.}, \theta_{c.m.}) = \frac{N_{tot}}{2\pi^2 \sin \theta_{c.m.}} \mathcal{N}(\varepsilon_{c.m.}). \quad (5.9)$$

La distribution donnée par la formule 5.9 est la distribution théorique initiale que l'on comparera à la fin de la simulation avec le spectre final obtenu après la transformation LAB→CM. La simulation peut se décomposer en 4 étapes qui seront répétées N_{tot} fois :

1. Faire un tirage aléatoire de $(\varepsilon_{c.m.}, \theta_{c.m.}, \phi_{c.m.})$.
2. Appliquer à $(\varepsilon_{c.m.}, \theta_{c.m.}, \phi_{c.m.})$ un boost de Lorentz de vitesse V_0 afin d'obtenir ces grandeurs dans le laboratoire, c'est-à-dire $(\varepsilon_{lab}, \theta_{lab}, \phi_{lab})$ et repérer la couronne couvrant θ_{lab} .
3. tirer aléatoirement θ_{lab} dans l'ouverture angulaire de la couronne car expérimentalement, nous ne connaissons pas exactement la direction d'émission θ_{lab} d'un fragment du fait de l'ouverture finie des détecteurs.
4. Appliquer sur les dernières grandeurs $(\varepsilon_{lab}, \theta_{lab}, \phi_{lab})$ un boost, inverse à celui de l'étape 2), puis remplir le spectre final dans le CM en considérant le poids donné par la formule 5.8 de la transformation LAB→CM.

Le spectre final peut alors être comparé au spectre initial en prenant pour le calcul de ce dernier un $\theta_{c.m.}$ égal à la valeur moyenne obtenue à l'étape 4). Ce contrôle a été réalisé pour chaque valeur de Z en prenant un nombre de masse A moyen, donné dans la référence [57] $A = 2.08Z + 0.0029Z^2$. Les valeurs de μ et de σ ont été choisies égales à la moyenne et à l'écart-type de la distribution des énergies expérimentales dans le CM, respectivement. La vitesse V_0 est celle du centre de masse du système $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 A MeV ($V_0 = 2.1493 \text{ ns.cm}^{-1}$).

La figure 5.2 a) montre un exemple de spectre $d^2N/d\Omega_{lab} d\epsilon_{lab}$ dans le référentiel du laboratoire, utilisé pour le contrôle de la transformation LAB→CM, associée à la couronne 4 ($7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$) pour un Ca. On observe deux composantes, une à haute énergie (appelée *lab1*) et l'autre à basse énergie (*lab2*). La figure 5.2 b) montre les îlots correspondants à ces deux composantes dans un diagramme représentant le nombre de coups en fonction de l'énergie et de l'angle d'émission dans les référentiels du laboratoire (contours de couleur rouge *lab*) et du centre de masse (contours de couleur bleue *cm*). L'îlot *cm1* (*cm2*) est le résultat de l'îlot *lab1* (*lab2*) après la transformation LAB→CM à l'étape 4). Il faut donc séparer les deux composantes de spectre dans le référentiel du laboratoire lors de la transformation et ces deux composantes correspondent à deux angles moyens d'émission dans le CM. Dans notre expérience, la composante à basse énergie ne dépasse pas les seuils de détection. On se restreindra donc à la composante à haute énergie dans la suite.

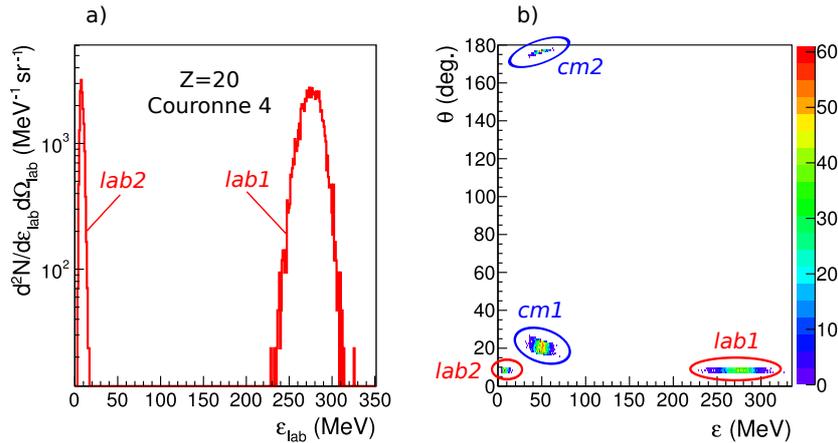


FIG. 5.2: Résultats des grandeurs simulées dans le référentiel du laboratoire pour le contrôle de la transformation LAB→CM sur le calcium émis dans la direction de la couronne 4 ($7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$), en prenant une distribution gaussienne ($\mu = 50 \text{ MeV}$, $\sigma = 5 \text{ MeV}$) : a) spectre en énergie dans le référentiel du laboratoire ; b) diagramme bidimensionnel représentant le nombre de coups en fonction de l'angle et de l'énergie dans le référentiel du laboratoire (contour rouge) ou du centre de masse (contour bleu).

La figure 5.3 compare le spectre initial et le spectre final dans le CM après la transformation LAB→CM, pour une couronne donnée et pour un Ca. Le $\theta_{c.m.}$ utilisé dans le calcul du spectre initial est donné par la valeur moyenne localisée sur les figures par le marqueur de couleur bleue. La transformation ne déforme pas le spectre pour les couronnes 2 à 6. Pour les couronnes 7 à 9 la position des maxima reste inchangée par contre la transformation augmente la largeur des spectres. Cette largeur est causée par le fait que l'angle θ_{lab} n'est pas déterminé de manière exacte. En effet nous avons fait l'essai d'enlever l'étape 3) c'est-à-dire de garder l'information sur la valeur exacte de θ_{lab} . Dans ce cas pour

ces mêmes couronnes la transformation reproduit précisément le spectre initial. Pour les fragments les plus lourds, lorsqu'on regarde des angles de détection de plus en plus vers l'arrière, comme par exemple la couronne 10 pour le calcium, il devient difficile de séparer les deux composantes dans le spectre du laboratoire. Dans ce cas, le spectre final est très dégradé : ni la forme, ni la largeur et ni la position du maximum ne sont reproduites.

En conclusion, la pondération du nombre de coups par la valeur absolue du jacobien est indispensable. Il est très important d'isoler le pic à haute énergie du spectre dans le laboratoire pour avoir la bonne valeur de la section efficace différentielle dans le CM pour un angle $\theta_{c.m.}$ moyen donné. Pour les fragments de charge $Z \leq 28$, les spectres ne sont pas déformés après la transformation LAB→CM lorsque l'on considère les couronnes 2 à 6. Pour les couronnes à l'arrière, les angles solides sont trop importants pour que les approximations utilisées dans l'extraction des sections efficaces différentielles soient encore valables. De plus, après transformation, la valeur des sections efficaces différentielles $d^2N/d\Omega_{c.m.}$ pour ces couronnes est largement sous-estimée pour les grands Z ce qui expliquerait pourquoi les distributions angulaires expérimentales pour ces fragments sont en dessous de la tendance $1/\sin\theta_{c.m.}$ aux angles arrières (couronne>7). La conclusion est que la granularité d'un multidétecteur est cruciale et cette caractéristique doit être adaptée à la physique que l'on veut aborder.

5.1.3 Influence des approximations sur la forme des spectres

Influence de la masse moyenne

La transformation présentée précédemment nécessite de connaître la masse des fragments mesurés, or nous n'avons pas cette information dans notre expérience. Nous avons donc choisi de prendre un nombre de masse moyen, donné par la formule empirique de la référence [57]. Evidemment, pour un Z donné les fragments mesurés présentent une distribution de masse dont la forme peut dépendre des propriétés de la réaction. La figure 5.4 montre des exemples de distributions de masse pour $Z = 6, 11, 20$ et 28 obtenues avec GEMINI. Il est donc nécessaire de contrôler l'impact de cette approximation sur la forme des spectres, obtenus après transformation LAB→CM.

Pour cela nous nous sommes basés sur des calculs GEMINI, donnant directement accès aux spectres dans le CM associés aux distributions de masse de la figure 5.4. Dans un premier temps nous avons transformés ces spectres dans le référentiel du laboratoire. Ensuite nous avons refait la transformation en prenant à ce stade une masse moyenne en fonction du Z . Finalement nous avons comparé le spectre initial avec le spectre final dans le CM. A ce stade de l'analyse nous ne discuterons pas de la physique autour des spectres retournés par GEMINI car ceci fera l'objet de la section 6.3. Le résultat de cette étude sur la transformation est présenté dans la figure 5.5. Rappelons que les fragments de même Z ont une distribution de masse ayant une certaine largeur et pouvant ne pas être centrée sur la valeur moyenne que nous utilisons. Cependant on voit sur la figure 5.5 que le spectre initial (avec une distribution de masse) et le spectre final (avec une masse moyenne) se superposent parfaitement. Dans les conditions proches de notre expérience (en terme d'énergie de bombardement et de taille des fragments) l'effet de l'approximation sur la masse est imperceptible sur la forme des spectres après la transformation LAB→CM.

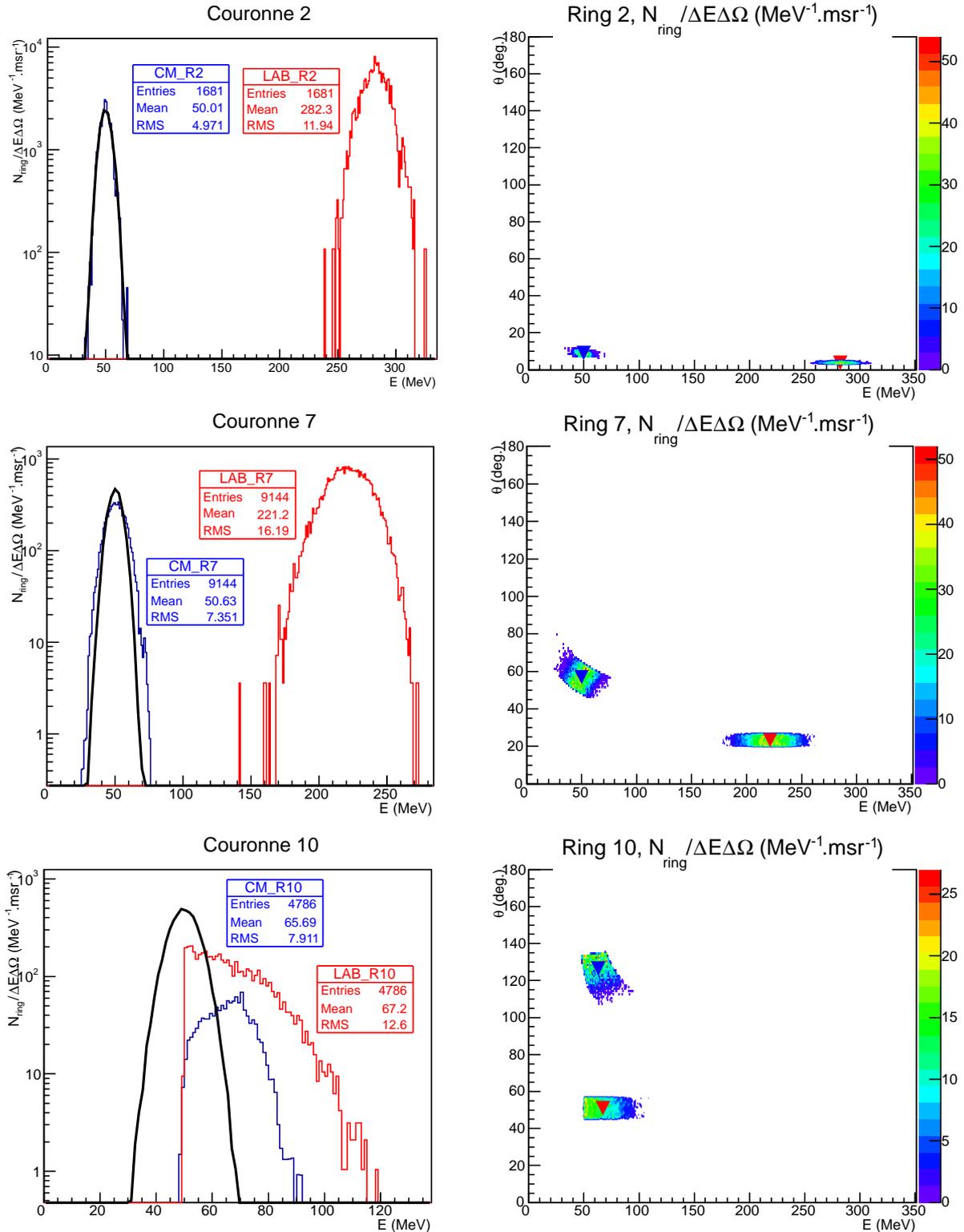


FIG. 5.3: Contrôle de la transformation LAB→CM sur les couronnes 2, 7 et 10 pour un calcium. Chaque ligne correspond à une couronne. Sur la colonne de gauche sont représentés : le spectre théorique donné par la formule 5.9 (spectre de couleur noire) ; la composante à haute énergie du spectre dans le laboratoire (spectre de couleur rouge) obtenu à l'étape 3) (voir texte) ; le spectre final dans le référentiel du centre de masse (spectre de couleur bleue) après la transformation LAB→CM. Sur la colonne de droite sont représentés les digrammes $\theta - \varepsilon$ dans les référentiels du centre de masse (îlot centré sur le marqueur bleu) et du laboratoire (îlot centré sur le marqueur rouge). Les marqueurs sont placés sur les valeurs moyennes.

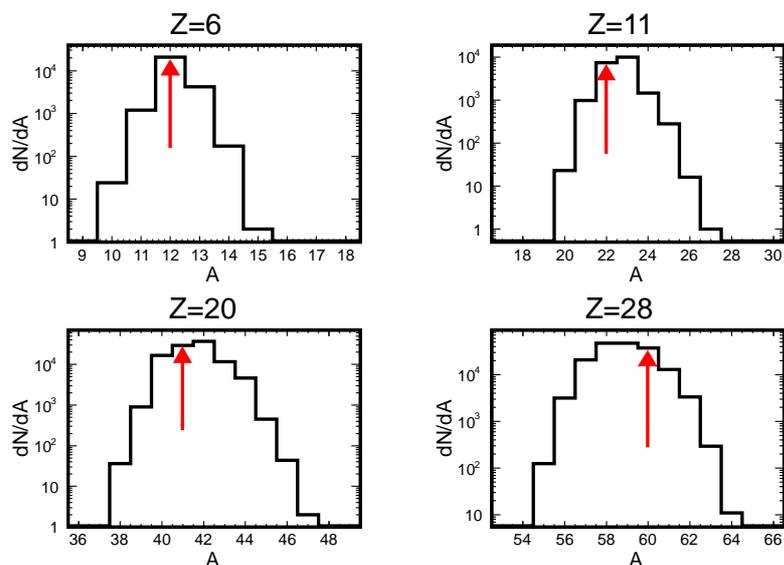


FIG. 5.4: Exemples de distributions de masse (A) obtenues avec GEMINI pour $Z=6, 11, 20, 28$ produits dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 A MeV. Les flèches marquent la masse moyenne utilisée dans l'analyse des données expérimentales.

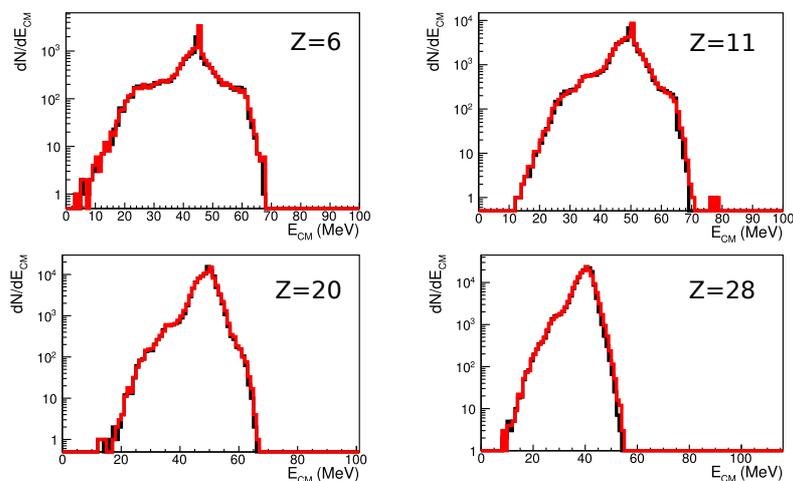


FIG. 5.5: Influence de l'approximation d'une masse (A) moyenne sur la forme des spectres dans le centre de masse obtenus après transformation $\text{LAB} \rightarrow \text{CM}$ des spectres GEMINI pour les fragments de $Z=6, 11, 20, 28$ produits dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 A MeV. La ligne noire représente le spectre initial et la ligne rouge représente le spectre obtenu après la transformation $\text{LAB} \rightarrow \text{CM}$ en supposant une masse moyenne.

Influence du PHD («Pulse Height Defect»)

Afin de contrôler l'impact sur la forme des spectres du défaut de collection de charges (PHD) des

détecteurs silicium (cf. § 3.4.2), nous avons analysé les spectres des énergies mesurées dans les détecteurs silicium. Une étude a été réalisée en considérant trois points des spectres : la position du maximum (ϵ_{max}) ; la position à 20% du maximum ($\epsilon_{0.2max}^<$) ; la position à 20% du maximum ($\epsilon_{0.2max}^>$) après ϵ_{max} . Pour ces trois positions nous avons calculé la valeur du PHD en utilisant la formule donnée section 3.4.2 et l'erreur relative engendrée. Le tableau 5.1 donne les erreurs pour quelques charges. De manière générale elles sont largement négligeables.

Z	Erreur relative (%)		
	$\epsilon_{0.2max}^<$	ϵ_{max}	$\epsilon_{0.2max}^>$
14	0.0	0.0	0.0
22	0.2	0.2	0.2
28	0.7	0.6	0.6

TAB. 5.1: Exemples d'erreurs relatives engendrées par le défaut d'ionisation dans les détecteurs silicium de la couronne 4 pour $Z=14, 22$ et 28 . L'erreur est calculée pour 3 positions repérées sur le spectre en énergie : $\epsilon_{0.2max}^<$, ϵ_{max} et $\epsilon_{0.2max}^>$ (voir texte).

5.1.4 Spectres dans le laboratoire

La première observable qui est à notre disposition après avoir étalonné les détecteurs et identifié les produits de réactions sont les énergies cinétiques dans le référentiel du laboratoire. L'énergie cinétique ϵ_{lab} de chaque particule est obtenue en faisant la somme :

- des énergies mesurées dans chaque détecteur touché par la particule ;
- des pertes dans les zones mortes des détecteurs touchés, par exemple les fenêtres de mylar des chambres d'ionisation ;
- de la perte dans la cible entre le point d'interaction et la sortie de cible. Le point d'interaction est choisi arbitrairement au centre de la cible.

Les figures 5.6 et 5.7 montrent quelques exemples de spectres en énergie $d^2N/d\Omega_{lab}d\epsilon_{lab}(\theta_{lab}, \epsilon_{lab})$ des fragments de numéro atomique $6 \leq Z \leq 33$ mesurés dans la couronne 5 ($10^\circ \leq \theta_{lab} \leq 14^\circ$), issus des réactions $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (colonnes 1 et 3) et $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (colonnes 2 et 4) menées à 5.5 AMeV. Ces résultats correspondent à $M_{dec} = 2$.

On observe dans tous les cas la composante à haute énergie correspondant à $\theta_{c.m.} \leq 90^\circ$. La composante à basse énergie est soit totalement coupée pour les Z élevées soit fortement biaisée pour les petits Z . Dans la suite de la discussion nous considérons uniquement la composante haute énergie des spectres.

On peut voir que les spectres sont pratiquement gaussiens avec une légère asymétrie avec un coefficient de dissymétrie négatif («skewness») pour les spectres à partir du Si ($Z = 14$), ceci pour les deux systèmes. Puisque la forme générale des spectres des fragments avec un Z proche de celui de la cible reste de type gaussien et que le spectre ne présente pas d'épaule, il semble que si une composante

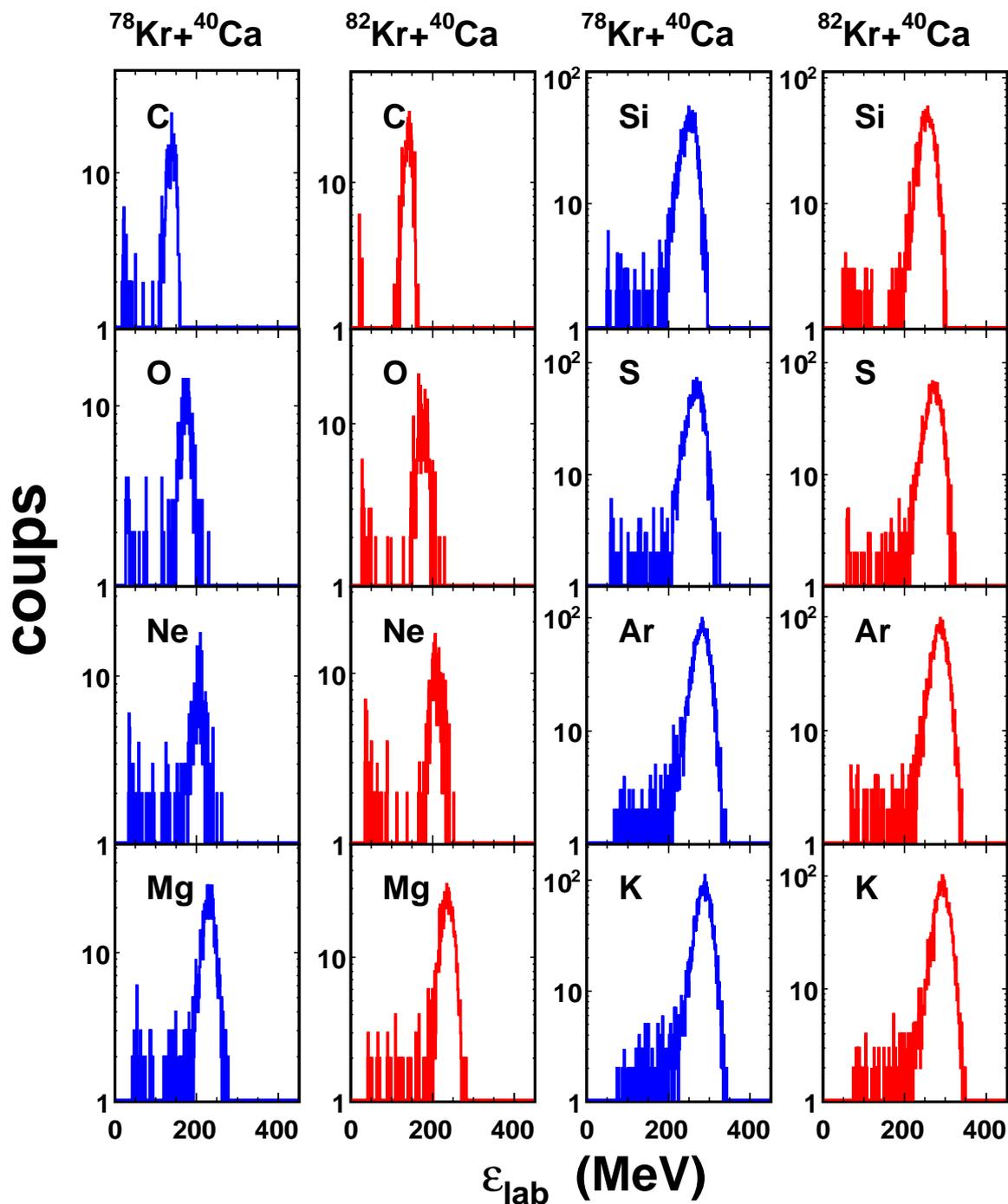


FIG. 5.6: Spectres en énergie dans le référentiel du laboratoire des fragments avec $Z=6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 19$ produits dans les réactions $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (colonne 1 et 3) et $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (colonne 2 et 4) à 5.5 A MeV et détectés à $10^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 14^\circ$.

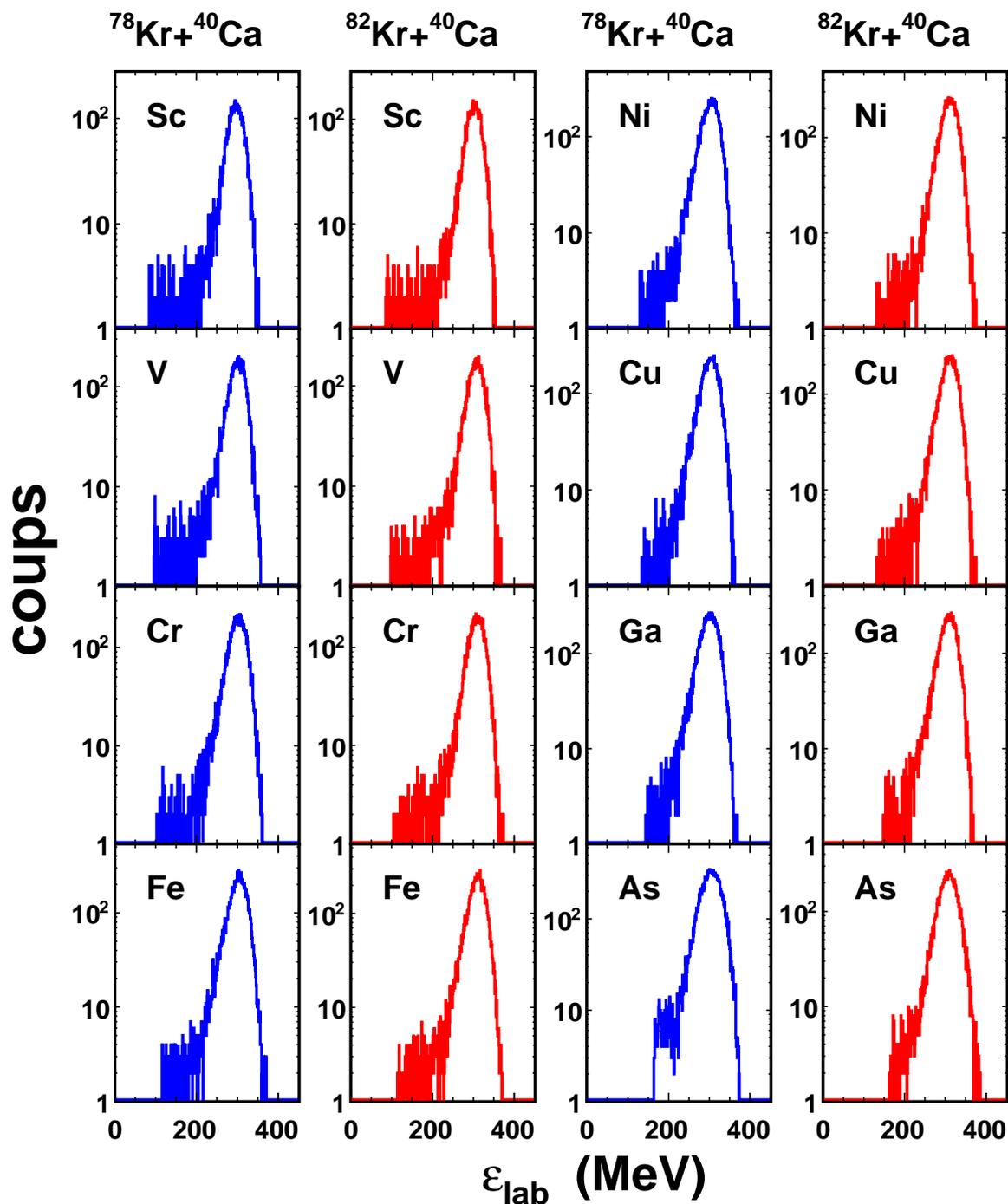


FIG. 5.7: Spectres en énergie dans le référentiel du laboratoire des fragments avec $Z=21, 23, 24, 26, 28, 29, 31, 33$ produits dans les réactions $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (colonne 1 et 3) et $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (colonne 2 et 4) à 5.5 AMeV et détectés à $10^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 14^\circ$ (couronne 5).

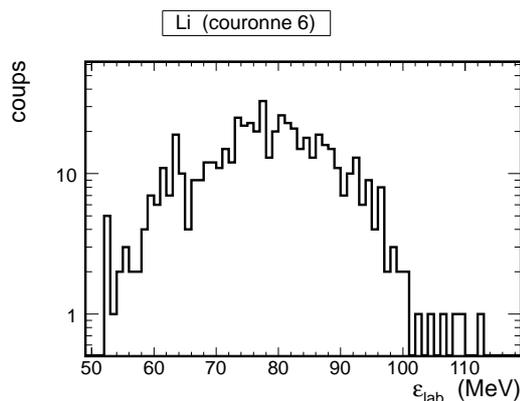


FIG. 5.8: Spectre en énergie dans le référentiel du laboratoire des lithiums ($Z = 3$) produits dans les réactions $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV et détectés à $14^\circ \leq \theta_{lab} \leq 20^\circ$ (couronne 6).

de quasi-cible alimente le spectre, celle-ci est négligeable. Un seul mécanisme semble être à l'origine de l'ensemble de ces fragments.

Les sections efficaces des fragments légers ($Z = 3, 4, 5$) sont très faibles, par conséquent, la distribution en énergie n'a pu être obtenue que pour les fragments légers identifiés dans les matrices *Si-Cs/* (voir Fig. 3.3), principalement dans les couronnes 6 et 7 dans lesquelles les détecteurs *Si* sont plus fins ($150 \mu\text{m}$ au lieu de $300 \mu\text{m}$). Un exemple de spectre de *Li* est donné sur la figure 5.8. De manière surprenante la forme du spectre est gaussienne alors que dans la réaction $^3\text{He}+^{nat}\text{Ag}$ à 90 MeV (30 AMeV) les auteurs [58] observent un spectre de forme maxwellienne. Cette différence de comportement reste à expliquer et pourrait être liée à la différence de moment angulaire disponible dans les réactions. Nous n'avons pas trouvé d'autres exemples de ce type de réaction avec des ions lourds dans la littérature. Dans la littérature disponible nous avons trouvé un seul cas où le spectre de *Li* dans le centre de masse de la réaction $^{84}\text{Kr}+^{27}\text{Al}$ à 10.6 AMeV a une forme proche d'une maxwellienne [59].

5.1.5 Spectres dans le centre de masse

Les spectres $d^2N/d\epsilon_{c.m.}d\Omega_{c.m.}(\epsilon_{c.m.}, \theta_{c.m.})$ sont obtenus en utilisant la transformation décrite dans la section 5.1.1. Les figures 5.9 et 5.10 montrent quelques exemples représentatifs pour différents fragments émis à $10^\circ \leq \theta_{lab} \leq 14^\circ$ dans les réactions $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (colonnes 1 et 3) et $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (colonnes 2 et 4) à 5.5 AMeV. Une distribution gaussienne (lignes continues dans les fig. 5.9 et 5.10) reproduit assez bien les données expérimentales sur une large gamme en énergie. Une telle forme peut résulter d'une émission secondaire de particules légères par la source menant au fragment détecté et/ou des fluctuations de forme conduisant à des variations de la barrière coulombienne [60].

En effet, Moretto discute du rôle respectif de la température et des modes amplificateurs pour expliquer la forme des spectres des fragments. Un des aspects importants de son approche est de montrer l'évolution des formes de spectres. Celles-ci passent d'une distribution de Maxwell pour les fragments légers (*Li* par exemple) à une distribution gaussienne pour les lourds. Cette évolution a été vérifiée expérimentalement (voir Fig. 2 Réf. [58] et Fig. 4 Réf. [59]) mais nos données ne confirment pas cette forme spécifique de la distribution en énergie cinétique des *Li*. Il a toujours été difficile d'expliquer les formes des spectres en utilisant le cadre mathématique du modèle [60]. Par ailleurs, il existe dans la littérature

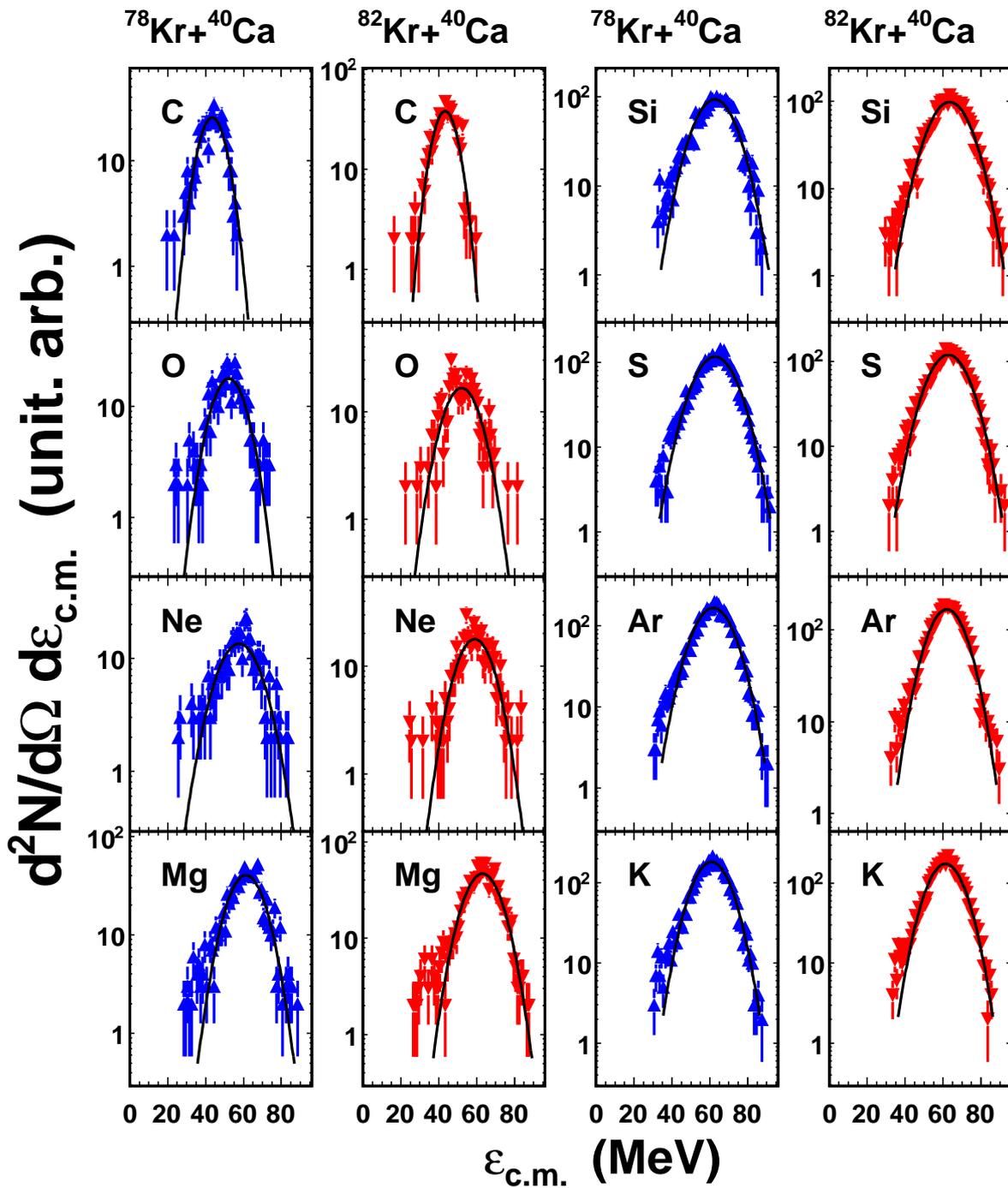


FIG. 5.9: Spectres en énergie dans le centre de masse des fragments avec $Z = 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 19$ produits dans les réactions $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (colonne 1 et 3) et $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (colonne 2 et 4) à 5.5 A MeV et détectés à $10^\circ \leq \theta_{lab} \leq 14^\circ$. Les lignes représentent le résultat d'une fonction gaussienne ajustée aux données. Les erreurs statistiques sont représentées.

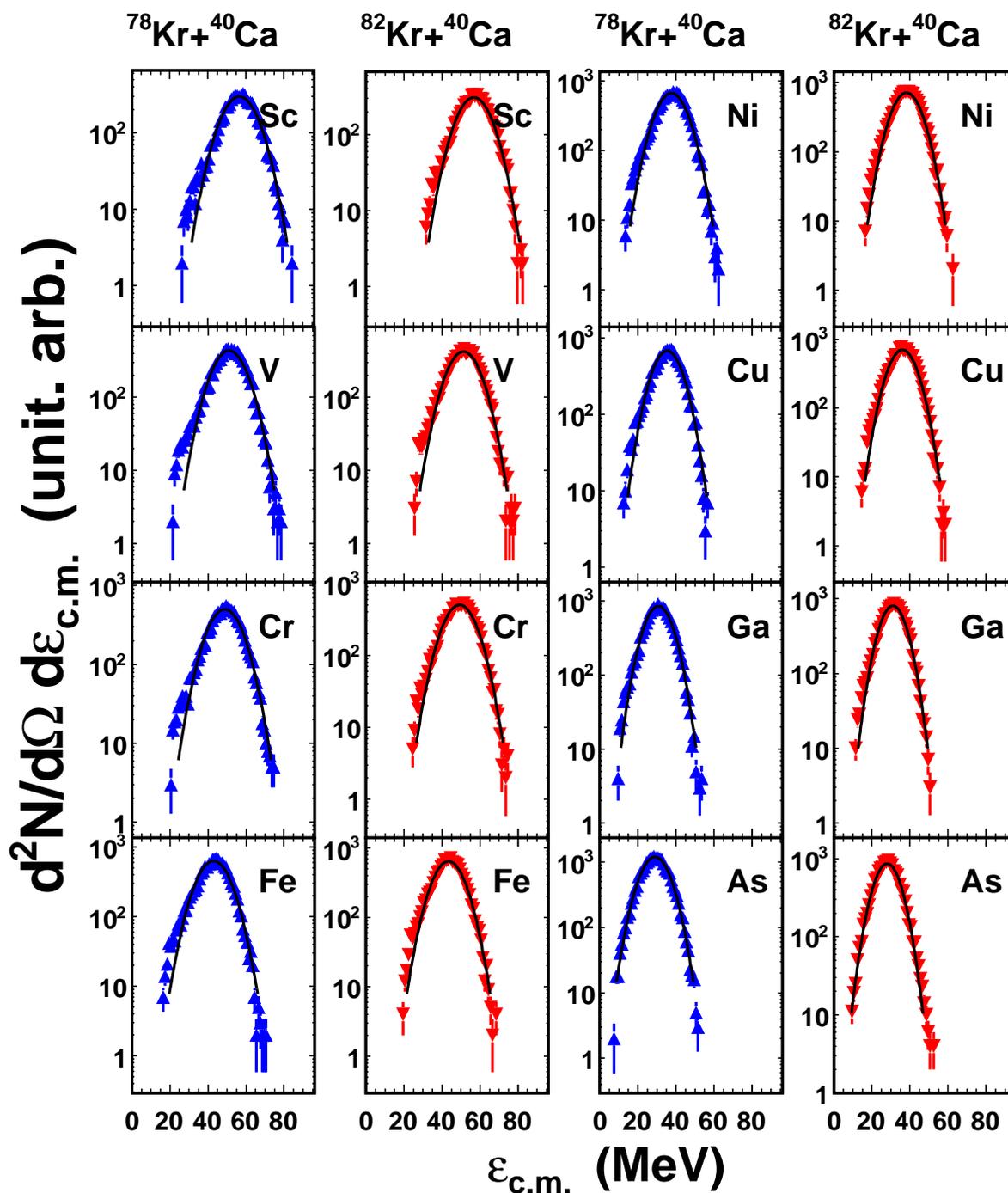


FIG. 5.10: Spectres en énergie dans le centre de masse des fragments avec $Z=21, 23, 24, 26, 28, 29, 31, 33$ produits dans les réactions $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (colonne 1 et 3) et $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (colonne 2 et 4) à 5.5 A MeV et détectés à $10^\circ \leq \theta_{lab} \leq 14^\circ$. Les lignes représentent le résultat d'une fonction gaussienne ajustée aux données. Les erreurs statistiques sont représentées.

des données montrant que les largeurs des spectres des fragments évoluent peu (ou pas) avec l'énergie d'excitation et avec la taille des fragments [2, 3, 61, 11]. En restant dans le cadre du modèle de Moretto, la largeur du spectre étant proportionnelle au produit du mode amplificateur par la température (l'énergie d'excitation), le fait d'observer une largeur constante, entraîne des conséquences étonnantes, puisque cela conduirait à un (des) mode(s) amplificateur(s) qui diminuerai(en)t avec l'énergie d'excitation puisqu'il faut contrebalancer l'augmentation de la température. Le lien avec le modèle de Moretto n'est donc pas direct (voir chapitre 6).

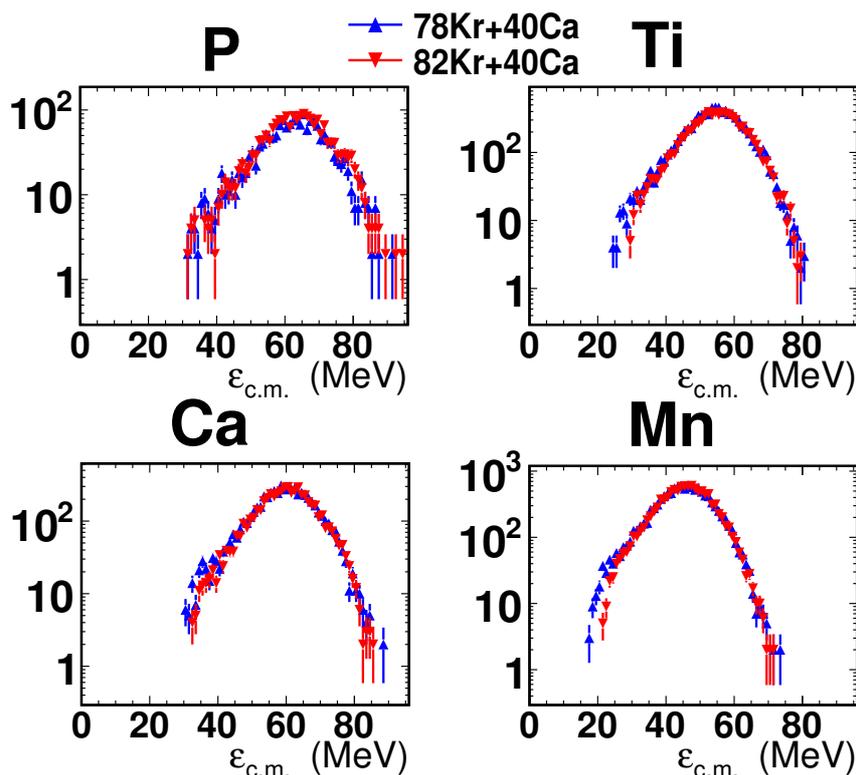


FIG. 5.11: Comparaison des Spectres en énergie dans le centre de masse des fragments avec $Z=15, 20, 22$ et 25 pour les deux systèmes $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$.

Nous avons comparé les spectres de quelques fragments produits dans les deux réactions. Le résultat est montré figure 5.11 pour $Z=15, 20, 22$ et 25 c'est-à-dire un échantillon de Z pair, impair, proche de la symétrie et correspondant à une fragmentation asymétrique. Quel que soit le fragment considéré la forme du spectre n'évolue pas avec la réaction. Ce résultat est observé pour tous les fragments mais il est impossible d'arriver à la même conclusion pour les fragments de faible statistique (par exemple $Z=7$). L'exploration en N/Z des deux systèmes est faible ($N/Z=1,11$ pour $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ et $N/Z=1,18$ pour $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$) et c'est peut être la raison pour laquelle nos mesures ne sont pas sensibles à une quelconque évolution. Il est possible également que notre méthode expérimentale ne permette pas d'observer des effets fins. Pour confirmer notre observation il faudrait mesurer la distribution isotopique. Par ailleurs, à ce niveau de l'analyse nous n'avons pas identifié le mécanisme de production. Pour ces raisons il est prématuré de dire que le mode de désexcitation ne dépend pas du rapport N/Z du système émetteur des fragments observés.

Les figures 5.12 et 5.13 montrent l'évolution de l'énergie moyenne (panel de gauche) dans le CM en fonction de l'angle de détection pour différents fragments produits dans les deux réactions. Les rapports entre l'écart-type et l'énergie moyenne $\sigma / \langle \varepsilon_{c.m.} \rangle$ en fonction de l'angle d'émission sont représentés dans le panel de droite. Pour un Z donné, nous remarquons que l'énergie moyenne et le rapport $\sigma / \langle \varepsilon_{c.m.} \rangle$ sont constants quel que soit l'angle d'émission et pour les deux systèmes, ce qui veut dire qu'aucune direction d'émission n'est privilégiée, y compris celle de la voie d'entrée. Il y a une très forte relaxation de l'énergie incidente. En effet si la production de FMI avait lieu dans des réactions rapides (telles que les réactions inélastiques), alors l'énergie moyenne dans le CM devrait chuter rapidement en fonction de l'angle d'émission par rapport à l'angle d'effleurement. Nous n'observons pas de dépendance du rapport N/Z initial. Cependant cette constatation est à pondérer par le fait que l'on ne mesure pas les distributions isotopiques et que l'exploration en N/Z est faible. Des mesures effectuées avec un détecteur plus puissant (CHIMERA, FAZIA) et une exploration en N/Z plus grande (avec des faisceaux de SPIRAL2) permettraient de vérifier si l'on observe encore le même comportement.

La valeur de l'énergie cinétique totale (TKE) a été déterminée quelle que soit l'asymétrie en charge en supposant que la fission est la première étape de la désexcitation du noyau composé et que le fragment léger mesuré est le fragment primaire, c'est-à-dire que $TKE = [(M_0 - M_1)/M_0]\varepsilon_{c.m.}$ où M_0 et M_1 sont respectivement la masse du noyau composé et du fragment léger. $\varepsilon_{c.m.}$ est l'énergie cinétique dans le CM du fragment léger.

La figure 5.14 montre la moyenne de l'énergie cinétique totale $\langle TKE \rangle$, son écart-type σ et le rapport $\sigma / \langle TKE \rangle$ en fonction du Z du fragment léger. $\langle TKE \rangle$ augmente avec Z jusqu'à un maximum à $Z = 20$, puis décroît. La largeur σ de la distribution augmente avec la charge pour $5 \leq Z \leq 12$ puis atteint un plateau et recommence à croître doucement à partir de $Z = 22$. Le rapport $\sigma / \langle TKE \rangle$ évolue très peu avec Z autour d'une valeur moyenne ~ 0.16 .

L'interprétation de la largeur des distribution de TKE est complexe. En effet, il y a plusieurs sources d'élargissement : les fluctuations de barrières d'interaction ; les modes collectifs rotationnels ou autres (voir [60]) ; les désexcitations secondaires ; etc... Le rôle respectif de ces différentes composantes est difficile à isoler sans l'aide de modèles (voir chapitre 6).

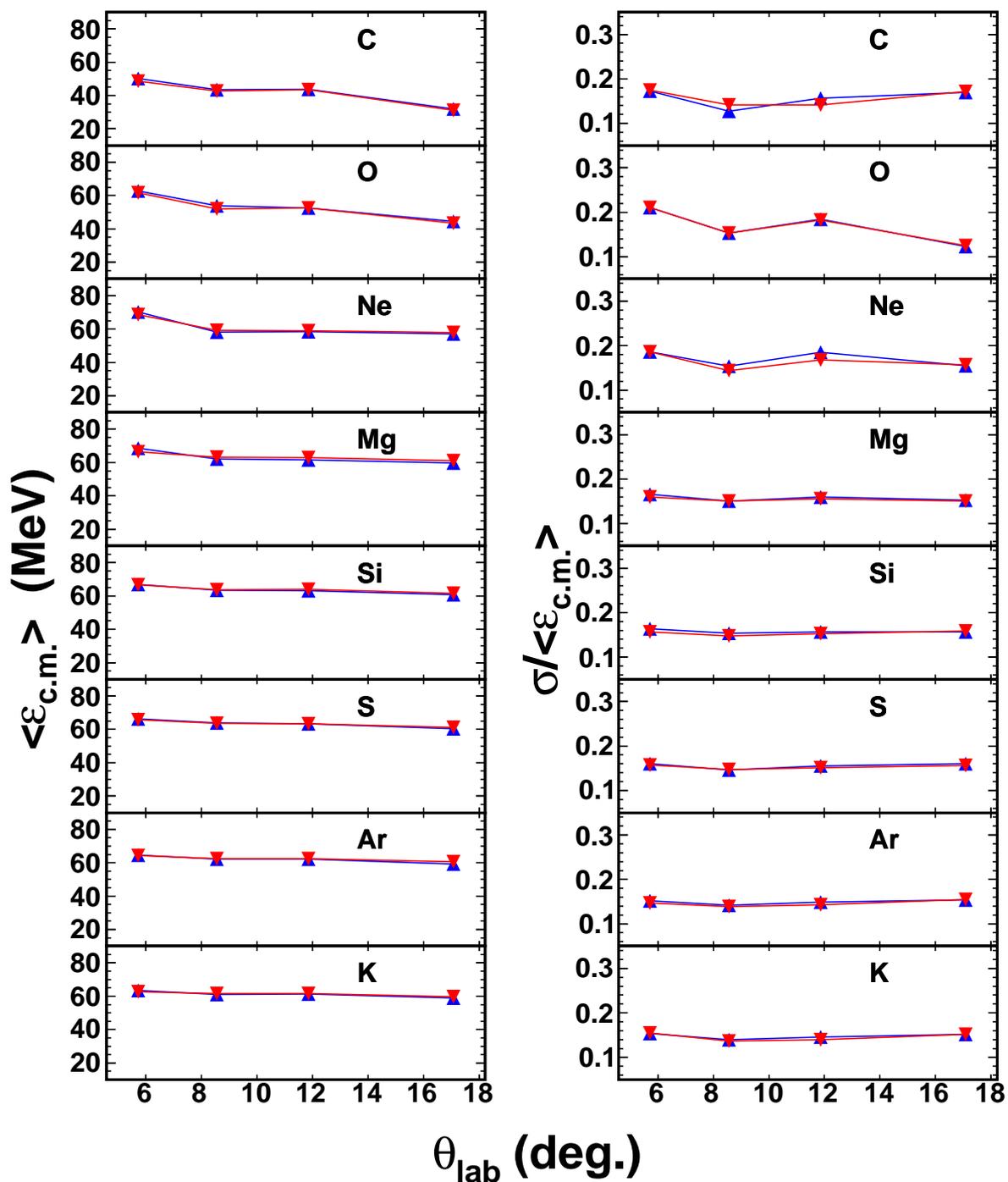


FIG. 5.12: Panel de gauche : Moyenne des énergies cinétiques $\langle \epsilon_{c.m.} \rangle$ dans le centre de masse en fonction de l'angle de détection pour les fragments de charge $Z=6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 19$ produits dans les réactions $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (triangles bleus) et $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (triangles rouges) à 5.5 AMeV. Panel de droite : Ecart-type des spectres en énergie dans le centre de masse divisé par l'énergie moyenne.

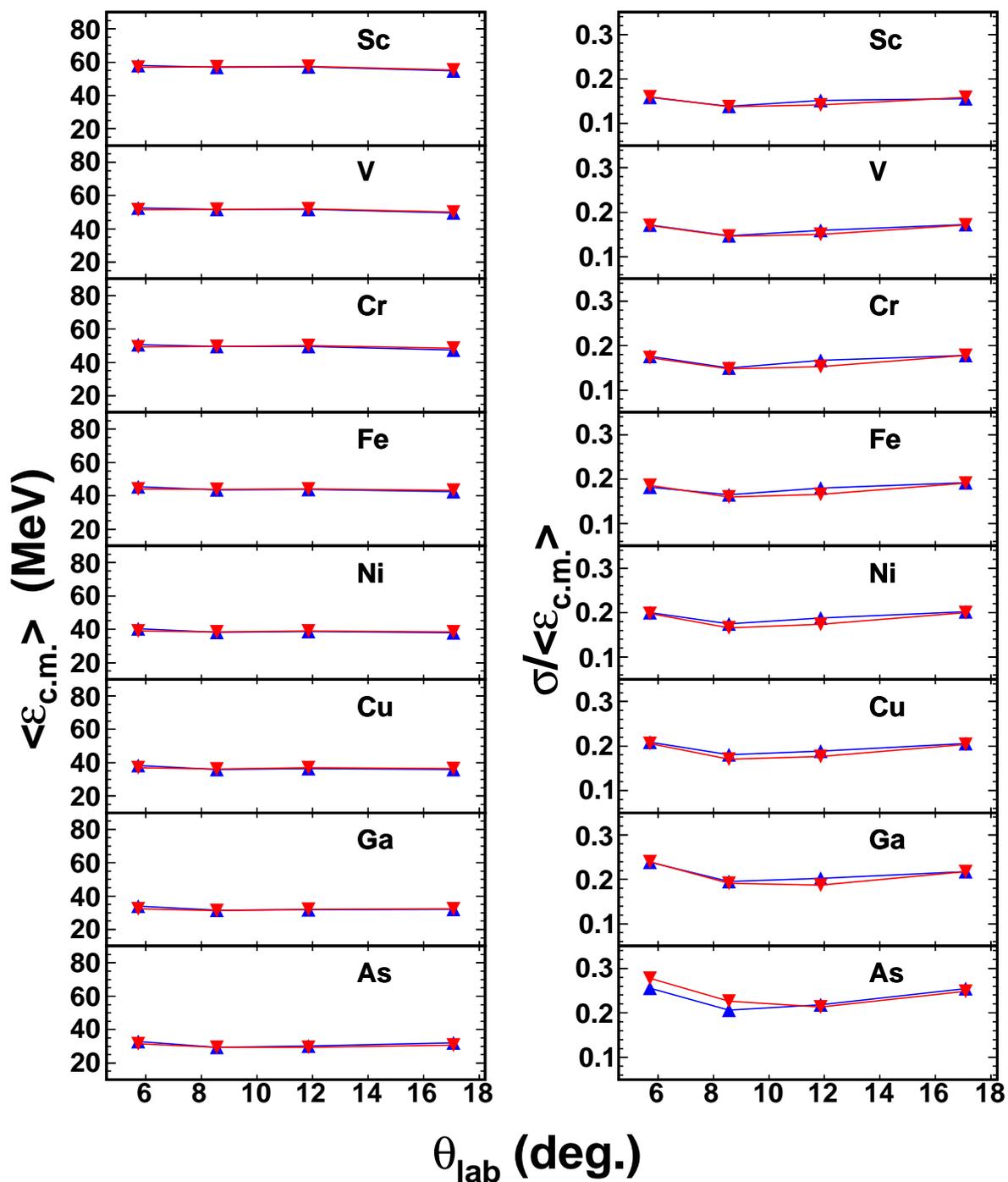


FIG. 5.13: Panel de gauche : Moyenne des énergies cinétiques $\langle \epsilon_{c.m.} \rangle$ dans le centre de masse en fonction de l'angle de détection pour les fragments de charge $Z=21, 23, 24, 26, 28, 29, 31, 33$ produits dans les réactions $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (triangles bleus) et $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (triangles rouges) à 5.5 AMeV. Panel de droite : Ecart-type des spectres en énergie dans le centre de masse divisé par l'énergie moyenne.

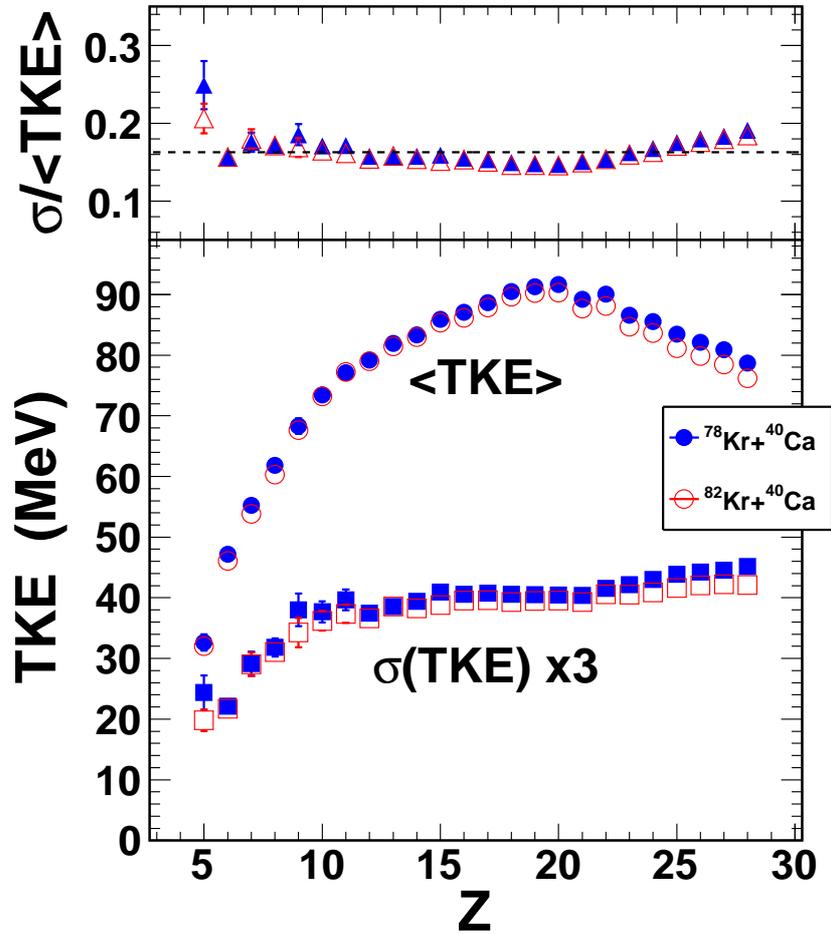


FIG. 5.14: Valeurs moyennes sur les couronnes 3 à 6 de $\langle TKE \rangle$ et de l'écart-type $\sigma(TKE)$ de l'énergie cinétique totale en fonction de la charge du fragment léger produit dans les réactions $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (marqueurs bleus) et $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (marqueurs rouges). La valeur de l'écart-type a été multipliée par 3. Dans le panel du haut est représenté le rapport $\sigma(TKE)/\langle TKE \rangle$. La courbe en pointillé représente la valeur moyenne de ce rapport.

5.1.6 Vitesses d'émission

Pour chaque fragment, la vitesse moyenne dans le centre de masse ($\langle V_{c.m.} \rangle$) est déduite de l'énergie cinétique moyenne en supposant un numéro de masse donné par la formule empirique de Charity [57]. Dans cette section nous considérons seulement les fragments de charge $3 \leq Z \leq 28$. Les résultats sont reportés dans la figure 5.15 pour différents angles dans le laboratoire correspondant à l'angle moyen des couronnes de détection. Pour un Z donné, $\langle V_{c.m.} \rangle$ est à peu près constant quel que soit l'angle d'émission sauf pour $Z \leq 12$ aux angles les plus à l'avant. Pour ces fragments on observe une légère dépendance angulaire qui se manifeste par une légère déviation au comportement linéaire des vitesses d'émission en fonction du Z . L'ensemble des caractéristiques observées permet de conclure que l'énergie cinétique initiale a été fortement relaxée avant la rupture du système nucléaire excité.

$\langle V_{c.m.} \rangle$ suit une décroissance quasi-linéaire lorsque la charge Z augmente. Cette propriété est

bien connue (voir [2, 11, 12]) et est interprétée comme une signature d'un processus binaire dominé par l'interaction coulombienne entre le fragment considéré et son partenaire complémentaire. A partir de la conservation de la quantité de mouvement, on obtient facilement l'expression suivante pour la vitesse d'émission :

$$\langle V_{emission} \rangle = \sqrt{\frac{2A_2}{(A_1 + A_2)A_1} E_{Coul}}, \quad (5.10)$$

où A_1 est la masse du noyau d'intérêt et A_2 la masse du noyau complémentaire. E_{Coul} est l'énergie coulombienne entre les deux fragments. En supposant que le nombre de masse $A \sim 2Z$, on trouve :

$$\langle V_{emission} \rangle \sim Z_{CN} - Z \quad (5.11)$$

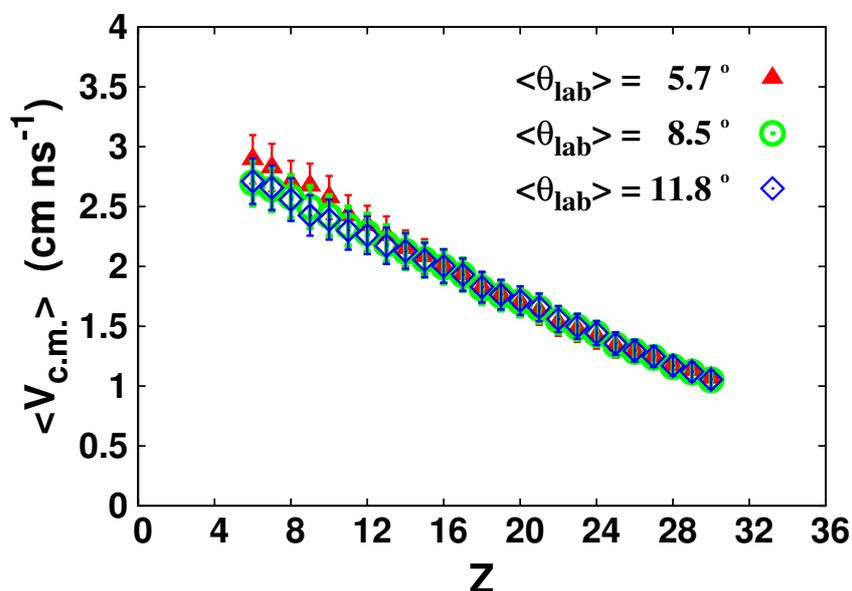


FIG. 5.15: Vitesse moyenne dans le centre de masse $\langle V_{c.m.} \rangle$ des fragments avec un numéro atomique $6 \leq Z \leq 28$ mesurés à plusieurs angles dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV .

Les vitesses mesurées sont compatibles avec celles de systèmes voisins (voir par exemple [62] pour le système Nb+C), compte tenu de la légère différence des charges totales disponibles.

5.2 Distributions angulaires

Une information supplémentaire sur le mécanisme de production de fragments peut être extraite des distributions angulaires obtenues en intégrant les spectres en énergie pour chaque angle d'émission.

5.2.1 Les quasiprojectiles

Des exemples de distributions angulaires pour des fragments de numéro atomique proche de celui du projectile sont données figure 5.16. Les distributions angulaires sont fortement piquées aux angles

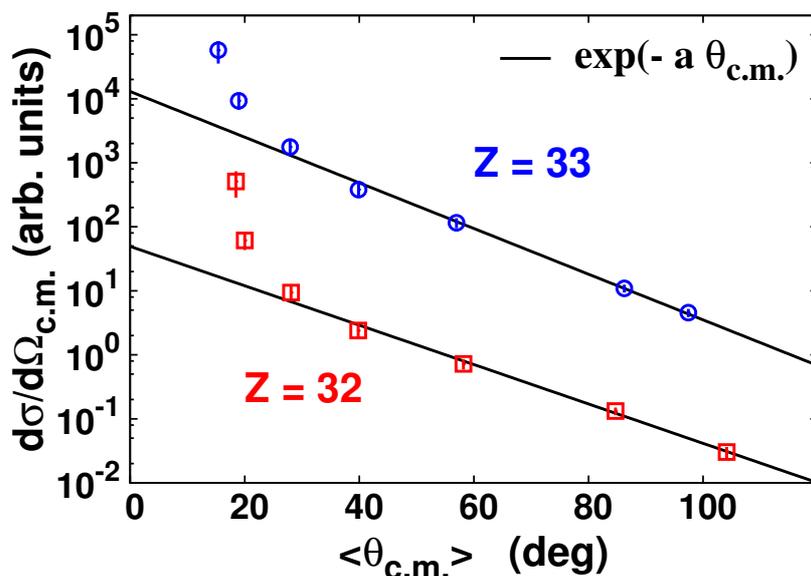


FIG. 5.16: Distributions angulaires des fragments de numéro atomique $Z = 32$ et 33 produits dans la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV obtenues avec $M_{dec}=1$. Les lignes sont des fonctions exponentielles mises pour guider l'oeil.

avant. Ces produits proviennent de réactions directes ou de collisions profondément inélastiques dans lesquelles les nucléons sont émis par le projectile ou transférés entre la cible et le projectile. En effet dans des collisions périphériques, on s'attend à ce que les produits de la quasi-cible soient éjectés dans l'hémisphère arrière du centre de masse, alors que ceux venant du projectile sont principalement focalisés dans l'hémisphère avant. La figure 5.16 illustre un tel comportement pour les fragments de charge $Z = 32$ et $Z = 33$. Leurs distributions angulaires $d\sigma/d\Omega_{c.m.}$ ont une décroissance forte. De plus, on observe deux composantes correspondant vraisemblablement à des réactions de transferts quasi-élastiques aux angles les plus à l'avant et à des collisions profondément inélastiques qui dominent à $\theta_{c.m.} \gtrsim 20^\circ$. La ligne continue dans la figure 5.16 représente une fonction exponentielle qui suit les données expérimentales pour $\theta_{c.m.} \gtrsim 20^\circ$.

5.2.2 Les fragments

Dans la figure 5.17 nous présentons les distributions angulaires $d\sigma/d\Omega_{c.m.}$ pour les fragments avec un numéro atomique $Z = 10, 12, 14, 16, 20, 24$ produits dans la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV. Les résultats obtenus pour le système $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ sont similaires. En dépit de mesures sur une gamme angulaire limitée dans le référentiel du laboratoire, la cinématique inverse permet de définir, sans ambiguïté, la forme des distributions angulaires dans le référentiel du centre de masse. Contrairement aux caractéristiques des distributions observées précédemment pour les fragments avec $Z \sim 36$, les distributions angulaires suivent une dépendance en $1/\sin \theta_{c.m.}$ (représentée par les lignes en pointillé dans la fig. 5.17), c'est-à-dire $d\sigma/d\theta_{c.m.} = \text{constante}$. Cela indique un transfert du moment angulaire important, donc une forte relaxation de ce degré de liberté. En effet, dans les réactions d'ions lourds, un noyau composé qui fissionne a, généralement, un moment angulaire élevé et les distributions angulaires des fragments

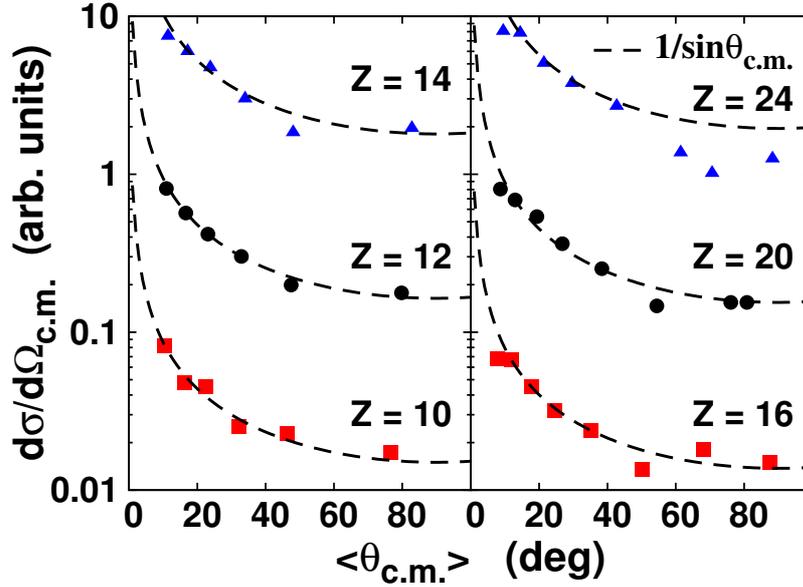


FIG. 5.17: Distributions angulaires des fragments avec une charge $Z = 10, 12, 14, 16, 20, 24$ produits dans la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 A MeV. Les lignes en pointillées sont des fonctions en $1/\sin\theta_{c.m.}$ normalisées aux données expérimentales à $\langle \theta_{lab} \rangle = 5.7^\circ$, correspondant à $\langle \theta_{c.m.} \rangle = 12^\circ - 17^\circ$. Les barres d'erreurs sont dans les symboles.

de fission présentent une forme en $1/\sin\theta_{c.m.}$. Cependant, ce type de comportement n'est pas une condition suffisante pour prouver la formation d'un noyau composé. En réalité, dans des processus de quasi-fission (QF), les réactants gardent en mémoire la configuration initiale du canal de voie d'entrée, ce qui se manifeste par une anisotropie marquée de la distribution angulaire [27] aux angles avant. Notre appareillage ne permet pas une mesure précise des distributions angulaires des fragments émis aux angles proches de la direction du faisceau du fait de la granularité des modules de détection dans les couronnes avant. Ceci nous limite dans l'étude de l'anisotropie des distributions angulaires. Ainsi à cette étape de l'analyse présentée dans la figure 5.17, nous pouvons conclure que le mode prédominant dans la production des fragments est la désexcitation soit d'un système de durée de vie longue, soit d'un noyau composé.

5.3 Coïncidence fragment-fragment

Les corrélations entre les charges mesurées sont instructives puisqu'elles permettent de contrôler la nature binaire du mécanisme d'émission de fragments. Dans cette étude, l'analyse a été effectuée événement par événement afin d'extraire les deux fragments les plus gros. Puisque nous ne mesurons pas la masse des fragments, nous considérons les deux fragments les plus gros comme étant ceux ayant les charges Z_1 et Z_2 les plus élevées dans chaque événement avec $Z_1 \geq Z_2$. De plus nous nous sommes restreints aux runs $M_{dec} = 2$ et nous avons appliqué le critère $48 \leq Z_{tot} \leq 60$ pour chaque événement. La limite inférieure est imposée pour exclure les événements où un des deux fragments n'a pas été détecté.

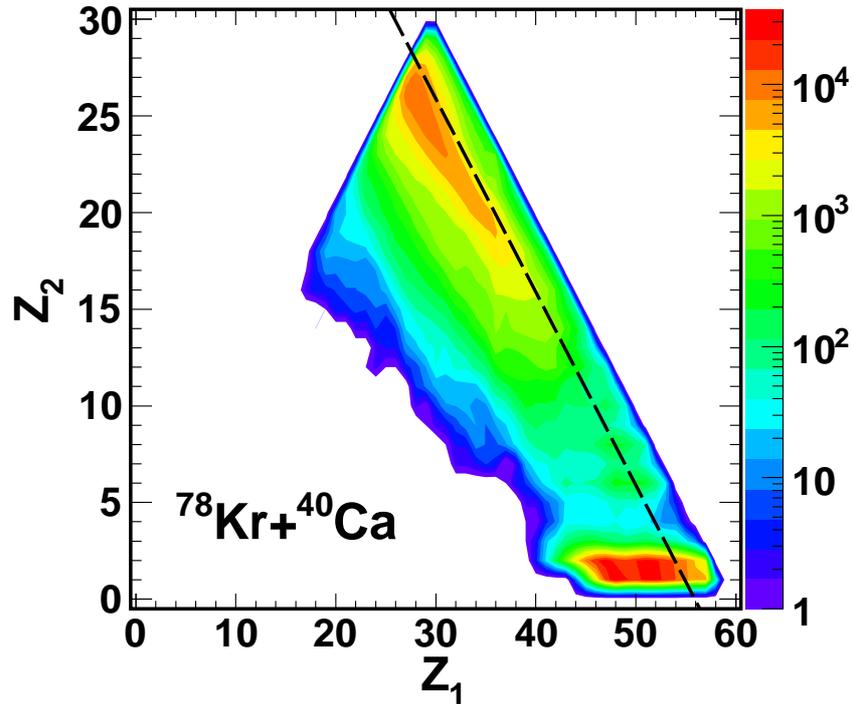


FIG. 5.18: Corrélation expérimentale entre les deux fragments les plus gros Z_1 et Z_2 avec $Z_1 \geq Z_2$ et $48 \leq Z_{tot} \leq 60$. La ligne en tirets représente $Z_1 + Z_2 = 56$ (charge totale disponible).

La figure 5.18 montre la corrélation Z_1 - Z_2 mesurée dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Les coïncidences Z_1 - Z_2 séparent très bien les résidus d'évaporation des produits de fission. En effet, les taux les plus élevés sont localisés dans deux régions : la région autour de $Z_1 \sim 50$ et $Z_2 \sim 2$ correspondant au canal d'évaporation, dans laquelle on voit les résidus obtenus après émission d' H et d' He et la région avec $Z_1, Z_2 \sim 25-30$ représentant le mode de fragmentation symétrique.

Les résidus exclusivement peuplés après l'émission de particules légères peuvent être bien séparés de ceux produits par l'émission de FMI. Ceci est important à souligner dans le cas d'une compétition entre les processus de quasi-fission et de fusion-fission (noyau composé), on peut sans ambiguïté associer les résidus d'évaporation à la formation d'un noyau composé. La ligne de crête que l'on observe sur la figure 5.18 est légèrement décalée à une valeur moyenne $\langle Z_1 + Z_2 \rangle$ inférieure de deux unités de charge à la charge totale disponible ($Z_{tot} = 56$). Ce décalage reflète l'émission de particules légères des fragments ou/et du système composite avant la séparation des fragments. A part la région des résidus d'évaporation, la corrélation linéaire entre Z_1 et Z_2 (c'est-à-dire $Z_1 + Z_2 = \text{constante}$) illustre la nature binaire du mécanisme. Ici le terme binaire signifie que la majeure partie des nucléons disponibles dans la réaction est distribuée dans les deux fragments mesurés.

Le minimum du taux de comptage se trouve à $Z_2 = 4$. Il peut être accentué par la perte des ^8Be très instables.

Les mêmes conclusions sur le caractère binaire du mécanisme de production des fragments sont déduites aussi pour le système $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$.

5.4 Extraction des sections efficaces

Toutes les sections efficaces absolues extraites de cette expérience (Fragments, résidus d'évaporation) sont obtenues en normalisant les taux de comptage par rapport à la diffusion élastique. Afin de sélectionner l'angle le plus approprié pour cette normalisation il est nécessaire de calculer à la fois l'angle d'effleurement (*grazing angle*) ainsi que la distribution angulaire de diffusion élastique. Dans la suite de ce paragraphe nous présentons les résultats des calculs de diffusion élastique. Ceci nous permettra de choisir les conditions de normalisation et donc d'en déduire les sections efficaces des fragments et des résidus d'évaporation.

5.4.1 Conditions de normalisation

5.4.1.1 Diffusion élastique

Une analyse avec le modèle optique (voir annexe A.2.1) nécessite la mesure de la distribution angulaire de la diffusion élastique. Nous n'avons pas cette mesure spécifique. Nous avons considéré un système voisin et nous avons fait une analyse en modèle optique de ce système à l'aide du code FRESKO [63]. Pour reproduire de manière acceptable le système $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Se}$ [56] nous avons trouvé les paramètres suivants : $V_0 = 41.8$ MeV, $r_R = 1.2$ fm, $a_R = 0.585$ fm ; $V_W = 34.3$ MeV, $r_W = 1.344$ fm, $a_W = 0.276$ fm. Les résultats sont montrés figure 5.19 après normalisation à la section efficace Ruther-

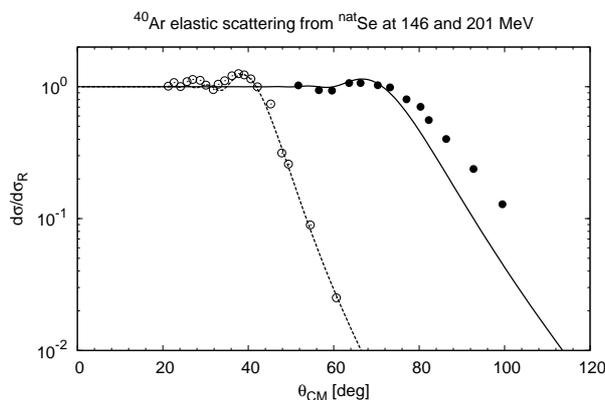


FIG. 5.19: Diffusion élastique de la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Se}$ [56] pour deux énergies de bombardement $E_{\text{lab}} = 146$ MeV et $E_{\text{lab}} = 201$ MeV. Les paramètres du modèle optique ont été ajustés pour reproduire les données expérimentales.

ford. Nous constatons un bon accord, notamment à l'énergie de 5 A MeV. Outre le bon accord on observe les comportements suivants qui sont typiques de la diffusion élastique pour ce type de réaction. A petit angle $d\sigma/d\sigma_R$ est proche de 1, ce qui signifie que la diffusion élastique à petit angle est purement Rutherford ; un domaine angulaire présentant des oscillations autour de $d\sigma/d\sigma_R = 1$; une décroissance exponentielle du rapport $d\sigma/d\sigma_R$. D'après cette figure, on constate qu'une normalisation à un angle au delà de $\theta_{\text{c.m.}} = 40^\circ$ nécessite une bonne contrainte expérimentale. La région la plus fiable pour la normalisation est sans conteste celle dans laquelle $d\sigma/d\sigma_R = 1$. Nous avons utilisé les mêmes paramètres optiques pour nos systèmes $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ et nous avons fait varier les paramètres du potentiel

imaginaire r_W et a_W pour mimer la différence d'absorption entre les réactions $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Se}$ et $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Les résultats sont montrés figures 5.20. Nous observons une légère évolution du rapport $d\sigma/d\sigma_R$ pour

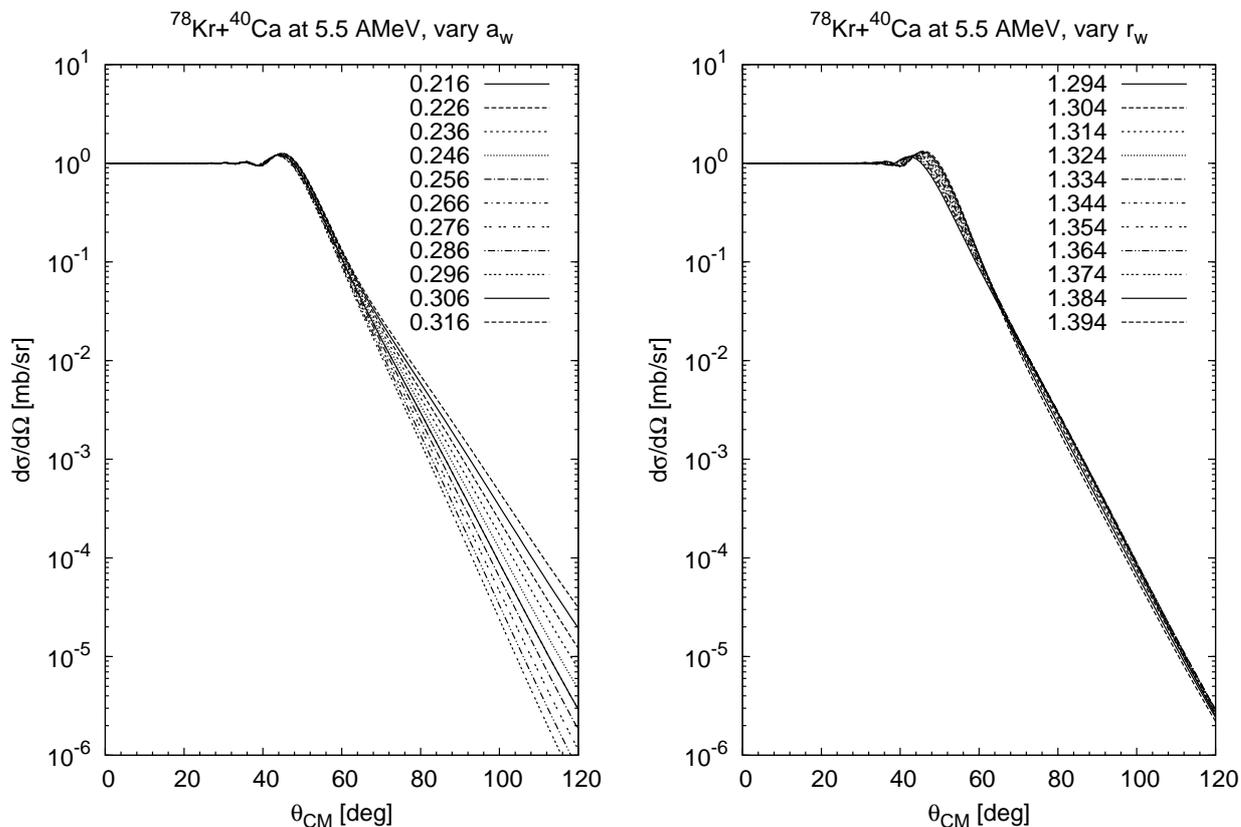


FIG. 5.20: Prédiction du modèle optique pour la diffusion élastique $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV en prenant les paramètres optiques utilisés pour reproduire les données de la réaction $\text{Ar} + \text{Se}$ à 5 AMeV [56] et en faisant varier la diffusivité a_W et le rayon r_W de la partie imaginaire du potentiel optique.

des angles $\theta_{c.m.} > 50^\circ$. Cela signifie que ce domaine est sensible aux paramètres du modèle optique. On ne peut donc choisir ce domaine angulaire pour notre procédure de normalisation. Par contre nous observons que $d\sigma/d\sigma_R = 1$ pour les angles $\theta_{c.m.} \leq 40^\circ$. Ce que nous dit cette analyse c'est que ce domaine angulaire doit être choisi pour la normalisation. Comme cette analyse a été faite avec un système voisin, nous avons vérifié à l'aide de l'approche semi-classique que les conclusions ne dépendent pas du modèle optique. En utilisant la formule (A.7), nous trouvons que l'angle d'effleurement se situe autour de $\theta_{lab} = 20^\circ$ (environ $\theta_{c.m.} = 55^\circ$), ce qui est tout à fait compatible avec le calcul en modèle optique. Cela donne confiance sur l'évolution du rapport $d\sigma/d\sigma_R$. $\theta_{lab} = 20^\circ$ correspond à la couronne 6 d'INDRA. On a déjà une indication : il ne faut pas prendre les couronnes au delà de la couronne 6 pour calculer la constante de normalisation pour le calcul des valeurs absolues des sections efficaces.

Sur la figure 5.21 nous montrons le résultat de la diffusion élastique normalisée à la diffusion Rutherford exprimée dans le laboratoire pour les deux systèmes et en mettant les angles maximum des couronnes. On vérifie que le choix de la couronne 4 ($7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 10^\circ$) est parfaitement adapté à notre cas, puisque dans ce domaine angulaire la diffusion est purement coulombienne. C'est pour cette raison

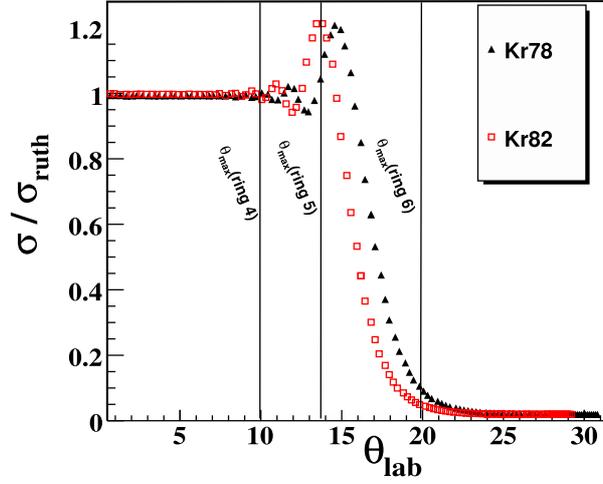


FIG. 5.21: Prédictions du modèle optique pour les diffusions élastiques des systèmes $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV en fonction de l'angle d'émission dans le référentiel du laboratoire.

que pour l'extraction des sections efficaces nous avons choisi de normaliser à la diffusion élastique intégrée dans le domaine angulaire de la couronne 4. Notons que ce choix permet de minimiser également la contribution de la diffusion élastique sur les contaminants contenus dans la cible, comme nous l'avons discuté dans le chapitre 4.

5.4.2 Sections efficaces inclusives des fragments

Ayant le facteur de normalisation on peut obtenir les sections efficaces des fragments en utilisant les formules (A.4) et (A.5) décrites dans l'annexe A. Les formules s'appliquent à des événements mesurés avec le même mode de déclenchement, à savoir $M_{dec} = 1$, pour avoir le comptage de la diffusion élastique. Avec $M_{dec} = 1$, le taux de comptage individuel de chaque fragment est faible surtout pour les fragments légers. Par conséquent nous avons choisi d'intégrer le taux de comptage sur la gamme de $21 \leq Z \leq 28$ et de déduire la valeur absolue sur cette gamme pour l'angle de la couronne 4. L'étape suivante consiste à appliquer ce résultat à la même gamme de Z mesurée en mode $M_{dec} = 2$. En effet dans la section 4.2.5 nous avons vérifié que le choix de M_{dec} n'influait la distribution relative entre les fragments pour les collisions centrales. La valeur absolue pour chaque fragment est alors obtenue via l'expression :

$$\frac{d\sigma_Z}{d\Omega} = \frac{N_Z^2}{N_{21-28}^2} \frac{N_{21-28}^1}{N_{elast}^1(C4)} \frac{d\sigma_R}{d\Omega}(C4) \quad (5.12)$$

Ayant la section efficace différentielle pour un angle donné dans le laboratoire, on peut l'exprimer dans le centre de masse en utilisant le jacobien (voir formule 5.7).

La section efficace pour chaque fragment de charge $3 \leq Z \leq 28$ est obtenue en intégrant, sur la gamme angulaire ($\theta_{c.m.} \in [0^\circ, 180^\circ]$), les fonctions en $1/\sin\theta_{c.m.}$ ajustées sur les distributions angulaires $d\sigma/d\Omega_{c.m.}$ (cf. § 5.2.2). Cette procédure n'est pas vraiment adaptée pour la partie non mesurée de la distribution angulaire proche de la direction du faisceau. Cependant le poids de ce domaine angulaire est négligeable. En effet, la déviation par rapport à un comportement en $1/\sin\theta_{c.m.}$ se produit pour un domaine d'environ 10° , soit 20° sur l'ensemble, ce qui correspond à $20/180=0,11$. Même si on suppose

une erreur de 30% sur cette portion de la distribution angulaire, l'influence sur la section efficace globale est faible.

Dans la suite, nous nous concentrons sur le comportement des décroissances des systèmes à durée de vie longue, par conséquent les sections efficaces de la composante quasi-élastique ne sont pas discutées ici à cause de la forme exponentielle des distributions angulaires, qui s'apparente à un processus rapide.

Z	$^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ σ_Z (mb)	$^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ σ_Z (mb)
3	0.57±0.16	0.69±0.16
4	0.31±0.27	0.30±0.27
5	0.24±0.22	0.36±0.22
6	2.93±0.13	2.69±0.13
7	1.08±0.16	0.89±0.16
8	2.57±0.13	1.98±0.13
9	1.10±0.16	0.76±0.16
10	2.43±0.14	1.95±0.14
11	2.47±0.14	2.21±0.14
12	6.25±0.13	5.15±0.13
13	6.73±0.13	5.66±0.13
14	13.87±0.12	11.11±0.12
15	11.03±0.12	9.52±0.12
16	18.06±0.12	13.78±0.12
17	16.80±0.12	13.81±0.12
18	23.47±0.12	17.33±0.12
19	22.59±0.12	17.25±0.12
20	33.05±0.12	23.72±0.12
21	35.21±0.12	25.82±0.12
22	44.24±0.12	31.33±0.12
23	45.78±0.12	33.03±0.12
24	48.67±0.12	35.63±0.12
25	51.57±0.12	36.93±0.12
26	55.75±0.12	39.70±0.12
27	54.10±0.12	38.91±0.12
28	50.47±0.12	37.35±0.12

TAB. 5.2: Sections efficaces expérimentales pour les fragments de charge $3 \leq Z \leq 28$ produits dans les deux systèmes $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV.

Les sections efficaces et les erreurs sont tabulées dans le tableau 5.2. Pour le calcul des erreurs nous avons considéré l'erreur sur la calibration en énergie (qui intervient pour le calcul du jacobien), l'erreur sur l'extrapolation à 0° , l'erreur sur la diffusion élastique, l'erreur sur la statistique de l'échantillon $Z = 21-28$

qui nous a servi de normalisation, une erreur systématique de 10% et l'erreur statistique associée au taux de comptage pour chaque élément.

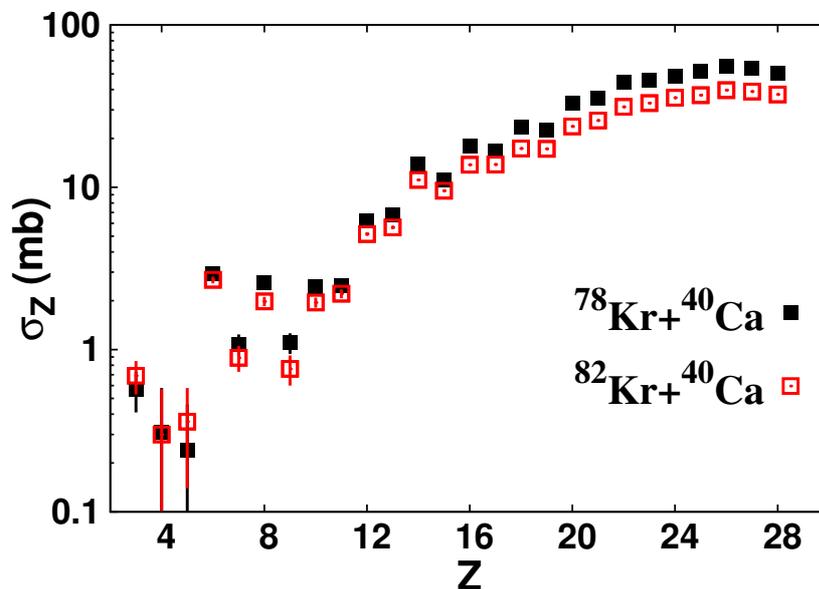


FIG. 5.22: Sections efficaces expérimentales pour les fragments avec un numéro atomique $3 \leq Z \leq 28$ émis dans les réactions $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (carrés pleins) et $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (carrés ouverts) à 5.5 AMeV. Les barres d'erreur sont dans les symboles.

Les sections efficaces inclusives σ_Z des fragments avec un numéro atomique $3 \leq Z \leq 28$ sont montrées dans la figures 5.22 pour les réactions $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (carrés pleins) et $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (carrés ouverts) à 5.5 AMeV. Notons que la section efficace du Be est réduite à cause de la contribution de l'isotope ^8Be instable qui n'est pas mesuré.

Les distributions σ_Z pour les deux systèmes présentent un maximum autour de $Z = 26$, une valeur proche de la moitié de la charge disponible. Cette caractéristique indique que ces éléments viennent soit de la fission symétrique du noyau composé ou d'une classe de collision dans laquelle une forte relaxation de l'asymétrie de masse de la voie d'entrée a été atteinte. De plus, à l'exception des fragments légers de charge $3 \leq Z \leq 5$, σ_Z pour le système $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ est systématiquement inférieure et les sections efficaces sont $\sim 25\%$ plus petites pour le système ayant le rapport N/Z le plus élevé. Cet abaissement des distributions de charge pour les séparations symétriques quand le contenu en neutron de l'émetteur augmente a été aussi observé dans les réactions $^{78,82,86}\text{Kr}+^{12}\text{C}$ [2]. Cette dépendance en N/Z serait en accord avec le modèle de la goutte liquide dans lequel la barrière de fission d'un noyau composé pauvre en neutron est attendue plus petite que celle d'un noyau composé riche en neutrons, ce qui suggère la compatibilité avec un scénario de type noyau composé.

On remarquera la présence d'un effet en dents de scie important pour les sections efficaces des fragments légers $Z \leq 10$. Cet effet est encore visible pour des Z plus grands avec une amplitude plus faible. Des fluctuations dans la distribution de charge des fragments ont déjà été observés dans une large gamme de réactions, du régime de noyau composé aux réactions de spallation [2, 3, 6, 5, 64, 65]. Cet effet a été interprété comme étant un «effet de couche» [66] ou «effet pair-impair» qui peut survenir lors de la scission ou dans les évaporations de particules post-scission. En effet, le fragment primaire

produit lors de la scission peut avoir assez d'énergie d'excitation pour décroître à son tour par émission de particules légères. Les énergies de séparation sont souvent plus importantes pour les FMI de Z pair que pour ceux de Z impairs. Alors les FMI ayant un Z impair ont une probabilité plus élevée de décroître.

Cependant, dans des réactions similaires [61], la multiplicité de particules légères post-scission est très faible, ce qui va plutôt dans le sens que cet effet pair-impair se décide lors de la production des fragments primaires. L'étude sur les coïncidences entre les particules légères et les fragments, présentée dans la section suivante, corrobore cette hypothèse.

Il est intéressant de préciser que l'effet pair-impair dans les sections efficaces des fragments légers montré dans la figure 5.22 est très similaire à celui observé pour des réactions dans des domaines en masse, énergie d'excitation et moment angulaire très proches de nos systèmes [1, 61]. Ceci indiquerait que cet effet de structure n'est pas associé aux propriétés microscopiques des partenaires complémentaires des fragments légers que l'on regarde puisqu'ils sont différents pour chacune de ces réactions.

Comme on peut le voir sur la figure 5.22, l'effet pair-impair pour les fragments légers est à peu près le même pour les deux systèmes et il est d'environ un facteur 3. De tels résultats sont en contradiction avec les données de $^{78,82,86}\text{Kr}+^{12}\text{C}$ [2] pour lesquelles l'effet pair-impair décroît pour le noyau composé riche en neutrons. La principale différence entre ces données et les données actuelles vient de la quantité de moment angulaire qui peut être transféré dans le système composé. Ainsi, l'effet pair-impair des sections efficaces des fragments légers peut être influencé par le moment angulaire qui induirait différentes compacités des configurations de scission et ainsi une sensibilité aux propriétés de structure dans l'espace des déformations.

Comme le suggère la forme des distributions de charges, les ondes partielles élevées dans la voie d'entrée doivent alimenter le mécanisme d'émission de fragment. Cependant, les sections efficaces des fragments légers (Li, B) sont étonnamment basses. En effet, dans les réactions $^{93}\text{Nb}+^9\text{Be}$ et $^{93}\text{Nb}+^{12}\text{C}$ [62] pour lesquelles sont impliqués de faibles moments angulaires, les sections efficaces des fragments légers sont du même ordre de grandeur et même plus élevées ($\sigma_C \sim 7 \text{ mb}$ pour $^{93}\text{Nb}+^{12}\text{C}$ à 120 MeV d'énergie d'excitation) que dans nos données. Une explication plausible pour nos réactions serait qu'à haut moment angulaire une grande partie du flux n'alimente pas la formation de noyau composé. Une telle possibilité sera discutée dans la partie 7.3.

La section efficace des produits de fission σ_{fiss}^{exp} , a été obtenue en sommant les sections efficaces des fragments dans la gamme de numéro atomique $3 \leq Z \leq 26$. La limite supérieure correspond au numéro atomique des fragments produits avec la section efficace la plus élevée et elle prend en compte qualitativement les décroissances secondaires par émission de particules légères (voir fig. 5.18 p. 102). Ainsi dans cette gamme en Z on obtient $\sigma_{fiss}^{exp} = 447 \pm 46 \text{ mb}$ pour le système $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ et $\sigma_{fiss}^{exp} = 332 \pm 35 \text{ mb}$ pour le système $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$, respectivement. Nous devons nous rappeler qu'ici nous appelons de manière générale produits de fission, ceux avec une distribution angulaire qui s'apparente à celle d'un système de durée de vie longue et donc σ_{fiss}^{exp} peut contenir à la fois la contribution des mécanismes de fusion-fission et de quasi-fission.

Pour résumer les caractéristiques de la production de fragments complexes dans les réactions $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV, on observe une coexistence entre des caractéristiques globales (macroscopiques) qui reflètent l'influence du moment angulaire, et un comportement complexe qui vient s'ajouter qui signe la persistance d'effets de structure dans le processus et/ou l'influence des désexcitations secondaires. Dans le dernier scénario, on s'attend à ce que les effets pair-impair observés dans les distributions de charges proviennent de l'émission d'un proton par le fragment primaire. Il est possible que

l'émission à partir d'un noyau composé riche en neutrons produise plus de FMI riches en neutrons ; ces derniers ont des probabilités plus faibles pour des émissions secondaires de protons que celles des FMI produits par un système plus pauvre en neutrons. Ainsi l'effet pair-impair devrait être plus petit pour un système riche en neutron. Or ce comportement n'est pas discernable dans les sections efficaces expérimentales déduites de ce travail. Ces différents scénarios seront discutés plus en détails dans le chapitre suivant sur la comparaison des données avec les prédictions théoriques.

5.4.2.1 Comparaisons avec d'autres expériences

L'effet pair-impair a déjà été observé dans le processus de fission de noyaux lourds autour de 10 MeV d'énergie d'excitation et les modèles ont fourni un cadre théorique satisfaisant pour expliquer ces données. Il y a quelques années, des signatures d'effets de structure ont été mises en évidence lors la production de fragments dans des collisions dissipatives [6]. Une grande partie des caractéristiques observées est reproduite en utilisant un modèle statistique incluant des corrélations d'appariement ce qui suggère que les effets de structure sont associés aux propriétés des noyaux à la fin de la cascade de désexcitation. On fera la remarque que les systèmes étudiés sont dans le régime de spallation et que le modèle inclut la description de la formation des sources d'émission. Notons que dans les deux régimes cités, l'effet pair-impair ne concerne pas l'émission de fragment de masse intermédiaire à partir d'un noyau composé.

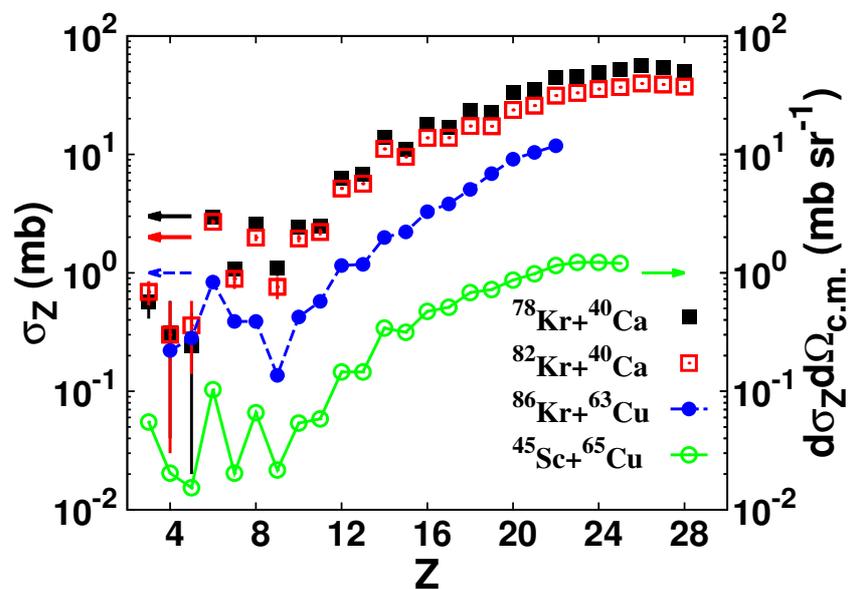


FIG. 5.23: Sections efficaces totales des fragments émis dans les réactions, $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (carrés pleins) à 5.5 AMeV, $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (carrés ouverts) à 5.5 AMeV, $^{86}\text{Kr}+^{63}\text{Cu}$ (cercles pleins) à 5.65 AMeV [61] et les sections efficaces différentielles pour la réaction $^{45}\text{Sc}+^{65}\text{Cu}$ (cercles ouverts et échelle de droite) à 4.5 AMeV [1].

Regardons maintenant des réactions du même type que les nôtres, dont les distributions de charges sont données dans la figure 5.23. Par exemple dans la référence [1], les résultats montrent une dépendance avec le moment angulaire pour des systèmes très proches de ceux présentés dans cette thèse. En

particulier la distribution de charge pour la réaction $^{45}\text{Sc}+^{65}\text{Cu}$ à 200 MeV d'énergie incidente est équivalente à celle observée dans nos données : l'amplitude de l'effet pair-impair est presque identique jusqu'à $Z = 11$; le taux relatif entre la partie des fragments légers et celle de la symétrie est très proche de celui mesuré dans $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ et $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$. A l'image de nos données, un changement de comportement de la distribution de charges est visible autour de $Z=11$: un important effet pair-impair est observé pour les fragments légers ; la distribution a une forme de demi-gaussienne centrée autour de la fission symétrique. D'autres données intéressantes ont été publiées sur la production FMI dans la réaction $^{86}\text{Kr}+^{63}\text{Cu}$ à des énergies incidentes allant de 486 MeV à 730 MeV [61], correspondant à des énergies d'excitations entre 125 MeV et 231 MeV pour une fusion complète. Ces résultats présentent les mêmes similitudes avec nos données. La seule différence visible est la section efficace pour $Z = 8$ qui est comparable à celle du $Z = 7$. Une explication possible serait l'influence du rapport N/Z du noyau composé du système $^{86}\text{Kr}+^{63}\text{Cu}$ (1.29) qui est plus élevé que celui pour les systèmes $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (1.11) et $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (1.22), ou bien le fait que le noyau composé formé dans la réaction $^{86}\text{Kr}+^{63}\text{Cu}$ a un numéro atomique Z impair. Les fortes similitudes entre ces systèmes indiquent que l'effet pair-impair n'est pas gouverné par les propriétés microscopiques des partenaires complémentaires des fragments légers observés puisqu'ils sont différents dans chaque réaction étudiée.

Finalement, les fluctuations de sections efficaces des fragments légers demeurent lorsqu'on passe de systèmes formés à bas moment angulaire (comme dans les réactions $^{78}\text{Kr}+^{12}\text{C}$) à des systèmes formés à haut moment angulaire (comme les réactions $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$, voir section 1.2). Il est difficile d'être plus précis sans l'aide d'une analyse avec les modèles.

5.4.2.2 Discussion de l'effet pair-impair

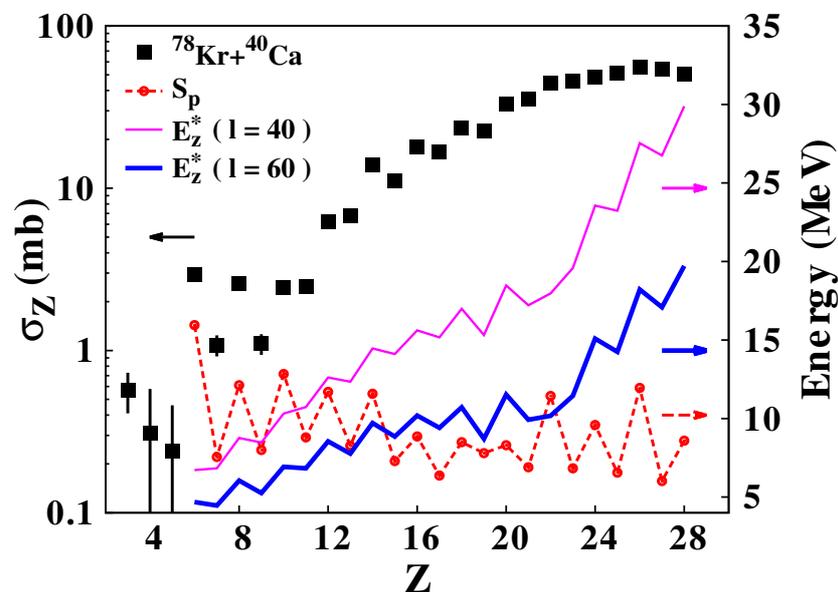


FIG. 5.24: Section efficaces expérimentales pour les fragments émis dans la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (carrés pleins) à 5.5 AMeV. La ligne en tiret représente l'énergie de séparation proton S_p . Les lignes fine et épaisse se réfèrent à l'énergie d'excitation du fragment en supposant un spin initial de 40 et 60 respectivement.

La ligne en pointillé dans la figure 5.24 montre l'énergie de séparation proton S_p calculée pour l'élément le plus abondant donné par les tables de masses [34]. Un important effet pair-impair est observé pour S_p avec à peu près la même amplitude sur la gamme $6 \leq Z \leq 28$. Il est intéressant de voir que les effets pair-impair sur S_p et sur les section efficaces σ_Z sont en phase. Pour les fragments légers, à la fois σ_Z et S_p sont plus élevées pour les Z pairs. On peut faire une estimation de l'énergie d'excitation E_Z^* accumulée dans les fragments. L'énergie cinétique totale libérée dans une fragmentation binaire peut être déduite à partir de l'énergie cinétique du fragment léger pour lequel le numéro de masse est calculé en supposant que son rapport N/Z (nombre de neutrons sur le nombre de protons) soit le même que celui du noyau composé. En supposant une rotation rigide et un équilibre thermique entre les deux partenaires, on peut déduire E_Z^* . Les résultats d'un tel calcul sont montrés dans la figure 5.24 pour un moment angulaire initial de 40 (ligne fine) et 60 (ligne épaisse). E_Z^* augmente de manière constante de 8 MeV pour $Z = 8$ à environ 30 MeV pour $Z = 28$. L'effet pair-impair de E_Z^* est dû au fait que la distribution isotopique pour un Z donné n'est pas prise en compte. Les valeurs de E_Z^* pour les fragments de $Z \leq 12$ sont inférieures à 15 MeV, c'est-à-dire qu'elles n'excèdent pas l'énergie de séparation. De plus pour ces mêmes fragments, le profile de la distribution de charges est différent de celui pour les fragments plus lourds. Notons que la barrière Coulombienne entre le fragment et la particule n'est pas incluse, ce qui normalement intervient dans le calcul des seuils d'émission. Cependant, la prise en compte de ces barrières ne changerait pas radicalement la conclusion puisque l'énergie coulombienne augmente doucement avec le numéro atomique du fragment.

Pour les fragments de Z élevé, E_Z^* est supérieure à l'énergie de séparation proton. Les mêmes conclusions sont valables lorsque l'on considère l'énergie de séparation des particules α . L'atténuation de l'effet pair-impair de σ_Z pour ces fragments serait donc engendrée par l'émission de particules chargées. Afin de vérifier cette hypothèse, une étude des coïncidences particule-fragment a été réalisées (voir § 5.5). Dans la fragmentation asymétrique, les sections efficaces σ_Z présentent un effet pair-impair et ne sont pas affectées par des désexcitations secondaires des particules légères. Ceci refléteraient la persistance d'effets de structure dans la fragmentation asymétrique qui pourrait être associée à une contribution microscopique dans la surface d'énergie potentielle qui est l'un des ingrédients clés dans la détermination des sections efficaces des fragments, et/ou des propriétés spécifiques des densités de niveaux à des énergies en dessous des seuils d'émission des particules légères. De telles influences nécessitent de mener des investigations plus profondes d'un point de vue théorique.

5.4.3 Sections efficaces des résidus d'évaporation

Les résidus d'évaporation sont comptés dans chaque couronne d'INDRA sur les matrices d'identification $\Delta E_{ChIo} - E_{Si}$ en gardant les codes 5 d'identification (cf. 3.7). Les sections efficaces différentielles $d\sigma_{RE}/d\Omega_{lab}$ des résidus d'évaporation sont déduites en normalisant les taux de comptage par rapport à la diffusion élastique. Pour extraire les sections efficaces intégrées nous choisissons le référentiel du laboratoire contrairement à ce qui à été fait pour les fragments. En effet la section efficace différentielle est très fortement décroissante et devient négligeable au delà de la couronne 4. Le domaine d'intégration est alors bien défini.

Afin de trouver une méthode simple pour obtenir les distributions angulaires des RE, supposons que le noyau composé décroît par des émissions successives et indépendantes de particules légères. Appelons v_r la vitesse de recul du résidu à la fin de la cascade et supposons que chaque émission de particule est isotrope dans le centre de masse. Dans ce cas on s'attend à une distribution gaussienne

pour la probabilité de la vitesse de recul v_r et cette probabilité peut être écrite comme :

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} \sim \frac{d^3\sigma}{dv_r^3} = \frac{1}{v_r^2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{c.m.} dv_r} = K \exp\left(-\frac{v_r^2}{2s^2}\right).$$

s reflète le recul aléatoire induit par l'évaporation successive de particules légères. Puisque la probabilité se conserve alors

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} \text{ dans le centre de masse} = \frac{d^3\sigma}{dp^3} \text{ dans le laboratoire.}$$

Finalement

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{lab} dV_R} = KV_R^2 \exp\left(-\frac{v_r^2}{2s^2}\right),$$

où V_R est la vitesse de recul dans le laboratoire.

En utilisant les lois de conservation, on peut exprimer v_r en fonction de V_R et de θ_{lab} pour obtenir l'expression suivante

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{lab} dV_R} = KV_R^2 \exp\left(-\frac{V_0^2 \sin^2 \theta_{lab}}{2s^2}\right) \exp\left(-\frac{(V_R - V_0 \cos \theta_{lab})^2}{2s^2}\right), \quad (5.13)$$

où V_0 est la vitesse du noyau composé dans le laboratoire ou celle de la source dans le cas d'un mécanisme de fusion incomplète. Puisque les angles de recul sont très petits, l'équation 5.13 se réduit à

$$\frac{1}{V_R^2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{lab} dV_R} \propto \exp\left(-\frac{(V_R - V_0 \cos \theta_{lab})^2}{2s^2}\right)$$

ce qui suggère que la distribution expérimentale est une gaussienne centrée sur $V_0 \cos \theta_{lab}$.

En intégrant l'équation 5.13 on déduit la distribution angulaire des résidus d'évaporation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} \propto \cos^2 \theta_{lab} \exp\left(-\frac{V_0^2 \sin^2 \theta_{lab}}{2s^2}\right).$$

A petit angles $\sin^2 \theta_{lab} \sim \theta_{lab}^2$ et $\cos \theta_{lab} \sim 1$ alors la distribution angulaire a une forme gaussienne

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} &\propto \exp\left(-\frac{V_0^2 \theta_{lab}^2}{2s^2}\right) \\ &\simeq N \exp\left(-\frac{\theta_{lab}^2}{\alpha^2}\right). \end{aligned} \quad (5.14)$$

Le résultat ne dépend pas de la masse de l'émetteur. Le résultat est valable, sauf dans les cas où la corrélation cinématique entre état initial et état final est très forte (une particule émise par exemple).

En traçant $d\sigma/d\Omega_{lab}$ en fonction de θ_{lab}^2 avec une échelle logarithmique on doit observer un comportement linéaire extrapolable vers $\theta_{lab} = 0$, ce qui signifie que l'on a besoin de peu de points pour extraire le coefficient de proportionnalité N et le paramètre α de l'équation 5.14 qui est relié à la position du maximum θ_{max} de la distribution $d\sigma/d\Omega_{lab}$ par

$$\theta_{max}^2 \simeq \frac{\alpha^2}{2}. \quad (5.15)$$

Pour obtenir la section efficace des résidus, il faut tenir compte du domaine angulaire couvert par les couronnes. Nous avons pour chaque couronne des valeurs intégrées et non pas des valeurs différentielles. On peut approximer les résultats en divisant la section efficace intégrée par l'angle solide pour en déduire une section efficace différentielle, mais le résultat peut être erroné si la distribution angulaire évolue très rapidement.

Par conséquent nous avons considéré les sections efficaces intégrées dans le laboratoire pour les couronnes de 2 à 4, et nous avons cherché les paramètres de la gaussienne reproduisant au mieux les résultats expérimentaux. Nous avons effectué un calcul statistique pour obtenir une distribution angulaire calculée au départ, avec un pas angulaire de 0.1 degré. On peut également prendre comme base une distribution déjà mesurée ou bien contrôler les calculs statistiques sur ces données existantes. Ceci permet d'obtenir des sections efficaces intégrées calculées que nous avons comparé aux résultats expérimentaux des réactions $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$. On a fait ensuite varier les paramètres de la gaussienne pour obtenir une reproduction satisfaisante des sections efficaces mesurées. On obtient différentes solutions, c'est-à-dire différentes gaussiennes avec des paramètres différents. Elle sont alors extrapolées vers $\theta_{lab} = 0^\circ$, et ainsi on peut extraire différentes valeurs de σ_{RE}^{exp} . Finalement, la valeur retenue est la moyenne des σ_{RE}^{exp} obtenues avec les différents jeux de paramètres. L'écart-type peut être considéré comme une erreur engendrée par la procédure. C'est cet ensemble de solutions qui induit les erreurs sur le calcul des sections efficaces de résidus d'évaporation.

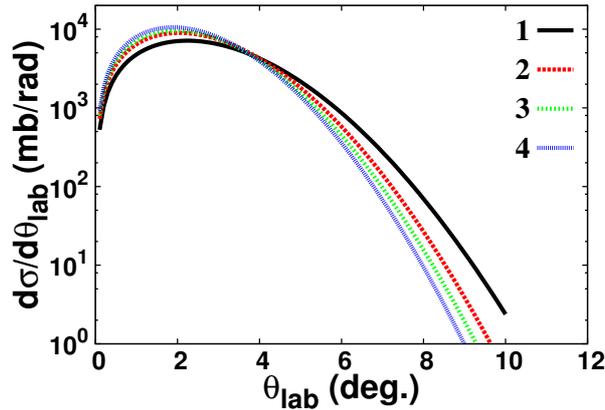


FIG. 5.25: Distributions angulaires $d\sigma/d\theta_{lab}$ de résidus d'évaporation calculées avec différents jeux de paramètres indiqués dans le tableau 5.3 pour la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$.

jeu	1	2	3	4
M (mb/sr)	48040	66055	73261	84070
K	0.07256	0.010884	0.011791	0.012698

TAB. 5.3: Liste des paramètres M et K utilisés pour le calcul des distributions angulaires $d\sigma/d\theta_{lab} = 2\pi M\theta_{lab} \exp(-K\theta_{lab}^2)$ de résidus d'évaporation pour la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$. Les 4 jeux de paramètres correspondent aux 4 courbes montrées dans la figure 5.25.

Pour résumer nous mesurons ~ 200 mb et nous extrapolons ~ 300 mb. L'erreur expérimentale sur la partie mesurée est d'environ 10% et sur la partie non mesurée de 30%, pour à la fin obtenir une erreur

d'environ 20% sur la section efficace totale de résidus d'évaporation.

Nous obtenons $\sigma_{RE}^{exp} = 539 \pm 110$ mb pour la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ et $\sigma_{RE}^{exp} = 492 \pm 100$ mb pour la réaction $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$, respectivement. Ces sections efficaces ainsi que les sections efficaces de fission sont réunies dans le tableau 5.4.

La somme des sections efficaces de fission et de résidus d'évaporation donne la section efficace expérimentale de capture $\sigma_{capt}^{exp} = \sigma_{RE}^{exp} + \sigma_{fiss}^{exp}$ et nous mesurons finalement $\sigma_{capt}^{exp} = 986 \pm 119$ mb pour la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ et $\sigma_{capt}^{exp} = 824 \pm 106$ mb pour la réaction $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$, respectivement. En utilisant la formule de l'approximation à coupure franche («sharp cut-off approximation»)

$$\begin{aligned}\sigma_{capt}^{exp}(E_{c.m.}) &= \frac{\pi\hbar^2}{2\mu E_{c.m.}} \sum_{J=0}^{J_{max}} (2J+1) \\ &= \frac{\pi\hbar^2}{2\mu E_{c.m.}} (J_{max}+1)^2,\end{aligned}\quad (5.16)$$

on peut calculer le moment angulaire maximum : $J_{max}^{exp} = 75 \pm 4$ pour la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ et $J_{max}^{exp} = 70 \pm 4$ pour la réaction $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$, respectivement.

(mb)	$^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$	$^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$
σ_{fiss}^{exp}	447 ± 46	332 ± 35
σ_{RE}^{exp}	539 ± 110	492 ± 100
σ_{capt}^{exp}	986 ± 119	824 ± 106

TAB. 5.4: Sections efficaces expérimentales de résidus d'évaporation et de fission.

A partir des sections efficaces des résidus d'évaporation nous avons calculé la quantité réduite sans dimension $\Lambda_{RE} = \sqrt{2\sigma_{RE}\mu E_{c.m.}/(\pi\hbar^2)}$, dans laquelle la dépendance en voie d'entrée est enlevée. Dans l'hypothèse d'une distribution à coupure franche $\Lambda_{RE} = J_{max}^{RE} + 1$ où J_{max}^{RE} est le moment angulaire maximal en dessous duquel le mode de désexcitation du noyau composé est l'évaporation. Par contre le cas le plus plausible est une distribution douce notamment pour la frontière entre les résidus d'évaporation et la fragmentation binaire (fission ou quasi-fission) c'est-à-dire

$$\sigma_{RE}(E_{c.m.}) = \frac{\pi\hbar^2}{2\mu E_{c.m.}} \sum_J (2J+1) P_{J,RE}$$

ou $P_{J,RE}$ est la probabilité pour que le noyau de fusion formé avec le moment angulaire J conduise à la formation d'un résidu d'évaporation. On a alors

$$\Lambda_{RE} = \sqrt{\sum (2J+1) P_{J,RE}}. \quad (5.17)$$

Dans la littérature nous avons extrait Λ_{RE} pour des réactions similaires à celles présentement étudiées [67, 68, 69, 70]. La figure 5.26 regroupe ces valeurs de Λ_{RE} et celles déduites de nos données.

Ces valeurs sont reportées en fonction de la grandeur $E_{c.m.}/(Z_{proj}Z_{cible})$ qui représente à peu près le rapport entre l'énergie disponible dans le centre de masse et la barrière coulombienne. Nous constatons que les sections efficaces de résidus d'évaporation que nous avons mesurées sont compatibles avec celles des systèmes voisins. Ce constat nous conforte dans la procédure choisie pour extraire σ_{RE}^{exp} .

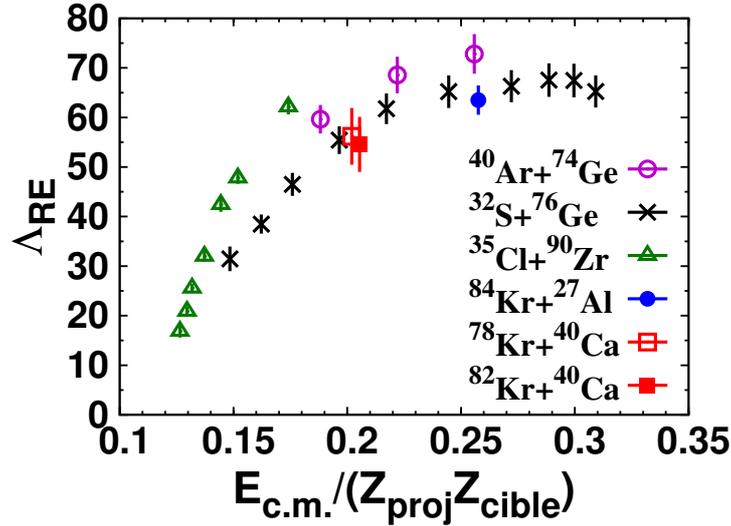


FIG. 5.26: Systématique de la quantité réduite sans dimension Λ_{ER} pour des réactions proches des systèmes étudiés $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$, représentés par les symboles carrés.

Par ailleurs, la valeur de Λ_{RE} pour les réactions $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ sont compatibles avec les données associées à des voies d'entrée quasi-symétriques telles que, par exemple, $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ [71] ou $^{52}\text{Cr}+^{56}\text{Fe}$ [72] et d'autres plus asymétriques. Cependant les valeurs Λ_{RE} pour les réactions $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ sont inférieures à celles extraites d'autres systèmes asymétriques tels que $^{16}\text{O}+^{92}\text{Mo}$ [72] et $^{32}\text{S}+^{100}\text{Mo}$ [73]. Cela indiquerait que la frontière entre le canal de fission et le canal d'évaporation est différente, dans l'espace des moments angulaires, et dépend de l'asymétrie de la voie d'entrée, comme par exemple quand la fusion et le processus de quasi-fission sont en compétition.

Pour ce qui concerne la section efficace de capture nos données sont compatibles avec la réaction $^{84}\text{Kr}+^{45}\text{Sc}$ [74]. La section efficace de capture dans la réaction de $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ est plus grande que celle mesurée dans la réaction $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$. Ce comportement est en contradiction avec les observations obtenues dans le voisinage de la barrière coulombienne pour des systèmes avec des masses similaires ([75, 76, 77]). En considérant ces mesures à plus hautes énergies de bombardement ($\sim 10\%$ au dessus de la barrière coulombienne), σ_{capt}^{exp} d'un système riche en neutrons ($^{36}\text{S}+^{96}\text{Zr}$) excède par $\sim 25\%$ la section efficace de capture du système pauvre en neutrons ($^{36}\text{S}+^{90}\text{Zr}$) et la même tendance est observée pour les réactions $^{32}\text{S}+^{90,96}\text{Zr}$. Cependant, dans ces cas les sections efficaces de fission sont négligeables alors que ce mode de décroissance représente $\sim 40\%$ de σ_{capt}^{exp} dans les réactions $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV. Dans les réactions à l'étude ici, la différence dans σ_{capt}^{exp} provient essentiellement de la composante de fission, conduisant à une section efficace de capture plus petite pour le système $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$. La confrontation avec les prédictions des modèles théoriques dans le chapitre 6 apportera plus d'informations pour discuter cet aspect.

5.5 Coïncidence entre les fragments et les particules chargées

Afin de mieux comprendre le mécanisme à l'origine de l'émission des fragments et d'avoir plus de précisions sur l'effet pair-impair observé sur les sections efficaces des fragments légers, nous avons effectué une analyse événement par événement des coïncidences entre les particules légères chargées et les fragments. Dans un premier temps, nous calculons, pour chaque fragment, la vitesse relative entre ce fragment et chaque particule légère appartenant au même événement. Ensuite nous considérons un référentiel défini à partir d'un axe correspondant à la direction de la vitesse du fragment dans le référentiel du centre de masse et d'un plan perpendiculaire à cet axe. Enfin, nous projetons les vitesses relatives calculées précédemment dans ce nouveau référentiel (appelé «référentiel du fragment») et nous déduisons la composante parallèle (V_{\parallel}) et la composante perpendiculaire (V_{\perp}) par rapport à la direction de la vitesse du fragment dans le référentiel du centre de masse. Ainsi, pour les fragments de Z donné ayant différents angles d'émission dans le référentiel du centre de masse, cette procédure permet de construire un référentiel commun pour toutes les particules légères chargées en coïncidence avec ces fragments.

Nous avons vu précédemment la nature binaire de la production des fragments avec un faible taux de particules émises pendant le processus. On peut alors dire que le recul induit par les particules émises doit être faible et nous pouvons donc supposer que les fragments sont émis dans la même direction mais en sens opposé. Finalement, la direction d'émission d'un fragment définit la direction de recul de son partenaire complémentaire. Avec une telle méthode appliquée dans ce type de réaction, les particules émises par un fragment avec une vitesse constante vont se regrouper dans une zone circulaire centrée à l'origine du référentiel du fragment dans une représentation V_{\parallel} - V_{\perp} .

La figure 5.28 présente quelques exemples typiques des diagrammes V_{\parallel} - V_{\perp} pour les coïncidences α -C (première ligne), α -Si (deuxième ligne) et α -Fe (ligne colonne) mesurées dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Le cercle de couleur noire représente la vitesse moyenne calculée à partir de la systématique de Parker *et al.* [78]. Pour les coïncidences α -C, les vitesses relatives tracent une région circulaire (qui ressemble à un cercle de Coulomb) centrée sur l'origine quand elles sont projetées dans le réfé-

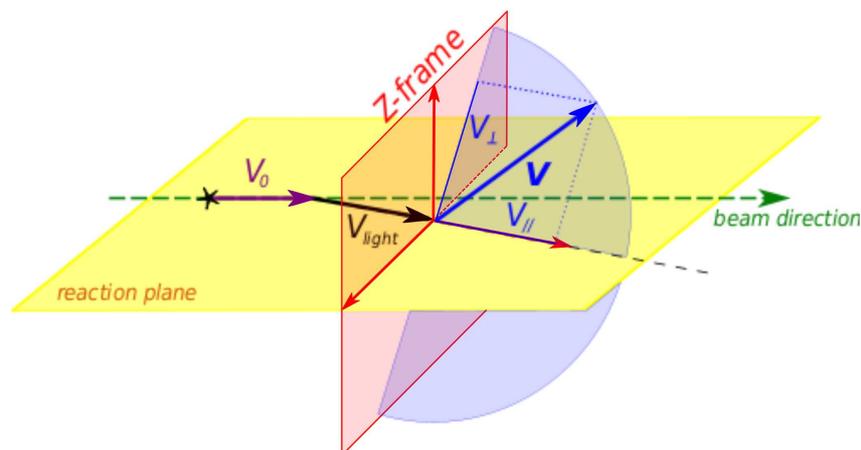


FIG. 5.27: Diagramme des vitesses illustrant la transformation utilisée pour l'étude des coïncidences entre les particules légères et les fragments.

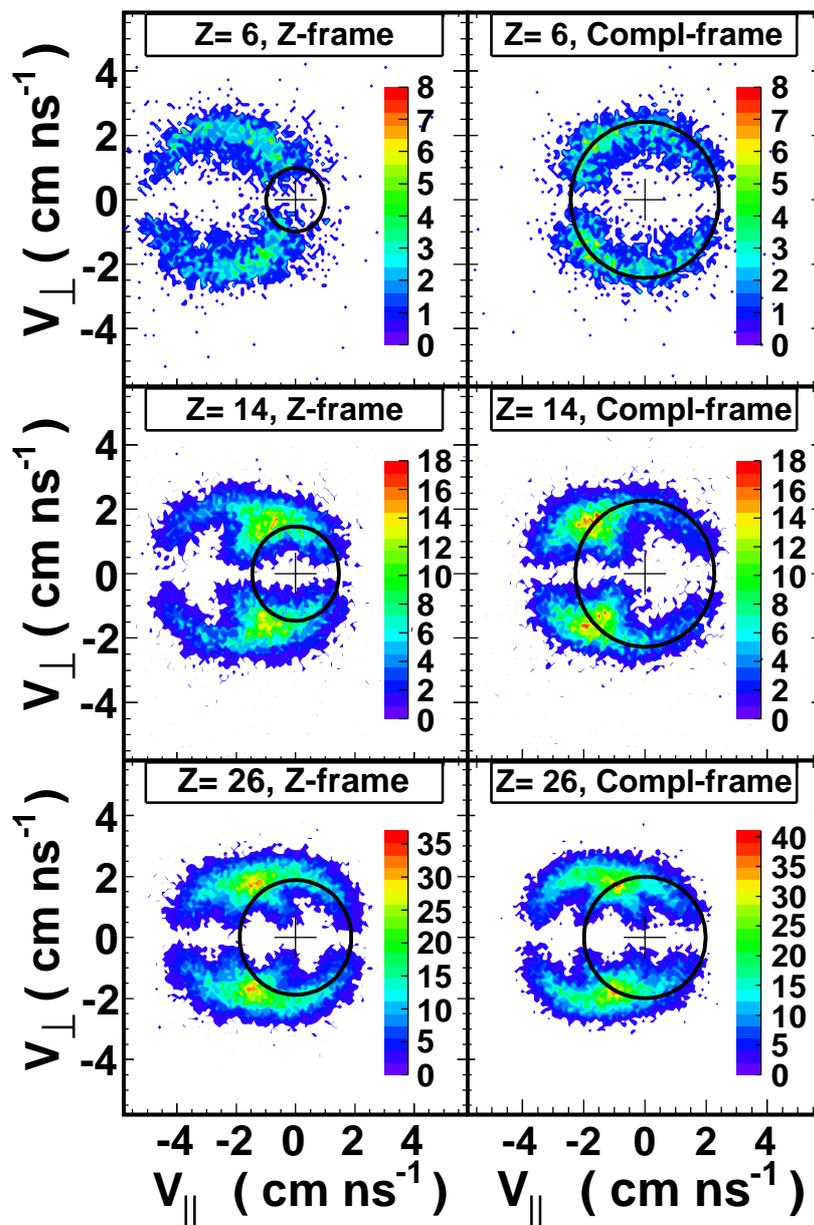


FIG. 5.28: Diagramme V_{\parallel} - V_{\perp} des particules α détectées en coïncidence avec des fragments de C (première rangée), Si (deuxième rangée) et Fe (troisième rangée) produits dans la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV (voir texte). Les vitesses sont calculées dans les référentiels du fragment léger (panel de gauche) et du fragment complémentaire (panel de droite).

rentiel (nommé *Compl-frame*) du partenaire complémentaire du noyau C (panel en haut à droite) alors qu'aucune région circulaire centrée sur l'origine n'est observable quand les vitesses relatives sont représentées dans le référentiel (nommé *Z-frame*) du fragment léger (panel en haut à gauche). Pour $Z = 14$ et 26, la présence des deux cercles centrés dans les deux référentiels indique que ces deux fragments

sont les résidus produits après émission des particules α à partir d'un noyau de $Z \geq 16$ et $Z \geq 28$. Cependant nous avons vu que les corrélations $Z_1 - Z_2$ indiquent une faible multiplicité de particules. D'autre part notre procédure de transformation est valable si il y a peu de particules émises, sinon la cascade brouillerait la corrélation et conduirait à peupler la région autour de l'origine du référentiel. C'est ce que l'on observe à très haute énergie de bombardement [79].

De l'analyse des corrélation α -fragment nous avons remarqué un changement de comportement de l'émission de particules α entre la fragmentation très asymétrique ($Z = 6$), la fragmentation asymétrique ($Z = 14$) et la fission quasiment symétrique ($Z = 26$).

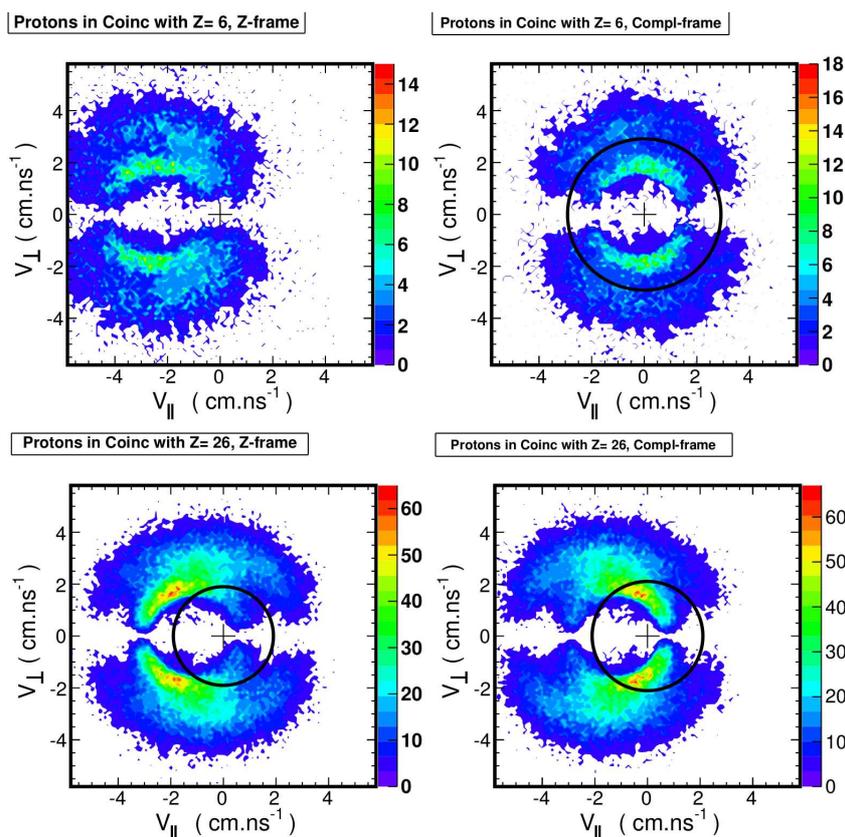


FIG. 5.29: Diagramme $V_{||} - V_{\perp}$ des protons détectés en coïncidence avec des fragments de C (première rangée) et Fe (deuxième rangée) produit dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 A MeV (voir texte). Les vitesses sont calculées dans les référentiels du fragment léger (panel de gauche) et du fragment complémentaire (panel de droite).

La figure 5.29 présente les diagrammes $V_{||} - V_{\perp}$ pour les coïncidences proton-C et proton-Fe. Les corrélations sont beaucoup moins claires que celles obtenues dans les coïncidences α -fragment. Cependant on devine deux cercles dans le cas de corrélation proton-Fe et un seul cercle dans la corrélation proton-C. De plus, les cercles semblent plus épais que dans le cas des α , c'est-à-dire que les distributions de vitesse des protons émis par un fragment sont plus larges que celle des particules α produites par un même fragment. Pour ce qui concerne les corrélations proton-Fe il est possible que plusieurs protons soient émis par différents noyaux qui conduisent à la formation du Fe. Cela pourrait expliquer une

corrélation moins forte.

Finalement, dans les réactions $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV, les particules chargées sont émises par les deux fragments dans le cas d'une fragmentation symétrique, alors que seul le fragment lourd émet des particules chargées dans le cas de fragmentation très asymétrique. Ce que nous devons retenir principalement c'est que les fragments légers sont soit produits froids, c'est-à-dire sans énergie d'excitation, soit avec une énergie d'excitation inférieure aux seuils d'émission proton ou α . Des simulations supplémentaires (cf. les résultats de la même analyse avec GEMINI) ont été réalisées afin de vérifier que ces résultats ne sont pas causés par l'acceptance géométrique puisque cette analyse a été réalisée avec les fragments et les particules détectés à $3^\circ \leq \theta_{lab} \leq 70^\circ$. Cette gamme angulaire limitée nous empêche d'extraire une information quantitative telle que la multiplicité des particules chargées associées à l'émission d'un fragment.

5.6 Coïncidence entre les Résidus d'évaporation et les particules chargées

5.6.1 Spectres des LCP

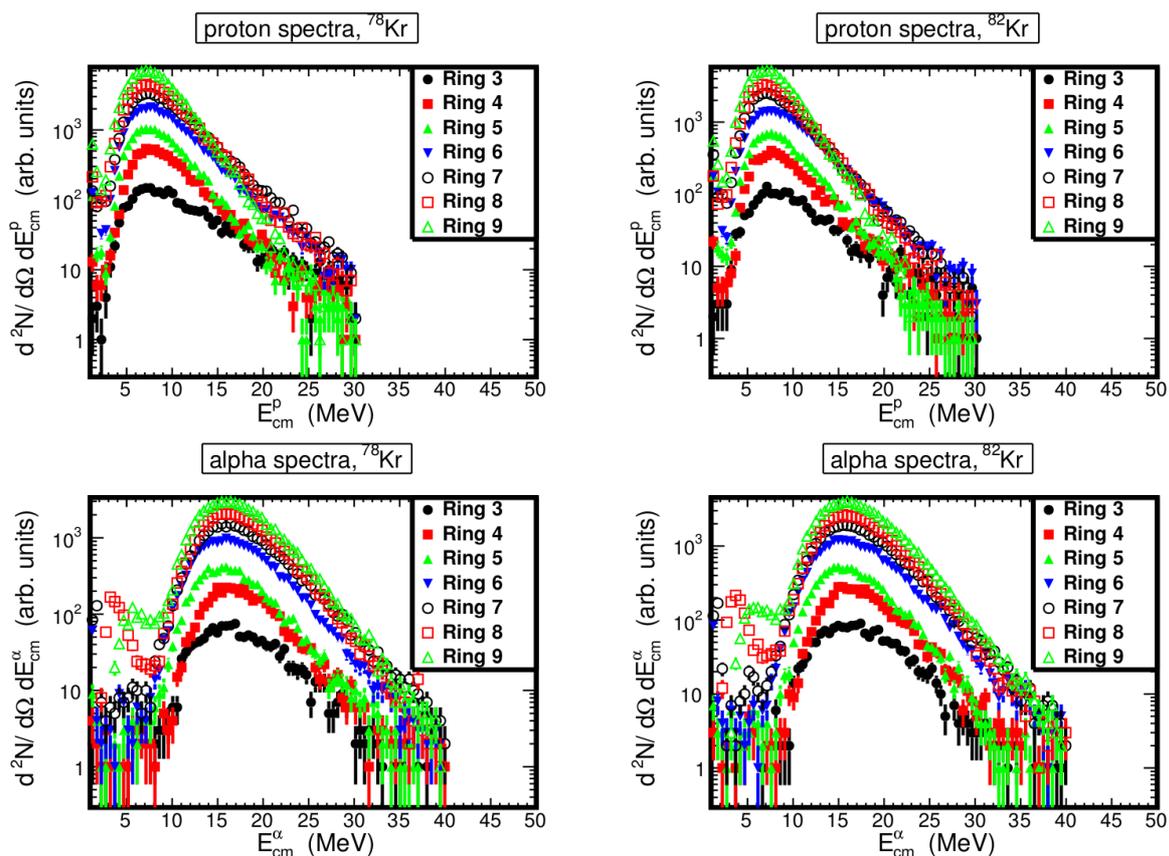


FIG. 5.30: Spectres proton et alpha dans le centre de masse mesurés émis en coïncidences avec des résidus d'évaporation dans les réaction $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$.

La figure 5.30 montre les spectres dans le centre de masse des protons (panels du haut) et des α (panel du bas) mesurés dans les couronnes 2 à 9 en coïncidence avec des résidus d'évaporation mesurés dans les couronne 2 à 4, pour les deux systèmes, $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (panels de gauche) et $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ (panels de droite). Quelle que soit la couronne, les spectres ont une forme typique de spectre d'évaporation. Il y a une composante de pré-équilibre à haute énergie dans les couronnes avant.

Afin de contrôler une influence du rapport N/Z sur les spectres de protons et de particules α , les spectres de la couronne 7 des deux systèmes sont superposés dans la figure 5.31. On ne voit pas d'évolution significative. On rappelle qu'on a utilisé la même calibration quelle que soit la nature de la particule et pour les deux systèmes. Il est prématuré de dire qu'il n'y a pas de dépendance avec le N/Z ; il sera nécessaire d'utiliser un modèle pour le confirmer. Une maxwellienne a été ajustée sur les spectres proton et α de la figure 5.31. Pour les particules α l'ajustement n'est pas très bon : il est difficile de reproduire à la fois la partie du spectre ayant une énergie inférieure à la position du maximum et la partie du spectre à haute énergie. De plus on peut estimer qu'environ la moitié de l'énergie d'excitation est sous forme rotationnelle. A ce niveau, il n'est donc pas envisageable d'extraire une température ou des informations sur la barrière et le paramètre de densité de niveaux avec une méthode standard utilisant une maxwellienne. La forme du spectre peut dépendre de déformations associées à la rotation du noyau [80], ou bien de fluctuations d'ordre thermique comme proposées dans la référence [81].

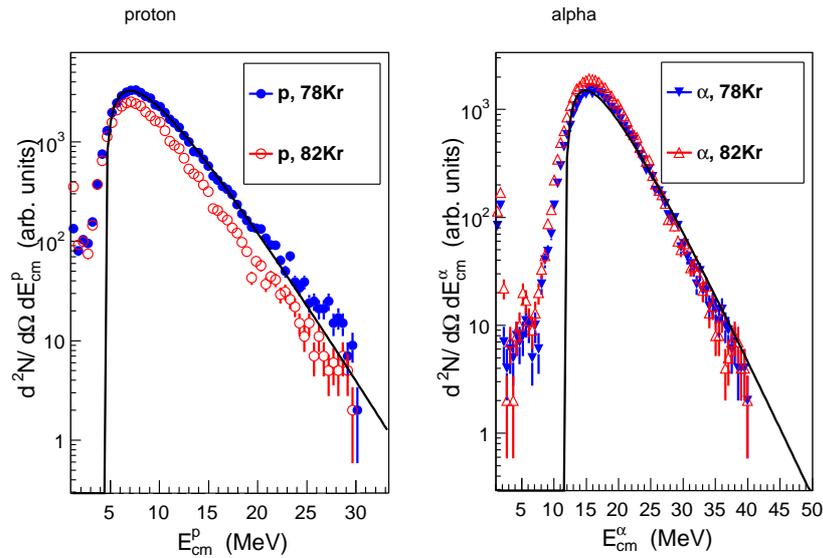


FIG. 5.31: Comparaison entre les spectres proton et alpha mesurés dans la couronne 7, en coïncidence avec des résidus d'évaporation pour les deux systèmes $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$. La courbe continue est une maxwellienne ajustée aux spectres associés au système $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$.

Comparaison avec les modèles

6.1 Introduction

Dans ce chapitre nous comparons nos données avec les prédictions des modèles. De nombreux phénomènes sont présents à la fois dans les mécanismes de réactions et dans des processus de désexcitation des noyaux excités lors de ces collisions. La distribution finale des produits dépend de grandeurs fondamentales comme la densité de niveaux, les barrières de fission ou la viscosité. De même, la description d'un système représenté par un état initial constitué de deux noyaux animés d'une énergie cinétique et par un état final constitué par une multitude de produits de tailles différentes met en jeu de nombreux degrés de libertés (distance relative entre noyaux, moments quadrupolaires, développement d'un col entre les noyaux, asymétrie de masse, isospin, etc...) et les couplages entre ces degrés de libertés collectifs et les degrés de libertés intrinsèques (relaxation de l'énergie relative, transfert de moment angulaire et d'énergie d'excitation dans les fragments, relaxation d'isospin, etc...). Un cadre théorique permettant une confrontation avec la richesse des données demeure un des défis majeurs de la physique nucléaire. De ce fait, des approches simplifiées permettent l'étude de certains aspects de l'évolution d'une collision nucléaire. L'approche statistique des processus de désexcitation est un exemple de ce type d'approximation.

Il existe une grande variété de modèles pour décrire le phénomène de désexcitation. Une part importante de nos données concernent la production de fragments et la fission. Les caractéristiques des produits de réactions indiquent que des moments angulaires élevés sont certainement présents lors de la formation des fragments. Pour la confrontation avec les modèles nous avons sélectionné les approches capables de traiter ces deux caractéristiques, à savoir une distribution de fragments couvrant un large domaine (de l'émission de Lithium à la fission symétrique) et des moments angulaires élevés. Dans la première partie de ce chapitre, les ingrédients principaux et communs à l'ensemble des modèles sont présentés. Les données expérimentales ont été comparées aux prédictions de plusieurs modèles. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous nous concentrerons sur les résultats obtenus avec un modèle statistique basé sur le formalisme de l'état transitoire. Deux autres modèles, incompatibles avec nos résultats expérimentaux, sont présentés dans les annexes C et D.

6.2 Les ingrédients principaux

6.2.1 Les concepts de base

Le modèle statistique des réactions nucléaires est un des piliers de la physique nucléaire. On peut distinguer cinq contributions majeures qui ont conduit à élaborer le cadre actuel de la théorie.

- L'hypothèse de noyau composé proposée par Bohr ;
- la théorie de Weisskopf ;

- le traitement du moment angulaire dans la théorie Hauser-Feschbach ;
- la théorie de l'état transitoire de Bohr-Wheeler pour la fission ;
- la théorie de Moretto pour l'émission de fragments complexes.

6.2.2 L'hypothèse de noyau composé

Cette hypothèse vient de l'analyse des premières expériences de capture de neutron par des noyaux. L'interprétation des résultats proposée par Bohr [82] conduit à supposer que durant l'interaction du neutron avec le noyau, il y a distribution progressive de l'énergie, jusqu'à atteindre un état dans lequel il y a équipartition de l'énergie initiale. Le noyau atteint alors un état intermédiaire caractérisé par l'énergie apportée par le projectile, indépendamment de la manière dont l'énergie a été apportée (hypothèse d'indépendance). C'est cet état intermédiaire qui est appelé *noyau composé*. Le noyau est caractérisé par son énergie, il est alors dans un état instable et il se désintègre par émission de particules. Seule l'énergie déposée joue un rôle dans la description de la phase de désexcitation et pas la manière dont le noyau a été formé. Ce concept a été ensuite appliqué à de nombreuses situations rencontrées en physique nucléaire, par exemple pour décrire la désexcitation des noyaux de fusion formés dans les collisions d'ions lourds. Mais, dans le cadre théorique d'une description statistique, chaque fois que l'étape de formation peut être découplée de la phase de désexcitation, on peut parler de noyau composé. Une conséquence importante est que pour des noyaux dont l'énergie est suffisante pour émettre plusieurs particules, à chaque étape de la désexcitation on suppose la formation d'un noyau composé.

6.2.3 La théorie de Weisskopf

Weisskopf [83] a proposé un premier cadre pour expliquer la forme des spectres d'évaporation de neutron par un noyau lourd. Pour cela on considère un noyau B et un neutron contenu dans une boîte de volume V . Le neutron se déplace aléatoirement comme une molécule de gaz avec une vitesse v . Soit $\sigma(\varepsilon)$ la section efficace de capture du neutron par le noyau B . La probabilité moyenne de capture $P_c(\varepsilon)$ est donnée par $P_c(\varepsilon) = \sigma(\varepsilon) \times v/V$. A partir de cette expression on peut déduire la probabilité du processus inverse, c'est-à-dire l'émission d'un neutron. En fait, après l'hypothèse d'indépendance de Bohr, ce principe de réciprocité des processus de formation et de désintégration est le second principe important de la théorie statistique. L'émission d'un neutron d'énergie ε à partir d'un noyau A dont l'énergie d'excitation est E_A est gouvernée par la probabilité $P_n(\varepsilon)$ qui s'exprime comme :

$$P_n(\varepsilon) = P_c(\varepsilon) \frac{\Omega_B(E_B) \Omega_n(\varepsilon)}{\Omega_A(E_A)}, \quad (6.1)$$

où $\Omega_A(E_A)$ est le nombre d'états dans lesquels le neutron peut être capturé et $\Omega_B(E_B)$ est le nombre d'états accessibles dans le noyau B à l'énergie d'excitation E_B (qui est l'énergie laissée par le processus d'émission du neutron d'énergie cinétique ε soit $E_B = E_A - E_{sep} - \varepsilon$ où E_{sep} est l'énergie de séparation). $\Omega_n(\varepsilon)$ est le nombre d'états de translation accessibles au neutron évoluant dans la boîte de volume V . On constate ici, l'importance du nombre d'états accessibles, en d'autres termes, de l'espace de phase. Ce dernier est crucial pour le calcul des probabilités de désexcitation. Il contient la physique de la densité de niveaux nucléaires.

6.2.4 La théorie Hauser-Feshbach pour l'émission de particules légères

Lorsque les moments angulaires deviennent élevés, le formalisme de Weisskopf n'est plus adapté. Dans ce cas c'est le modèle de Hauser-Feshbach [7] qui tient compte du degré de liberté de spin. Le nombre d'états accessibles pour la désexcitation demeure un ingrédient crucial du formalisme, mais son calcul demande l'introduction du spin des particules et noyau ainsi que du moment angulaire associé au mouvement relatif. Par ailleurs, le moment angulaire relatif intervient également dans le calcul des coefficients de transmission. La largeur de désexcitation d'un noyau composé d'énergie d'excitation E^* et de moment angulaire J_0 pour l'émission d'une particule i est donnée par l'expression

$$\begin{aligned} \Gamma_i(E^*, J_0) &= \frac{1}{2\pi\rho_0(E^*, J_0)} \int \sum_{J_d=0}^{\infty} \sum_{J=|J_0-J_d|}^{J_0+J_d} d\varepsilon \\ &\times \sum_{l=|J-S_i|}^{J+S_i} T_l(\varepsilon) \rho_d(E^* - B_i - \varepsilon, J_d), \end{aligned} \quad (6.2)$$

où J_d est le moment angulaire du noyau fils après émission de la particule ; S_i , J et l sont respectivement le spin, le moment angulaire total et orbital de la particule i ; ε est son énergie cinétique et B_i son énergie de séparation. Dans cette expression apparaissent les coefficients de transmission T_l de la particule associé à l et ε . Pour le calcul de ces grandeurs, on utilise le modèle optique appliqué à la réaction inverse. L'autre ingrédient est la densité de niveaux nucléaires considérée pour le noyau initial ρ_0 et pour le noyau fils ρ_d . Habituellement, la densité de niveaux est calculée dans l'approximation du gaz de Fermi de particules indépendantes (voir par exemple le cas de GEMINI § 6.3.2).

6.2.5 La théorie de l'état transitoire de Bohr-Wheeler

La fission est un phénomène majeur de la physique nucléaire. Sa compréhension nécessite des outils couvrant aussi bien des aspects microscopiques que macroscopiques. Fondamentalement, le phénomène est une instabilité devant la déformation. Bohr et Wheeler ont formalisé le phénomène de fission [19] suite à la capture d'un neutron par un noyau lourd. Après une distribution de l'énergie incidente, le noyau se met à vibrer et à se déformer. Lors de cette déformation l'énergie de surface augmente et donc s'oppose à cette déformation. Au contraire, l'énergie coulombienne diminue et tend à augmenter la déformation. Le bilan de ces deux effets est la formation d'une barrière de potentiel par rapport à une configuration initiale sphérique (voir figure 6.1). Le maximum de cette barrière est un point irréversible : c'est le point selle. Une fois atteint, le système tend à se séparer en passant par un point de scission. La configuration de point selle joue le rôle d'état de transition entre la configuration du noyau composé et celle de scission. Dans leur travail, Bohr et Wheeler ont proposé que la probabilité de fission soit gouvernée par la densité d'états du système au point selle. La largeur de Bohr et Wheeler pour la fission d'un noyau composé d'énergie d'excitation E^* et de moment angulaire J_0 est donnée par :

$$\Gamma_{BW}(E^*, J_0) = \frac{1}{2\pi\rho_0(E^*, J_0)} \int d\varepsilon \rho_{sad}(E^* - B(J_0) - \varepsilon, J_0), \quad (6.3)$$

où $B(J_0)$ est la barrière de fission à un moment angulaire J_0 donné. Les densités de niveaux ρ_0 et ρ_{sad} sont associées respectivement à la configuration du noyau composé et à la configuration de point selle.

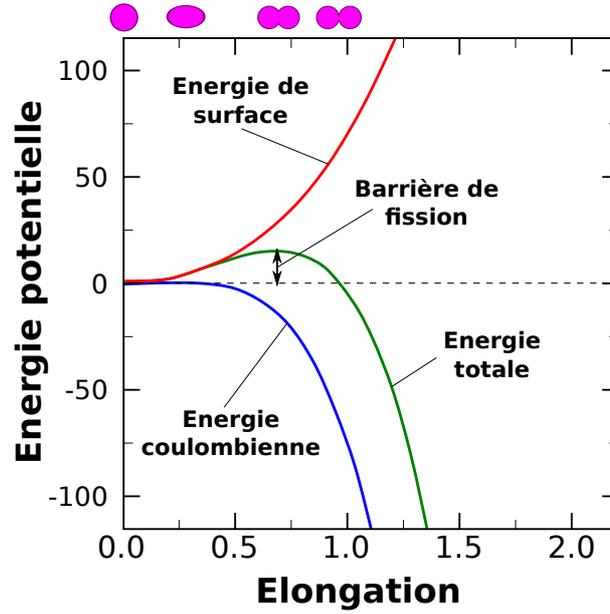


FIG. 6.1: Schéma de l'énergie potentielle en fonction de l'élongation d'un noyau composé et de ses différentes contributions.

6.2.6 L'émission de fragments de masse intermédiaire

Pendant très longtemps, l'émission de particules et la fission ont été considérées comme les deux modes de désexcitation principaux des noyaux. Par ailleurs, le modèle de l'état transitoire de Bohr et Wheeler ne prédit que la section efficace intégrée de fission et il ne précise rien en ce qui concerne les distributions de charge ou de masse des fragments de fission. Or, les expériences ont montré l'apparition de l'émission de fragments de masse intermédiaire entre les particules et la fission symétrique. Morretto [60] a alors proposé un cadre général permettant de décrire dans un même formalisme l'ensemble de ces modes. Pour cela il a proposé le concept de point selle généralisé, c'est-à-dire que l'émission de fragments de masse intermédiaire est gouvernée par un point selle conditionné par le degré de liberté d'asymétrie de masse. Pour la description de ces points selle on utilise généralement une surface d'énergie potentielle basée sur le modèle de la goutte liquide. Utiliser cette approche pour simuler une forme correspondant à une particule alpha et son complémentaire est difficile à justifier. Pour cette raison, dans la plupart des codes, (comme par exemple GEMINI) on maintient une description Hauser-Feshbach pour l'émission de particules légères, et on utilise le formalisme de l'état transitoire pour la fragmentation (tout le spectre de masse, émission de fragments de masse intermédiaire et fission symétrique).

La largeur de décroissance pour l'émission d'un fragment (Z,A) par un noyau composé ayant l'énergie d'excitation E^* et un moment angulaire J_0 est écrite :

$$\Gamma_{Z,A}(E^*, J_0) = \frac{1}{2\pi\rho_0(E^*, J_0)} \int_0^{E^* - E_{sad}(J_0)} \rho_{sad}(U_{sad}, J_0) d\varepsilon, \quad (6.4)$$

où $U_{sad} = E^* - E_{sad}(J_0) - \varepsilon$ et ρ_{sad} sont respectivement l'énergie d'excitation thermique et la densité de niveaux à la configuration de point selle. ε est l'énergie cinétique relative entre les deux fragments et $E_{sad}(J_0)$ est l'énergie potentielle de la configuration de point selle calculée avec le modèle FRLDM (Finit-

Range Liquid-Drop Model) de Sierk [22]. Elle dépend explicitement du moment angulaire J_0 du noyau composé et de l'asymétrie en masse (charge).

6.2.7 Les barrières de fission

La forme du noyau fissionnant est un ingrédient crucial de la modélisation du processus. Cette forme peut être approximée par un complexe dinucléaire composé de deux sphères au contact («sticking configuration»). Cette configuration fait intervenir deux degrés de libertés, l'asymétrie de masse et la distance entre les centres des noyaux. Ce type de configuration est celui généralement utilisé pour décrire, entre autres, l'émission de particules.

L'autre méthode consiste à utiliser une fonctionnelle qui contient le plus largement possible l'ensemble des formes exploré par le noyau lors de sa descente entre le point selle et le point de scission. Ceci est incorporé dans différents modèle de type goutte liquide : Finite Range Liquid Drop Model de Sierk [16, 22]; Generalized Liquid Drop de Royer [84, 85]; Lublin Strasbourg Drope Model (LSD) de Pomorski et Dudek [21]. Tous ces modèles ont pour objectif de calculer l'énergie du noyau dans son fondamental, l'énergie rotationnelle du noyau déformé, la hauteur de la barrière de fission en fonction de l'asymétrie de masse ou de charge. Les paramètres de goutte liquide sont ajustés de manière à reproduire au mieux la partie goutte liquide des masses expérimentales, une fois retranchées les contributions microscopiques.

Dans le modèle FRLDM de Sierk [22], les polynômes de Legendre sont utilisés pour la paramétrisation des formes. Un terme de Yukawa est introduit pour tenir compte des effets de proximité liés à l'interaction nucléaire. De plus, les contributions des énergies coulombienne et de surface sont calculées en supposant un noyau avec une surface diffuse, et non pas abrupte comme dans les approches initiales (LDM) de Cohen Plasil Swiatecki [86]. Avec ces hypothèses le modèle est capable de reproduire des résultats expérimentaux sur une large gamme de masse.

Sur la figure 6.2a sont reportées des formes de la configuration de point selle (tirée de la Réf. [22]), calculées avec FRLDM et comparées aux calculs RLDM de Cohen Plasil Swiatecki [86]. La comparaison est faite pour des noyaux de la ligne de stabilité calculée avec la formule de Green $Z = (1 - 0.4A/(A + 200)) \times A/2$. Des différences subtiles sont observées dans la région du col. Néanmoins, comme présenté sur la figure 6.2b, les différences de barrières peuvent atteindre 5 à 10 MeV dans la région des masses intermédiaires, ce qui peut influencer le calcul des sections efficaces de fission. Notons quand même la très forte évolution des formes en fonction du nombre de masse. En particulier la forme des configurations de point selle de noyaux de numéro de masse compris entre 100 et 150 développent un col très fin.

6.3 Le modèle de l'état transitoire : GEMINI et barrière de Sierk (FRLDM)

6.3.1 Description

Le code GEMINI [62], du type Monte-Carlo, a été initialement développé pour l'étude des émissions de FMI dans des expériences de fusion d'ions lourds. Ce code a la particularité de décrire la désexcitation de noyaux composés chauds et en rotation, par émission de produits couvrant la totalité de la gamme en masse (et en charge), en combinant deux formalismes :

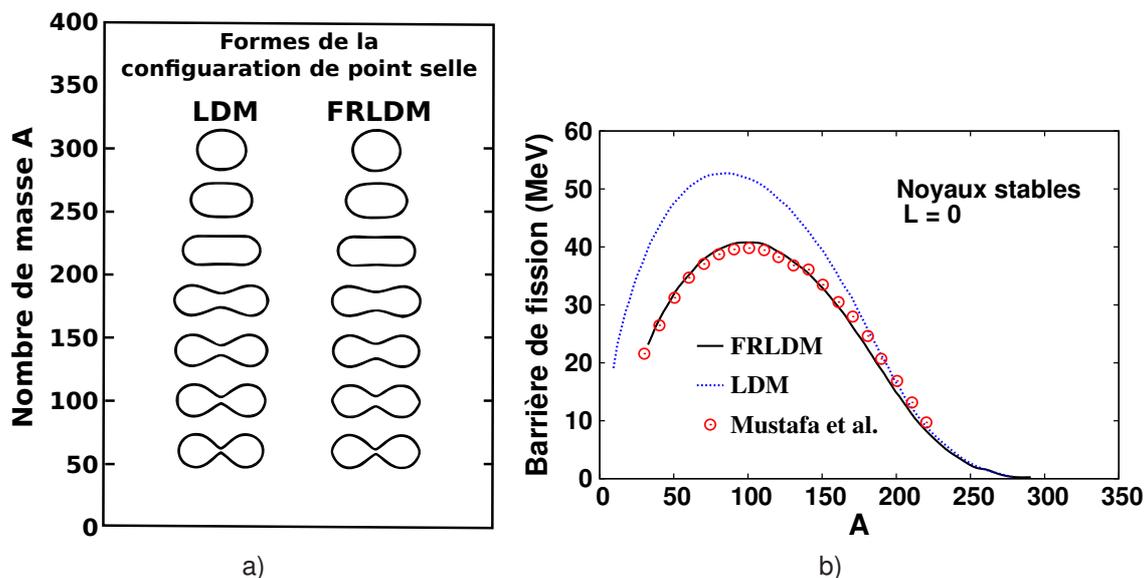


FIG. 6.2: a) Formes de la configuration du point selle de noyaux stables obtenues avec le modèles de la goutte liquide (LDM) [86] et le modèle FRLDM de Sierk, pour différent numéro de masse A de 60 à 300 avec un pas de 40. b) Barrières de fission en fonction du numéro de masse calculées dans LDM, FRLDM et dans le modèle de la Réf. [87]. Figures extraites de la Réf. [22].

- le formalisme d'Hauser-Feshbach (cf. § 6.2.4) pour l'émission de particules légères ($Z \leq Z_{min}$ où Z_{min} est pris¹ égal à 2) ;
- le formalisme de Moretto [60] (cf. § 6.2.5) en utilisant l'énergie de la configuration de point selle déduite du modèle de Sierk (FRLDM [16]) pour décrire la production des fragments plus lourds de charge $Z > Z_{min}$.

La désexcitation d'un noyau est considérée comme une suite de cassures binaires séquentielles (voir figure 6.3) qui se poursuit jusqu'à ce que la cassure des produits résultants soit énergétiquement impossible ou bien improbable face à l'émission de photons γ .

Chaque noyau composé initial est défini par son numéro atomique Z_0 , son nombre de masse A_0 , son énergie d'excitation E_0^* et son moment angulaire J_0 . Dans un calcul GEMINI, J_0 varie dans l'intervalle $0 \leq J_0 \leq J_{max}$ où J_{max} est un paramètre du code. Pour nos analyse avec GEMINI, Z_0 , A_0 , et E_0^* sont obtenus en supposant la fusion complète du projectile et de la cible.

6.3.2 Les ingrédients du modèle

Densité de niveaux

Les densités de niveaux sont calculées dans l'approximation du gaz de Fermi de particules indépendantes, c'est-à-dire

$$\rho(E^*, J) = \frac{(2J+1)}{24 \sqrt{2} a^{1/4} U^{5/4} \sigma^3} \exp(2 \sqrt{aU}), \quad (6.5)$$

¹ Z_{min} peut être égal à 2, 3 ou 4 selon le choix de l'utilisateur.

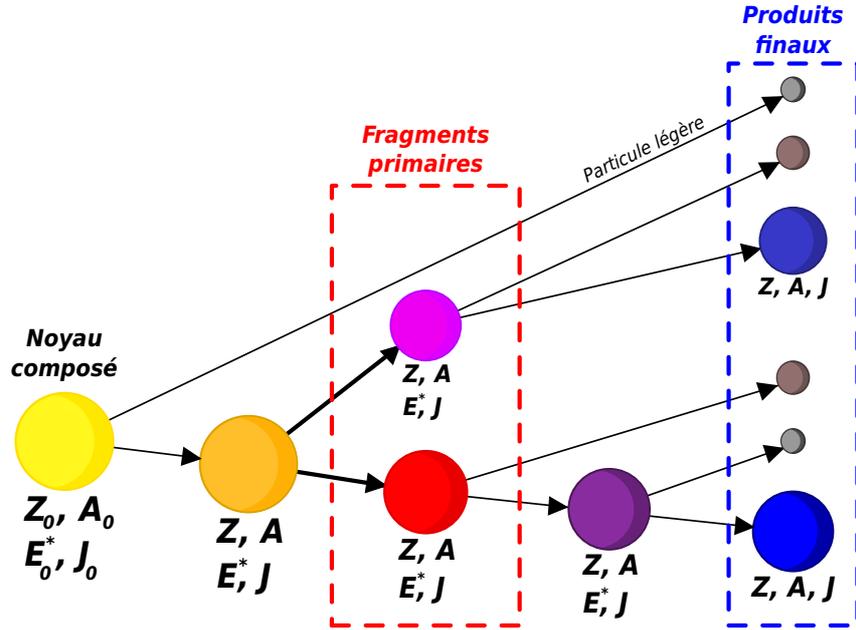


FIG. 6.3: Illustration de la procédure du calcul de GEMINI de la désexcitation d'un noyau composé en suivant une série de décroissances binaires séquentielles.

où a est le paramètre de densité de niveaux que nous avons choisi égal à $A/8 \text{ MeV}^{-1}$ avec A le nombre de nucléons du noyau émetteur. L'énergie d'excitation thermique est donnée par

$$U = E^* - E_{yrast}(J) + \delta P$$

où $E_{yrast}(J)$ est l'énergie «yrast» associée à la rotation et à la déformation, δP est une correction d'effets d'appariement et de structure. La correction des effets de structure est déduite de la différence entre les masses expérimentales et les masses prédites par FRLDM de Sierk. Ces effets sont pondérés par un facteur d'atténuation dépendant de la température. La température nucléaire est définie par $T = \sqrt{U/a}$ et $\sigma^2 = \mathcal{I}_{rig}T$ où \mathcal{I}_{rig} est le moment d'inertie d'un corps rigide ayant une distribution de densité égale à celle du noyau.

Dans le code GEMINI il est possible de faire varier le rapport (a_f/a_n) entre le paramètre de densité de niveaux au point selle a_f et la valeur du paramètre de densité de niveau à l'équilibre a_n . Prendre ce rapport supérieur à l'unité revient à augmenter le nombre de niveaux quantiques disponibles au point selle, la fission devient alors plus probable. Dans la suite, nous avons choisi $a_f/a_n = 1$ pour tous les calculs GEMINI.

Barrières de Sierk

Un des éléments essentiels de GEMINI est l'utilisation des barrières de fission de Sierk [22] dépendantes du moment angulaire et de l'asymétrie de masse. Les barrières jouent un rôle capital dans le calcul des sections efficaces. La figure 6.4 montre l'évolution des barrières de Sierk pour le noyau composé ^{118}Ba en fonction de son moment angulaire J et pour plusieurs fissions dont l'asymétrie est donnée par le numéro atomique du fragment final produit. Un autre profil de barrières est donné dans

la figure 6.5 dans laquelle la masse du fragment léger est déterminée en supposant une conservation du rapport N/Z du noyau composé pour différentes asymétries. On observe que les barrières diminuent quand J augmente et que cette évolution est plus rapide lorsque Z s'approche de 28, c'est-à-dire pour les fissions symétriques. Plus la barrière est faible et plus les sections efficaces seront élevées. Ainsi les fissions symétriques seront plus importantes à hauts moments angulaires.

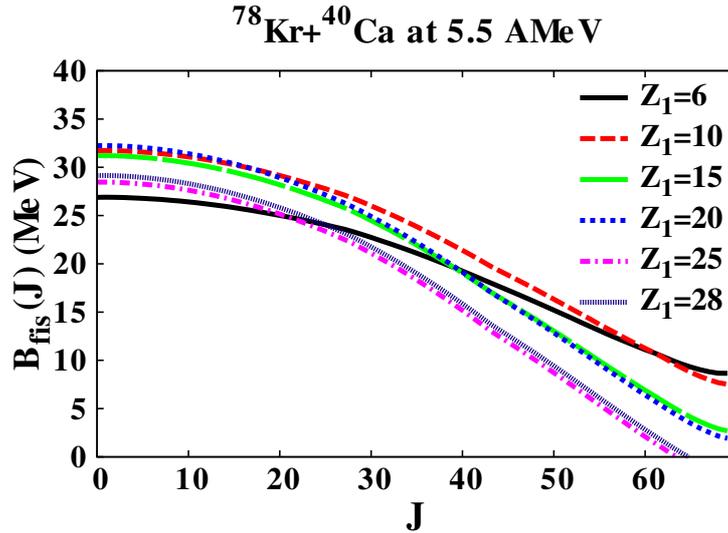


FIG. 6.4: Barrières de fission asymétrique de Sierk extraites de GEMINI, en fonction du moment angulaire J du noyau composé, pour plusieurs fragments de charge Z_1 . la masse A_1 est celle de l'isotope stable.

Energie cinétique totale

Pour la fission, les grandeurs cinématiques des deux fragments (1 et 2) sont déduites de l'énergie cinétique totale (TKE) disponible. Les vitesses des fragments dans le référentiel de l'émetteur sont données par

$$\begin{aligned} V_1 &= \frac{A_2}{A_1 + A_2} V_{rel} \\ V_2 &= V_{rel} - V_1, \end{aligned}$$

où $V_{rel} = \sqrt{2TKE/\mu}$ est la vitesse relative entre les deux fragments et μ la masse réduite.

Dans la version standard de GEMINI que nous avons utilisée, cette énergie est obtenue en utilisant une paramétrisation généralisée de la systématique de Viola donnée dans la référence [88] :

$$E_{viola} = 0.755 \frac{Z_1 Z_2}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} + 7.3 \text{ MeV}. \quad (6.6)$$

Cette expression dépend de l'asymétrie de masse (charge) mais ne dépend pas du moment angulaire, or dans notre réaction il peut être très élevé. Nous verrons par la suite qu'il sera nécessaire d'ajouter au TKE une contribution rotationnelle E_{rel} associée au mouvement relatif entre les fragments. Nous ne connaissons pas la forme du système au point de scission et donc il est difficile de calculer le moment

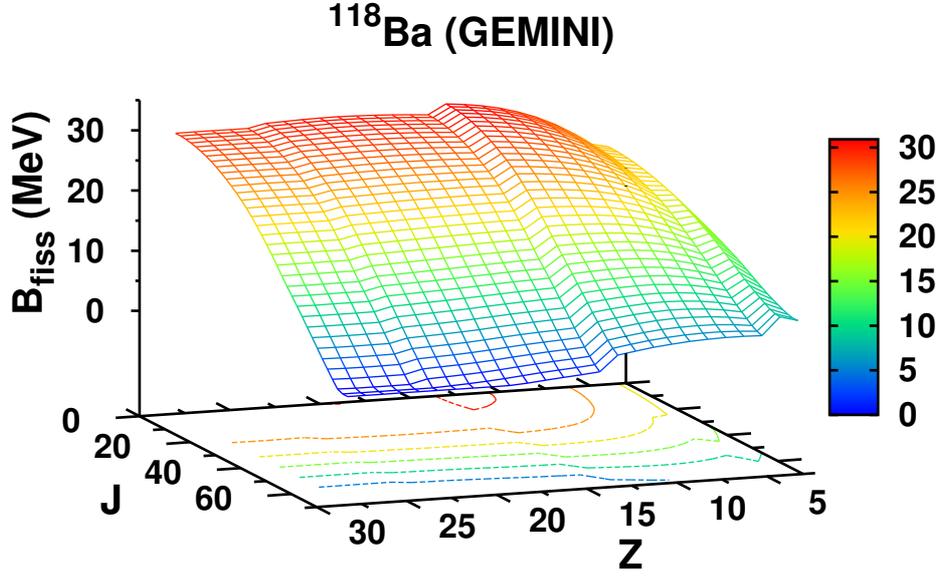


FIG. 6.5: Barrières de Sierk extraites de GEMINI pour le ^{118}Ba , en fonction de la charge Z et du spin J . La masse A est obtenue en supposant une conservation du rapport N/Z du noyau composé.

d'inertie intervenant dans E_{rel} . Afin de rester cohérent avec le FRLDM utilisé dans le calcul des énergies au point selle pour déterminer les largeurs de désexcitation, nous avons extrait E_{rel} à partir des énergies au point selle E_{sad} . L'énergie rotationnelle de la configuration de point selle est donnée par

$$E_{rot,sad}(J) = E_{sad}(J) - E_{sad}(0). \quad (6.7)$$

Son moment d'inertie \mathcal{I}_{sad} est donc :

$$\mathcal{I}_{sad} = \frac{\hbar^2 J^2}{2E_{rot,sad}(J)}.$$

Finalement, en supposant une configuration de deux sphères rigides collées, l'énergie rotationnelle relative E_{rel} est donnée par

$$E_{rel}(J) = E_{rot,sad}(J) \frac{\mathcal{I}_{sad} - \mathcal{I}_{1,2}}{\mathcal{I}_{sad}}, \quad (6.8)$$

où $\mathcal{I}_{1,2}$ est la somme des moments d'inertie des deux fragments de fission en supposant deux sphères rigides au contact.

Partage de l'énergie d'excitation et du moment angulaire

Dès qu'une fission est décidée, il est nécessaire de déterminer l'angle d'émission, le moment angulaire et l'énergie d'excitation des fragments. Les angles et le moment angulaire sont déterminés par un traitement statistique des modes collectifs associés au moment angulaire (voir Fig. 6.6), décrits dans la référence [89].

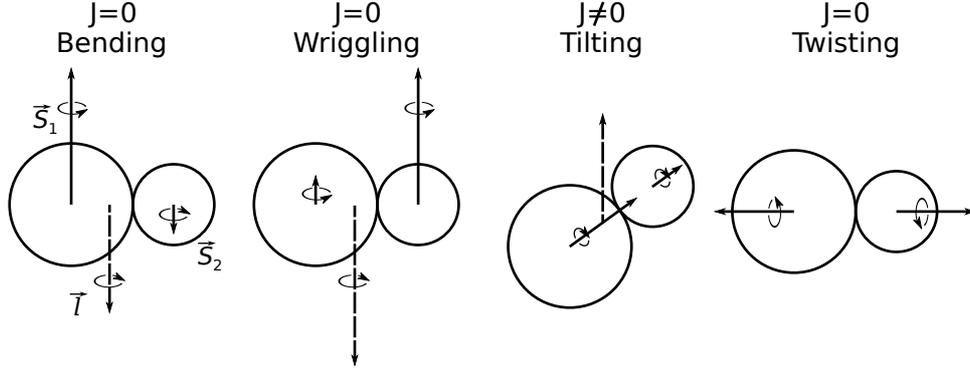


FIG. 6.6: Schéma illustrant le moment angulaire \vec{l} et les spins (\vec{S}_1 , \vec{S}_2) des deux fragments lors d'un mouvement orbital et de rotations intrinsèques pour différents modes collectifs. $\vec{J} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2 + \vec{l}$ est le moment angulaire total du système.

L'énergie thermique totale qui sera partagée entre les fragments est calculée initialement comme

$$U_{tot} = U_{sad} - \Delta E - T, \quad (6.9)$$

où U_{sad} est l'énergie d'excitation thermique du système au point selle, ΔE est associé à une variation de l'énergie rotationnelle engendrée par les différents modes collectifs et T est la température du système. L'énergie d'excitation totale U_{tot} est divisée proportionnellement aux masses des fragments, par exemple $U_1 = U_{tot} A_1 / (A_1 + A_2)$. Finalement l'énergie d'excitation des fragments est donné par

$$E_i^* = U_i \pm \delta e + E_{rot,i}, \quad (6.10)$$

où $E_{rot,i}$ est l'énergie rotationnelle du fragment i considéré comme une sphère rigide et δe permet de prendre en compte une fluctuation thermique dans le partage de U_{tot} en utilisant la distribution suivante

$$P(\delta e) \propto \exp\left(2\sqrt{a_1(U_1 + \delta e)}\right) \exp\left(2\sqrt{a_2(U_{tot} - U_1 - \delta e)}\right) \quad (6.11)$$

On remarquera que les déterminations de U_{tot} et de TKE sont complètement disjointes, or par conservation de l'énergie on s'attend à l'inverse. Effectivement, ces deux quantités sont reliées par la formule suivante :

$$U_{tot} = E^* + Q_{fis} - TKE - E_{rot,1} - E_{rot,2}, \quad (6.12)$$

comme illustré dans la figure 6.7. Nous avons donc modifié GEMINI pour que U_{tot} soit déduit de cette formule après avoir déterminé la valeur du TKE .

6.3.3 Les sections efficaces

La section efficace de fusion est obtenue en faisant la somme des sections efficaces partielles associées à tous les moments angulaires dans l'intervalle $0 \leq J \leq J_{max}$:

$$\sigma_{fus} = \sum_{J=0}^{J_{max}} \sigma(J) = \sum_{J=0}^{J_{max}} \pi \lambda^2 (2J+1) = \pi \lambda^2 (J_{max} + 1)^2. \quad (6.13)$$

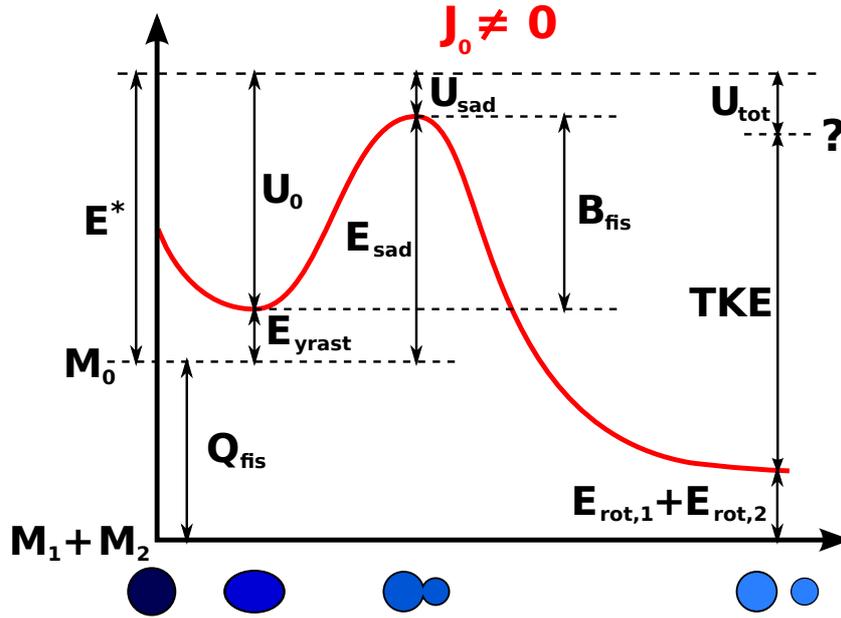


FIG. 6.7: Schéma d'une courbe d'énergie potentielle pour une fission particulière avec du moment angulaire ($J_0 \neq 0$). M_0 et J_0 sont respectivement la masse et le moment angulaire du noyau composé.

L'expression (6.13) est dite de «coupure franche». Afin d'obtenir une expression plus réaliste la distribution en moment angulaire peut être paramétrisée par une fonction de Fermi :

$$\sigma(J) = \frac{\pi\lambda^2(2J+1)}{1 + \exp\left(\frac{J-J_{max}}{\delta J}\right)}, \quad (6.14)$$

où δJ est la diffusivité de la distribution. Cette distribution est utilisée dans le calcul des sections efficaces

$$\sigma_Z = \sum_{J=0}^{\infty} \left[\sigma(J) \frac{\Gamma_Z(J)}{\sum_{Z'} \Gamma_{Z'}(J)} \right]. \quad (6.15)$$

Les résultats de calculs GEMINI présentés dans la suite de ce chapitre sont obtenus avec une distribution à coupure franche.

6.3.3.1 Influence du moment angulaire

Le moment angulaire maximal est un paramètre du code. Il faut s'assurer que la valeur choisie soit inférieure au moment angulaire limite $J_{lim}\hbar$ à partir duquel la barrière de fission symétrique disparaît. Dans le modèle, la barrière de Sierk pour la fission symétrique devient nulle à $J_{lim}\hbar = 69\hbar$ pour le noyau composé ^{118}Ba et $J_{lim}\hbar = 74\hbar$ pour le noyau composé ^{122}Ba . Dans le cas du ^{122}Ba , J_{lim} est supérieur à J_{max}^{exp} déduit des données expérimentales, alors que $J_{lim} < J_{max}^{exp}$ pour le ^{118}Ba . Par conséquent, les calculs ont été menés en supposant une distribution à coupure franche pour la distribution du moment angulaire avec $J_{max} = J_{lim} = 69$ pour la réaction $^{78}Kr + ^{40}Ca$ et $J_{max} = J_{max}^{exp} = 70$ pour la réaction $^{82}Kr + ^{40}Ca$. Les résultats de ces calculs sont reportés dans la figure 6.8a pour le système $^{78}Kr + ^{40}Ca$ et dans la figure 6.8b pour le système $^{82}Kr + ^{40}Ca$. Pour ce premier calcul, nous avons choisi un paramètre de

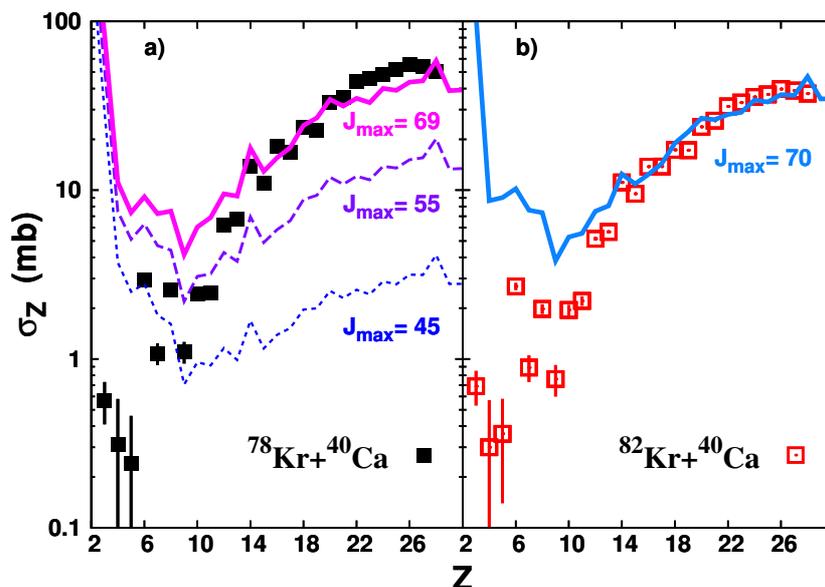


FIG. 6.8: a) Sections efficaces expérimentales pour les fragments émis dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ réaction (carrés pleins), comparées aux prédictions du code GEMINI en choisissant plusieurs moments angulaires : $J_{\text{max}} = 69$ (ligne épaisse), $J_{\text{max}} = 55$ (tirets) and $J_{\text{max}} = 45$ (pointillés) ; b) Sections efficaces expérimentales pour les fragments émis dans la réaction $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (carrés ouverts), comparées aux prédictions du code GEMINI en choisissant $J_{\text{max}} = 70$ (ligne épaisse). Les calculs ont été effectués en prenant $a = A/8 \text{ MeV}^{-1}$ pour le paramètre de densité de niveaux.

densité de niveaux de la forme $a = A/8 \text{ MeV}^{-1}$. La ligne épaisse dans la figure 6.8a représente les prédictions pour la désexcitation du noyaux composé ^{118}Ba en supposant $J_{\text{max}} = 69$. La forme de la distribution de charge pour $12 \leq Z \leq 28$ est assez bien reproduite, même si le modèle sous-estime systématiquement les sections efficaces des fragments dans la région $18 \leq Z \leq 26$ d'environ 20%. Un meilleur accord serait probablement obtenu en pondérant les barrières de fissions par un facteur afin diminuer les barrières dans cette région ou d'augmenter celle des autres fragments. Ceci fait l'objet d'une prochaine section. Concentrons-nous sur l'étude de l'ensemble de la distribution de charge. Le modèle surestime d'un facteur 10 la somme des sections efficaces de production pour $3 \leq Z \leq 11$. La différence vient principalement de la section efficace très importante du Li , alors que les sections efficaces calculées du C et de l' O sont supérieures d'environ un facteur 3.

Afin de se rendre compte de la dépendance en J_{max} de la distribution de charge, les résultats pour $J_{\text{max}} = 55$ et $J_{\text{max}} = 45$ sont montrés par les lignes en tirets et en pointillés, respectivement. L'accord avec les valeurs expérimentales du C (Ne) est satisfaisant pour $J_{\text{max}} = 45$ (55), cependant dans les deux cas la forme générale de la distribution n'est pas correctement reproduite. Cette conclusion ne dépend pas de l'approximation du coupure franche. En effet, une transition de la distribution du moment angulaire plus douce autour de J_{max} dégraderait l'accord global puisqu'une telle distribution tend à dépeupler la région autour de la symétrie ($Z = 28$) et en revanche augmenter σ_Z autour de $Z = 16-20$. Dans ce cas, l'effet observé serait une augmentation de largeur de la distribution de charge ce qui aggraverait le désaccord. Si l'on se concentre sur l'effet pair-impair, on constate que l'accord est relativement bon pour les fragments de $Z \geq 10$, mais l'effet pair-impair n'est plus du tout reproduit pour les fragments légers. Les

conclusions sont identiques pour la distribution de charge associée à la désexcitation du noyau composé ^{122}Ba (ligne épaisse dans la figure 6.8 b). Dans la région $12 \leq Z \leq 28$, le modèle est en accord avec les données expérimentales, à la fois sur la forme de la distribution mais aussi sur les valeurs absolues des sections efficaces. De la même manière que pour la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$, le modèle n'arrive pas à reproduire la distribution de charge du système $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ dans la région $3 \leq Z \leq 11$.

6.3.3.2 sections efficaces de fusion-fission et de fusion-évaporation

a=A/8		
	^{118}Ba	^{122}Ba
σ^{GEMINI}	$J_{max}\hbar=69\hbar$	$J_{max}\hbar=70\hbar$
fus	987	833
RE	261	285
fis	727	548
σ^{GEMINI}	$J_{max}\hbar=55\hbar$	$J_{max}\hbar=50\hbar$
fus	538	429
RE	261	276
fis	277	153
σ^{GEMINI}	$J_{max}\hbar=45\hbar$	$J_{max}\hbar=40\hbar$
fus	361	278
RE	249	221
fis	112	57

TAB. 6.1: Sections efficaces de fusion, fission et de résidus d'évaporation calculées avec GEMINI en fonction du moment angulaire maximum pour les deux systèmes $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Le paramètre de densité de niveaux est $a = A/8 \text{ MeV}^{-1}$.

Des sections efficaces de fusion-évaporation et de fusion-fission ont été calculées en fonction du J_{max} . Les résultats sont présentés dans le tableau 6.1. On a constaté pour les deux systèmes que la section efficace des résidus d'évaporation saturait à partir de $J = 55$.

Pour les valeurs de J_{max} retenues pour les deux réactions $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ ($J_{max} = 69$) et $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ ($J_{max} = 70$), les sections efficaces de fusion-évaporation σ_{RE}^{GEMINI} des deux systèmes (reportée dans le tableau 6.2) sont dans la gamme 250-300 mb, selon l'hypothèse sur le paramètre de densité de niveaux. Ces valeurs sont inférieures d'un facteur 2 aux données expérimentales. Les petites valeurs de σ_{RE}^{GEMINI} sont probablement associées aux barrières de fission asymétrique trop basses ce qui rehausse le taux d'émission de fragment légers par rapport à celui de particules légères.

Par conséquent, puisque les distribution en Z reflètent principalement l'évolution du profil des barrières en fonction de l'asymétrie en masse et du moment angulaire, la comparaison avec les données indiquerait une défaillance du modèle à décrire la frontière entre la fission asymétrique et la fission sy-

métrique à haut moment angulaire et que le paysage de la surface de potentiel autour de la symétrie serait plus abrupt que celui implémenté dans le code GEMINI. Bien sûr ces conclusions sont valables que si les produits de décroissance sont associés sans ambiguïté à la désexcitation de noyaux composés. Dans ce cas, d'autres surfaces d'énergie potentielle, telle que celle développée récemment dans le modèle LSD («Lublin-Strasbourg Drop») de Pomorski et Dudek [21], pourraient présenter un meilleur comportement autour de la symétrie. Une récente étude [90] présente une possible amélioration par l'emploi des barrières de LSD par rapport à celles de FRLDM.

(mb)	$^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$	$^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$
σ_{fiss}^{exp}	447 ± 46	332 ± 35
σ_{RE}^{exp}	539 ± 110	492 ± 100
σ_{fiss}^{gemini}	600	547
σ_{RE}^{gemini}	261	285

TAB. 6.2: Sections efficaces de fusion-fission et fusion-évaporation calculées avec GEMINI en utilisant $J_{max} = 69$ pour le système $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ et $J_{max} = 70$ pour le système $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Le paramètre de densité de niveaux $a = A/8 \text{ MeV}^{-1}$.

6.3.3.3 Influence du paramètre de densité de niveaux

Dans un premier temps, l'étude sur l'influence du paramètre de densité de niveaux a été menée en le prenant proportionnel au nombre de nucléons du noyau considéré

$$a = \frac{A}{n} \text{ MeV}^{-1}, \quad (6.16)$$

et en faisant varier n entre 7 et 10. Les calculs ont été réalisés pour le système $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ avec une énergie d'excitation $E^* = 99 \text{ MeV}$. Pour tous les calculs, le moment angulaire maximum utilisé est pris égal à $J_{max} = J_{lim} = 69$.

Les résultats de cette étude sont présentés dans la figure 6.9 montrant l'évolution de la distribution de charge en fonction de la valeur de paramètre n . La valeur de la constante n n'a pas d'influence majeure sur la compétition entre la fission et la fusion-évaporation. Néanmoins on peut noter un léger effet sur la compétition entre la fission symétrique et la fission asymétrique. Les valeurs élevées de n tendent à dépeupler légèrement la région autour de la symétrie et donc à augmenter le taux de produits de fission asymétrique sans pour autant changer la section efficace de résidus d'évaporation.

Une étude récente faite par Nerlo-Pomorska [91] a montré la nécessité d'introduire une dépendance en isospin du paramètre de densité de niveaux. Le résultat obtenu avec cette dépendance est montré sur la figure 6.9. Ce choix ne semble pas être justifié dans notre région de masse.

Nous avons aussi utilisé d'autres expressions du paramètre de densité de niveaux dépendantes de la température qui ont été proposées pour reproduire certaines données obtenues à plus hautes énergies

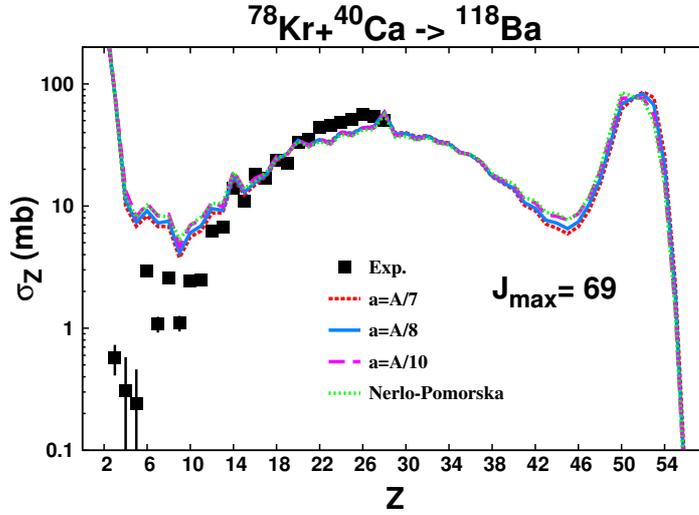


FIG. 6.9: Influence de paramètre de densité de niveaux sur les distribution de charges en fixant $J_{max} = 69$. Le rapport $a_f/a_n = 1$.

d'excitation. Citons par exemple la paramétrisation proposée par Lestone [92] que nous avons utilisée et aucun effet n'a été observé. Ceci semble normal étant donné la faible part prise par l'énergie thermique dans nos réactions.

6.3.3.4 Influence des barrières

Lors de la confrontation des prédictions de GEMINI avec les sections efficaces expérimentales (voir Fig. 6.8) nous avons remarqué des désaccords notables. Cette inadéquation pourrait être une défaillance du formalisme de Moretto à décrire la formation des fragments de masses intermédiaires à haut moment angulaire ou bien une dépendance en asymétrie de charge des barrières de Sierk incorrectes. Afin de déterminer l'origine de ces désaccords nous avons modifié les barrières de fission initiales ($B_{fiss,i}$). A l'aide d'un facteur de pondération C_{scale} et d'une constante de décalage B_{shift} , les barrières finales $B_{fiss,f}$ ont été obtenues de la façon suivante :

$$B_{fiss,f}(J) = C_{scale} B_{fiss,i}(J) + B_{shift} , \quad (6.17)$$

ce qui donne

$$E_{sad,f}(J) = C_{scale} [E_{sad,i}(J) - E_{yrast}(J)] + B_{shift} + E_{yrast}(J) . \quad (6.18)$$

La figure 6.10 montre le résultat de quatre calculs comparés aux sections efficaces expérimentales des fragments de la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$:

- le résultat du calcul initial présenté dans la figure 6.8a a été reporté ici pour faciliter la comparaison (voir panel a) ;
- la barrière a été réduite en la pondérant avec $C_{scale} = 0.9$ (voir panel a). En jouant sur ce paramètre, le moment angulaire limite à partir duquel la barrière de fission disparaît reste $J_{lim} = 69$ et donc nous avons gardé $J_{max} = J_{lim} = 69$.

- la barrière a été augmentée en la pondérant avec $C_{scale} = 1.1$ et en gardant $J_{max} = J_{lim} = 69$ (voir panel a).
- la barrière a été augmentée de $B_{shift} = 7$ MeV quelle que soit la valeur du moment angulaire initial J_0 . Dans ce cas le moment angulaire limite J_{lim} a augmenté et il est donc possible de choisir un $J_{max} > 69$. Pour ce calcul nous avons choisi $J_{max} = 75$ proche des données (voir panel b).

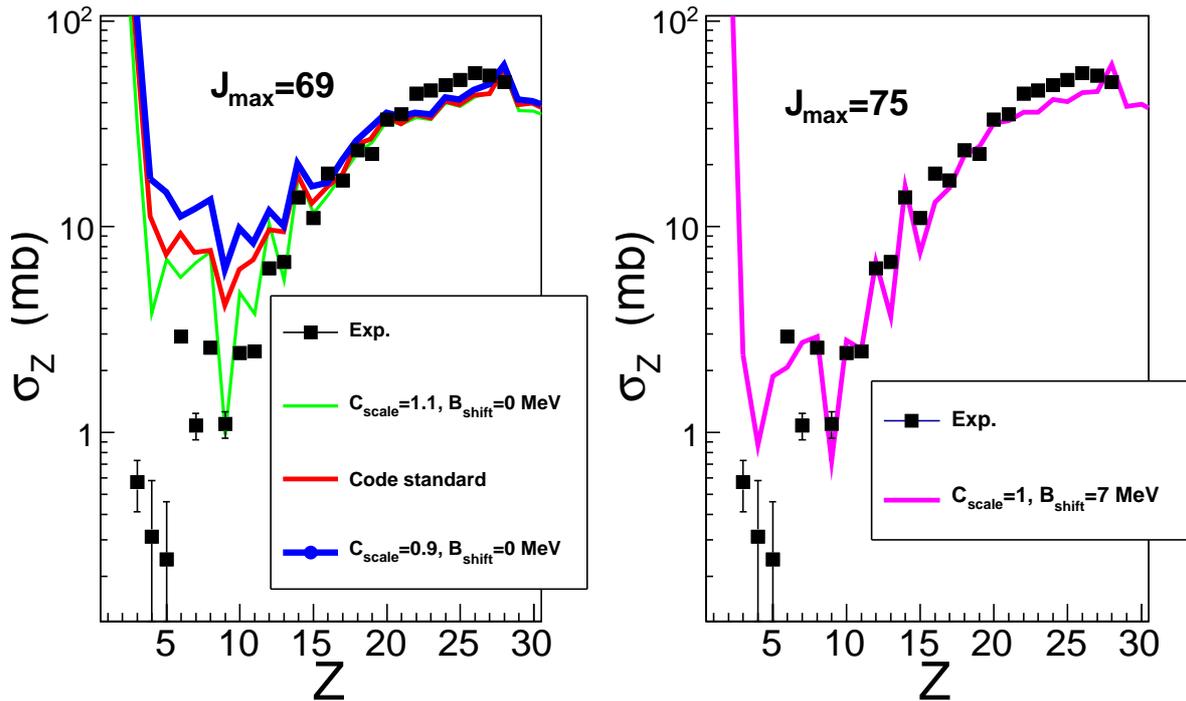


FIG. 6.10: Influence du changement des barrières de fission sur les sections efficaces des fragments pour la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Les calculs sont obtenus avec le code GEMINI et sont représentés par des lignes.

En modifiant C_{scale} tout en gardant J_{max} constant (panels *b* et *c*), on change le rapport entre la fission asymétrique et la fission symétrique mais la valeur absolue des sections efficaces autour de la symétrie ne bouge pas. Dans le panel *d* on voit que le choix de $B_{shift} = 7$ MeV permet de reproduire assez bien les sections efficaces à l'exception des $Z < 6$ et du $Z = 7$ pour lesquelles les sections efficaces sont surestimées. Quel que soit le paramètre utilisé pour augmenter la barrière, l'effet pair impair est amplifié.

La figure 6.11 montre pour la même réaction l'influence du B_{shift} seul, en fixant le moment angulaire maximal ($J_{max} = 69$). Lorsque l'on augmente B_{shift} on diminue le rapport entre le taux de fissions et celui de la fusion-évaporation. Dans la région des FMI le calcul reproduit de manière satisfaisante les sections efficaces avec $B_{shift} = 4$ et 7. Cependant en gardant $J_{max} = 69$ les sections efficaces dans la région de la fission symétrique sont sous-estimées.

Le rehaussement des barrières a pour effet de changer principalement les barrières des fragments légers c'est-à-dire que par rapport aux valeurs initiales, les barrières pour les légers sont plus affectées

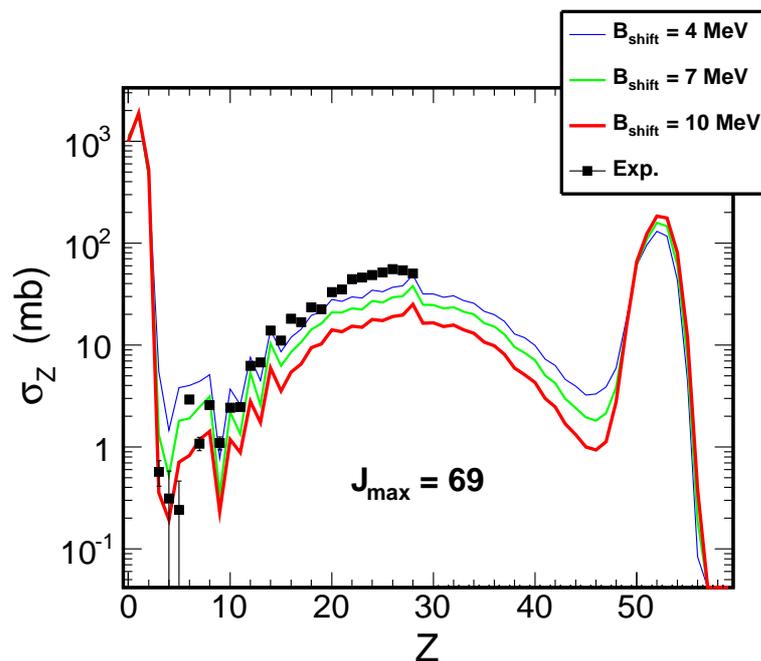


FIG. 6.11: Influence du B_{shift} (voir texte) sur les sections efficaces des fragments pour la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Le moment angulaire maximal est fixé à $J_{\text{max}} = 69$.

que celles des fragments plus lourds. C'est pourquoi l'émission de fragments légers est inhibée et leurs sections efficaces décroissent.

6.3.3.5 Influence des désexcitations secondaires

Pour des noyaux composés de masse intermédiaire (comme c'est le cas pour le Ba), il y a une quasi-dégénérescence de la configuration du point selle et de la configuration de scission, ainsi l'énergie cinétique totale (TKE) des fragments est étroitement liée à la barrière et à E_{sad} . En considérant la balance énergétique (voir Eq. 6.12), une énergie potentielle plus faible correspondrait à une énergie d'excitation plus élevée pour les fragments primaires. A partir des calculs, nous avons déduit la distribution de charge des fragments primaires (voir Fig. 6.12) avant leurs décroissances secondaires ainsi que la multiplicité de particules émises par chaque fragment après la fission (voir Fig. 6.13). On observe sur la figure 6.12 une forme lisse pour la distribution de Z des fragments primaires. La comparaison avec la distribution des produits finaux montre que la forme initiale de la distribution est modifiée par des émissions secondaires de particules légères chargées induisant des effets pair-impair sur la distribution de charge.

Lorsqu'un fragment excité émet un neutron, sa charge ne change pas. On ne s'attend donc pas à ce que l'émission de neutrons post-fission ait un quelconque impact sur la distribution en Z des produits finaux. Seules les émissions de particules chargées peuvent être à l'origine de l'effet pair-impair.

Sur la figure 6.13 des multiplicités de particules post-fission, on observe un effet pair-impair important dans les multiplicités proton (m_p) et deuton (m_d) pour $3 \leq Z \leq 16$. Son amplitude décroît quand Z

augmente et lorsque $Z > 16$. Ces effets pair-impair sont en phase entre eux, excepté pour $Z \leq 6$. Par contre ces effets sont déphasés d'une unité de Z par rapport à celui des sections efficaces (Fig. 6.12). m_p est quasiment un ordre de grandeur supérieure à m_d donc l'émission de protons est le canal dominant à l'origine de l'effet pair-impair dans les σ_Z . Puisque $m_p < 1$, un seul proton peut être émis par un fragment primaire pour que ce dernier se retrouve avec une unité de charge en moins. L'effet pair-impair observé dans les multiplicités proton est le reflet de celui observé dans les sections efficaces.

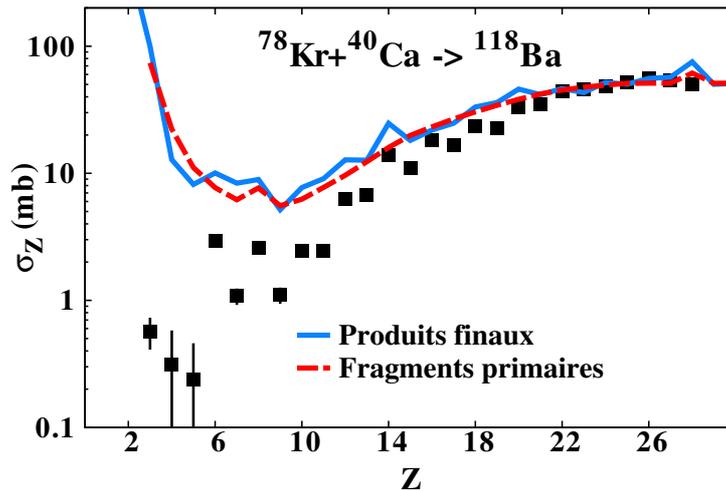


FIG. 6.12: Sections efficaces des produits finaux dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{118}\text{Ba}$ (carrés pleins), comparées aux prédictions du code GEMINI pour les produits finaux (ligne fine) et les fragments primaires avant désexcitation secondaire par émission de particules légères (tirets).

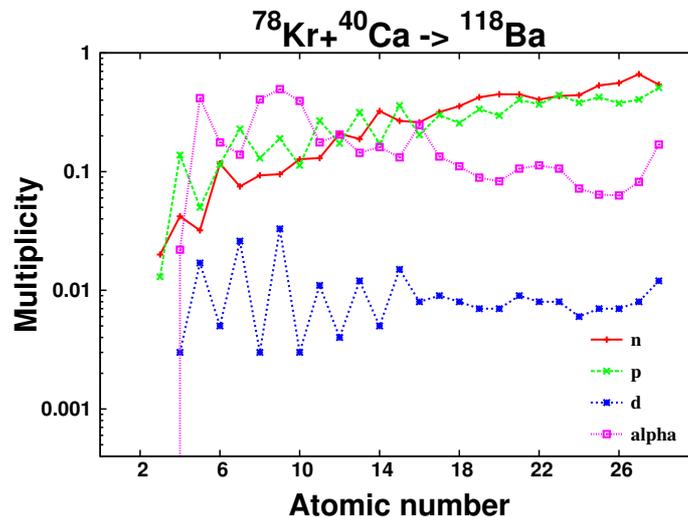


FIG. 6.13: Multiplicités de particules légères émises lors de la désexcitation secondaire des fragments primaires dans $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 A MeV. Le paramètre de densité de niveaux est $a = A/8 \text{ MeV}^{-1}$

Finalement d'après les calculs GEMINI, les fluctuations des sections efficaces pour les fragments sont causées par l'émission secondaire de particules légères, principalement de protons. Si rien expé-

rimentalement n'interdit cette interprétation sur l'origine de l'effet pair-impair de σ_Z pour les fragments de charge $Z > 11$, en revanche l'analyse des coïncidences entre les particules légères et les fragments montre que ce n'est pas possible pour $3 \leq Z \leq 11$ (cf. § 5.5 p. 116 et Fig. 5.24). En effet, les fragments dans cette région de Z sont émis avec des énergies d'excitations inférieures aux seuils d'émission de particules chargées.

6.3.4 Les coïncidences particule-fragment

Afin de mieux apprécier le désaccord sur la présence ou non d'émissions secondaires et sur leur influence, une autre analyse a consisté à appliquer la même méthode de coïncidence décrite section 5.5 sur les résultats de calculs effectués avec GEMINI. Les troisième et quatrième rangées de la figure 6.14 présentent les diagrammes $V_{\parallel} - V_{\perp}$ pour les coïncidences α - Ne et α - Fe mesurées dans la réaction $^{78}Kr + ^{40}Ca$. Les résultats expérimentaux correspondants sont montrés dans les deux premières rangées pour comparaison. La disposition des deux cercles obtenus pour α - Fe est très similaire à celle expérimentale, ce qui montre que les deux partenaires émettent des particules α . Par contre dans le cas des coïncidences α - Ne , nous observons une importante accumulation de coups représentant un cercle de Coulomb centré à 0 sur le diagramme qui correspond à l'émission de particules α par un fragment excité conduisant au Ne à la fin de la cascade. Ce n'est pas le cas expérimentalement.

Afin de nous convaincre que la présence de cercles de Coulomb permet de retrouver la source des particules chargées, nous avons modifié le code pour marquer chaque particule en fonction de son origine. La figure 6.15 montre le résultat de ce marquage dans un diagramme $V_{\parallel} - V_{\perp}$ pour les coïncidences α - Ne . Dans cette figure les vitesses sont calculées dans le référentiel du Ne . Un premier cercle est localisé autour de l'origine du référentiel (points rouges Fig. 6.15) et correspond à l'émission α d'un fragment Mg ($Ne + \alpha$); le second cercle (points bleus) est associé à l'émission de particules α par le partenaire complémentaire du fragment léger conduisant au Ne ; le troisième cercle (points verts) est associé à l'émission α du noyau composé avant le processus de fragmentation. Une analyse des calculs montre que le Ne , qui est le fragment léger, est peuplé par émission secondaire. En examinant le modèle on découvre que le partage de l'énergie d'excitation totale laissée après la fragmentation est la source principale de l'énergie d'excitation emmagasinée dans le fragment léger. Le partage en énergie d'excitation dans GEMINI ne semble pas correct puisque l'énergie d'excitation des fragments légers est trop importante. Une des conséquences est de générer des effets pair-impair non observés expérimentalement dans les sections efficaces.

6.3.5 Les spectres et les TKE

La forme des spectres (valeur moyenne, largeur) d'énergie ou de vitesse des fragments est une mine d'informations pour l'étude du processus de fission. En effet, en simplifiant, deux points particuliers de la surface d'énergie potentielle jouent un rôle important. D'une part le point selle, qui décide de l'évolution du système vers une fission : les sections efficaces de fission, de fusion-évaporation et la largeur des distributions en charge (ou en masse) sont les observables pertinentes pour discuter de ce point particulier de l'énergie potentielle. D'autre part, le point de scission : c'est l'étape avant la complète séparation des fragments, c'est-à-dire le point de la surface d'énergie potentielle reflétant l'interaction entre les fragments. Après, les fragments sont accélérés. L'énergie cinétique totale donne donc des informations

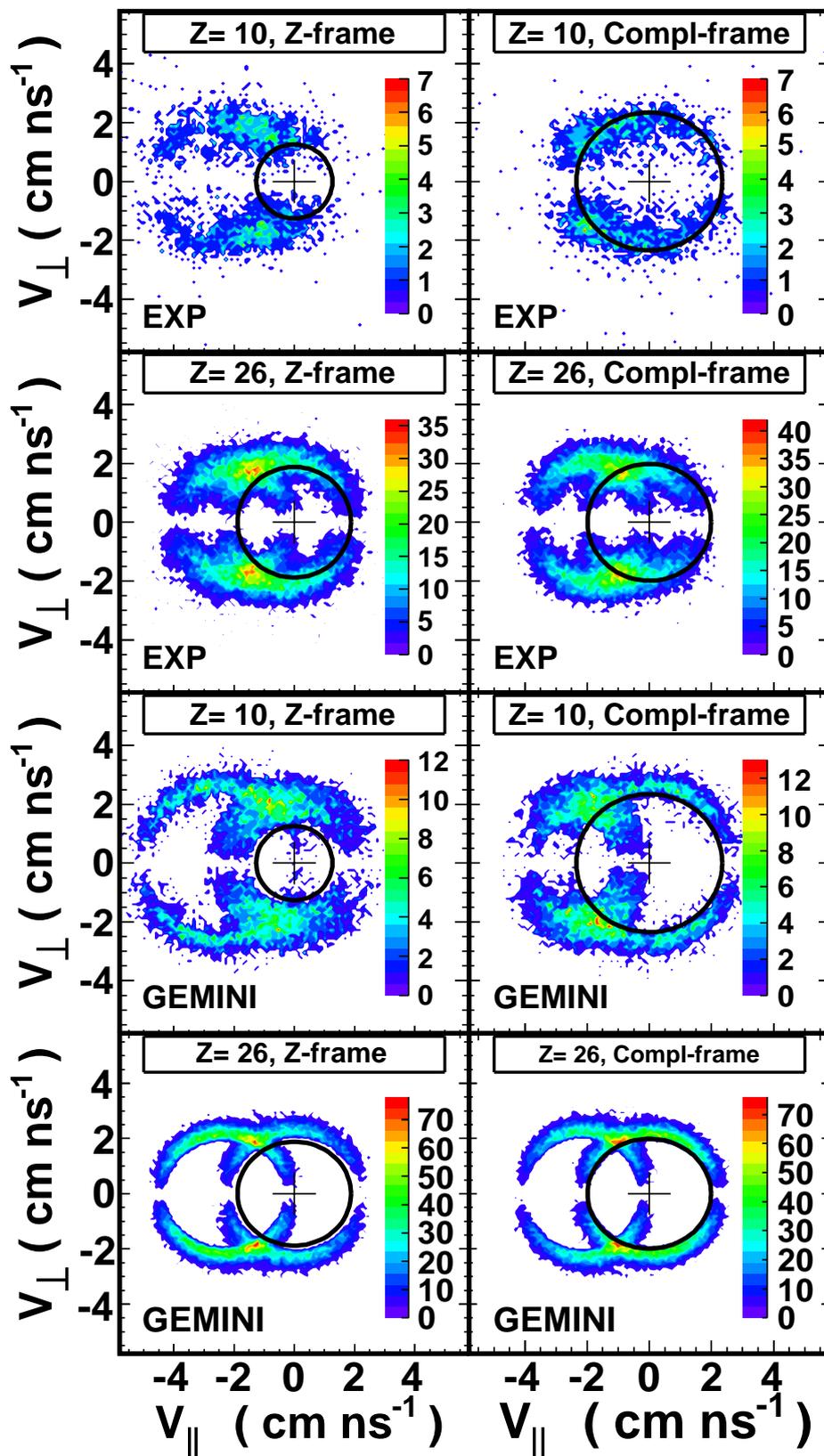


FIG. 6.14: Diagrammes V_{\parallel} - V_{\perp} expérimentaux et théoriques de particules α en coïncidence avec un fragment Ne (première et troisième rangées) et un fragment Fe (deuxième et quatrième rangées). Les vitesses ont été calculées dans le référentiel du fragment (colonne de gauche) et dans celui du fragment complémentaire (colonne de droite). Les résultats théoriques sont obtenus avec le code GEMINI. Le cercle de couleur noire représente la vitesse moyenne déduite de la systématique de Parker [78].

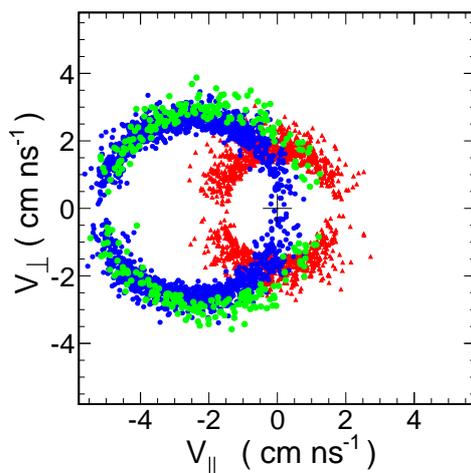


FIG. 6.15: Diagramme $V_{\parallel} - V_{\perp}$ pour les coïncidences α -Ne déduit des calculs avec GEMINI. Les différentes sources d' α ont été séparées et sont représentées par différentes couleurs : les émissions associées au fragment Ne (points rouges) ; les émissions associées au fragment complémentaire (points bleus) ; les émissions successives du noyau composé (points verts).

précieuses sur la configuration de scission. Cependant trop peu de comparaisons, entre théorie et expériences, sont disponibles. Les confrontations disponibles portent généralement sur des comparaisons de grandeurs intégrées telles que les sections efficaces totales et les multiplicités de particules légères.

Plusieurs sources contribuent à l'élargissement des distributions en énergie cinétique :

- la distribution isotopique pour un Z donné ;
- l'émission secondaire de particules légères par le fragment de fission excité ;
- la fluctuation de l'énergie cinétique totale (TKE^2) durant le mouvement du système fissionnant du point selle au point de scission ;
- ...

En d'autres termes, la distribution d'énergie cinétique totale reflète les trajectoires suivies par les fragments et leur interaction au point de scission.

Dans nos expériences la situation présente des spécificités. D'une part, nous étudions des systèmes à basse énergie d'excitation et une large partie de l'énergie d'excitation est sous forme rotationnelle ce qui limite les désexcitations secondaires. D'autre part, dans la fission asymétrique, l'énergie d'excitation laissée aux fragments est très faible d'après l'étude menée sur les coïncidences LCP-fragment (cf. § 5.5). Alors, l'émission secondaire et la composante de pré-scission devraient être très faibles c'est-à-dire que leur impact sur la largeur du spectre est peu important.

Une analyse à l'aide du code GEMINI portant sur les spectres expérimentaux, les moyennes et les largeurs des distributions en TKE a été réalisée. Pour cette analyse nous suivons une procédure qui consiste, étape par étape, à apporter des modifications au code GEMINI en conservant celles les plus pertinentes pour les étapes suivantes. A chaque étape nous analyserons des observables communes telles que la moyenne et la largeur des distributions en énergie cinétique ou des TKE , afin d'avoir une

²De l'acronyme anglais signifiant «total kinetic energy». C'est l'énergie cinétique totale associée aux deux fragments principaux.

vision concrète de l'évolution des résultats.

Dans ce qui suit les spectres $d\sigma/dE_{c.m.}$ pour chaque Z , seront comparés aux spectres intégrés sur la couronne 4 et 5. Les spectres de GEMINI sont remis à l'échelle des spectres expérimentaux de façon à ce que les maximums aient les mêmes valeurs. Les barres d'erreur pour les spectres expérimentaux correspondent aux erreurs statistiques.

Avant de présenter les résultats de l'analyse, soulignons que le code GEMINI est largement utilisé dans la communauté étudiant les mécanismes de réaction, notamment pour décrire les désexcitations des multiples fragments produits dans la multifragmentation (processus dit d'«after burning»). A notre connaissance il existe peu de travaux dédiés à une analyse approfondie du code, notamment sur les observables liées à la cinématique.

Etape 1 : Version initiale

Nous avons commencé l'analyse en utilisant la version initiale de GEMINI avec les barrières du FRLDM de Sierk et l'énergie cinétique totale $TKE = E_{viola}$ (cf. éq. (6.6)).

Dans un premier temps nous avons analysé des données qui avaient été déjà comparées à GEMINI pour ce qui concerne les distributions de charges. Prenons le cas de la réaction ${}^{93}\text{Nb} + {}^{12}\text{C}$ à 11.4 AMeV de la référence [11]. Dans cette référence, en choisissant $J_{max} = 49$ et une distribution de coupure franche, il est possible de reproduire la distribution de charge. Nous avons refait les calculs en prenant cette valeur de J_{max} et un paramètre de densité de niveau $a = A/8 \text{ MeV}^{-1}$.

Le résultats des vitesses moyennes $\langle V_{c.m.} \rangle$, des écart-types $\sigma(V_{c.m.})$ et du rapport $\sigma/\langle V_{c.m.} \rangle$ sont confrontés aux données expérimentales dans la figure 6.16a en fonction du Z du fragment mesuré. Le calcul reproduit parfaitement les vitesses moyennes ainsi que les écart-types quelle que soit la charge Z du fragment.

Cependant, quand on s'intéresse à la forme du spectre le résultat est tout autre. En effet, les spectres expérimentaux de la réaction ${}^{93}\text{Nb} + {}^{12}\text{C}$ présentant seulement la composante isotrope dans le centre de masse, sont de forme gaussienne quelle que soit l'énergie de bombardement utilisée. Les spectres de vitesse des fragments de charge $Z = 6, 15, 25$, produits dans les réactions ${}^{93}\text{Nb} + {}^{12}\text{C}$ à 18 AMeV et ${}^{93}\text{Nb} + {}^{27}\text{Al}$ à 18 AMeV, sont présentés dans la figure 6.17. La figure 6.18 montre le résultat du calcul avec la version initiale de GEMINI (colonne de gauche sur la figure) pour les mêmes Z associés à la réaction ${}^{93}\text{Nb} + {}^{12}\text{C}$ à 11.4 AMeV. La forme des spectres est beaucoup plus complexe que celle des spectres expérimentaux (Fig. 6.17), même si la position du maximum est identique. Les spectres calculés présentent une asymétrie avec une queue de distribution étalée vers la gauche. Des éventuelles asymétries dans les spectres expérimentaux nécessiteraient beaucoup plus de statistique pour être visibles.

Sur les figures 6.16b et 6.18b sont présentées les résultats obtenus avec une autre version du code GEMINI, après y avoir apporté quelques modifications permettant de reproduire nos données. Ces modifications seront discutées plus en détail dans la suite (étape 5). On voit sur la figure 6.16b que les vitesses moyennes et les largeurs des spectres sont assez bien reproduites mais l'accord est moins bon que celui obtenu avec la version initiale de GEMINI. Cependant, lorsque l'on s'intéresse à la forme complète des spectres (Fig. 6.18b) celle obtenue avec le second calcul V5 se rapproche plus de la forme gaussienne des spectres expérimentaux (Fig. 6.17). Ceci montre la nécessité de faire une comparaison sur la distribution des vitesses (ou des énergies cinétiques) et non pas sur la moyenne.

La comparaison entre la version initiale de GEMINI et les données expérimentales des réactions ${}^{78,82}\text{Kr} + {}^{40}\text{Ca}$ est montrée dans la figure 6.19. Le calcul supposant que la distribution en énergie

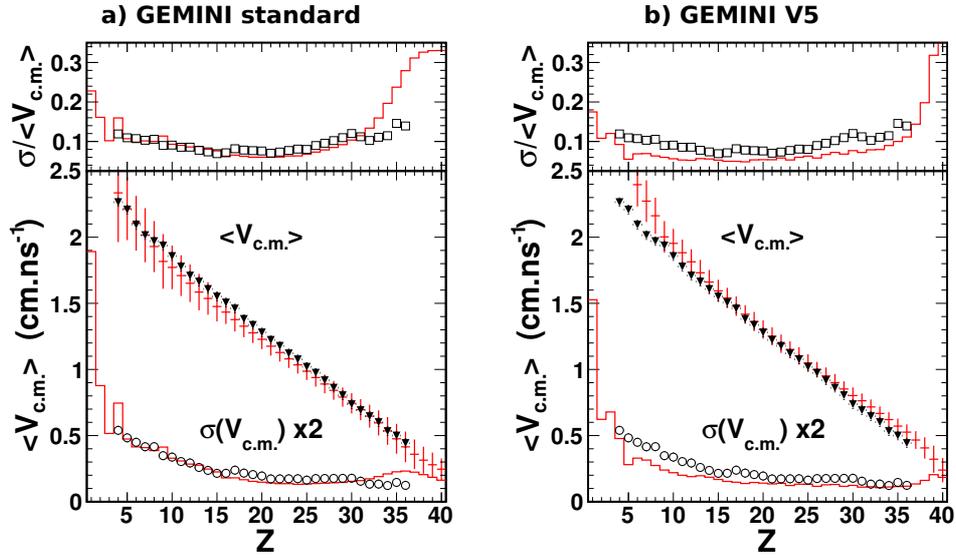


FIG. 6.16: Comparaison entre les prédictions GEMINI et les données expérimentales pour la réaction $^{93}\text{Nb} + ^{12}\text{C}$ à 11.4 A MeV avec $J_{\text{max}} = 49$, de la moyenne $\langle V_{\text{c.m.}} \rangle$ et de l'écart-type σ des spectres de vitesse (panel du bas) ainsi que le rapport $\sigma / \langle V_{\text{c.m.}} \rangle$ (panel du haut) : a) code GEMINI initial ; b) code GEMINI modifié (V5) avec $\sigma(TKE) = 0.15 E_{\text{viola}}$, E_{rel} , $B_{\text{shift}} = 7$ MeV. Les données expérimentales, extraites de la Réf. [11], sont représentées par les symboles noirs. Les calculs sont représentés par les courbes rouges.

cinétique est dominée par l'interaction coulombienne, représentée par la systématique de Viola échoue complètement : ni la position du maximum, ni la largeur et ni la forme ne sont reproduites quelle que soit la charge Z du fragment. Pour les $Z \leq 16$ la forme est très déroutante puisqu'elle présente un pic fin et très prononcé au milieu du spectre. Après vérification, on a remarqué que ce pic est positionné sur la valeur de E_{viola} associée à l'isotope le plus abondant.

Etape 2 : Introduction du mouvement relatif

Après la première étape nous avons commencé dans un premier temps à comprendre pourquoi les valeurs moyennes des spectres sont si différentes entre GEMINI et les données expérimentales. GEMINI sous-estime systématiquement la valeur moyenne quelle que soit la charge Z du fragment, c'est-à-dire même pour le fragment complémentaire plus lourd. Il semble donc que l'énergie cinétique totale partagée entre les deux fragments soit trop faible. De plus on sait que l'espace des moments angulaires est beaucoup plus large dans nos réactions que celui dans la réaction $^{93}\text{Nb} + ^{12}\text{C}$ discutée précédemment. Il est donc tentant d'associer l'énergie manquante à une contribution de type rotationnel, due au moment angulaire orbital. Dans la version initiale de GEMINI, cette énergie est perdue. Nous avons donc ajouté au TKE une énergie rotationnelle $E_{\text{rel}}(J)$ associée au mouvement relatif entre les deux fragments comme décrit par l'équation (6.8). L'énergie cinétique totale est donnée maintenant par

$$TKE = E_{\text{viola}} + E_{\text{rel}}(J). \quad (6.19)$$

Nous avons modélisé le partage en énergie thermique totale en suivant la description faite autour de

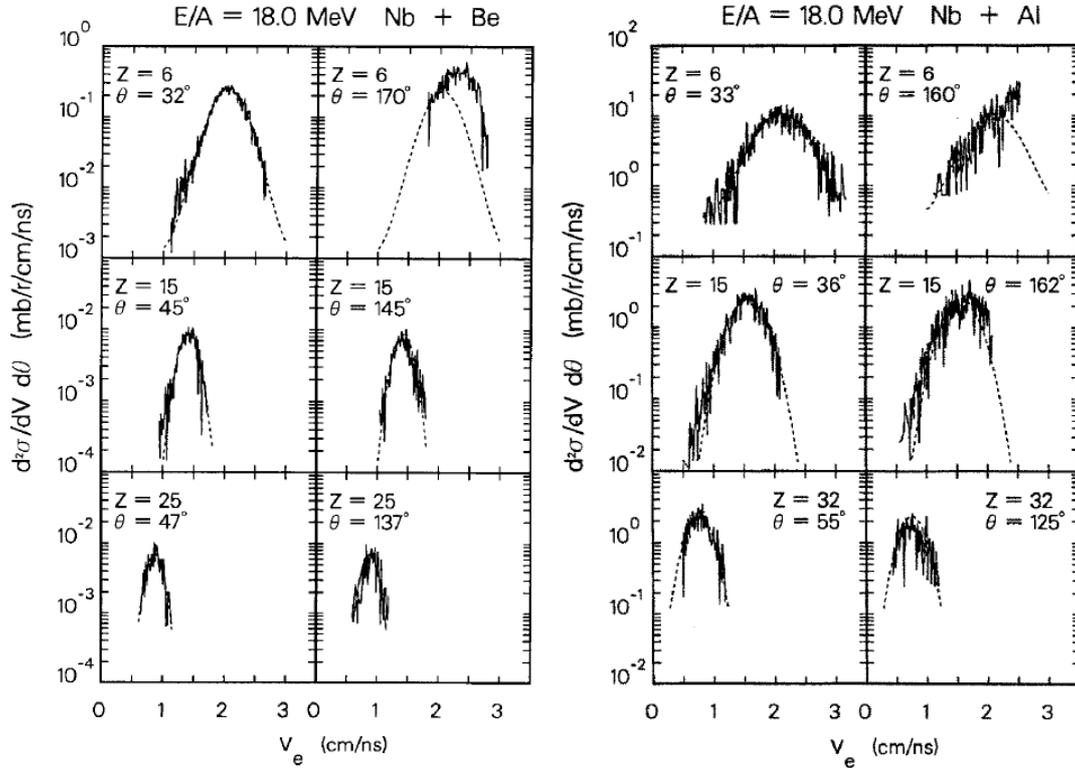


FIG. 6.17: Exemples de spectres de vitesse d'émission dans le référentiel de l'émetteur pour les réactions $^{93}\text{Nb} + ^9\text{Be}$ à 18 AMeV (à gauche) et $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 18 AMeV (à droite). La courbe en pointillé est une gaussienne ajustée sur le spectre aux angles à l'avant. Figure extraite de la Réf. [11].

l'équation (6.12) et l'énergie d'excitation E_i^* des fragments ($i = 1, 2$) est donnée par l'équation (6.10). Nous appellerons cette version de GEMINI : V2 (pour étape 2).

La figure 6.20 présente la comparaison entre la version V2 de GEMINI et les données expérimentales des réactions $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Globalement, la position des maximums est assez bien reproduite. Chaque spectre calculé présente un à plusieurs épaulements. Pour les fragments de $Z \leq 10$, les différents épaulements observés dans la partie des spectres en dessous de la position du maximum pourrait ne pas être distinguable à cause du faible taux de comptage car on voit que les prédictions du modèle restent dans les barres d'erreur. Pour les autres Z , la forme n'est pas reproduite et pour les $Z \geq 14$ les épaulements sont moins marqués. Sur l'ensemble de la gamme en Z les spectres sont plus larges que ceux obtenus avec la version initiale de GEMINI. Néanmoins, les largeurs théoriques sont toujours inférieures aux valeurs expérimentales.

Regardons maintenant l'influence de la distribution isotopique sur la forme des spectres. Pour cela, nous avons pour un Z donné, séparé les contributions de chaque isotope. Sur la figure 6.21, les distributions de vitesses de chaque isotope de l' Ar ($Z = 18$) sont superposées sur la distribution totale (courbe noire). On observe que la vitesse moyenne des distributions augmente quand la masse A de l'isotope diminue, induisant alors l'élargissement de la distribution totale. Sur les spectres des isotopes les plus abondants ($A=36, 37, 38$ et 39), on distingue un épaulement pour $V_{c.m.}^2 \leq 2.4 \text{ cm}^2 \cdot \text{ns}^{-2}$ qui est à l'origine de celui observé dans la même région, sur la distribution totale. Un point important à noter est qu'il est dif-

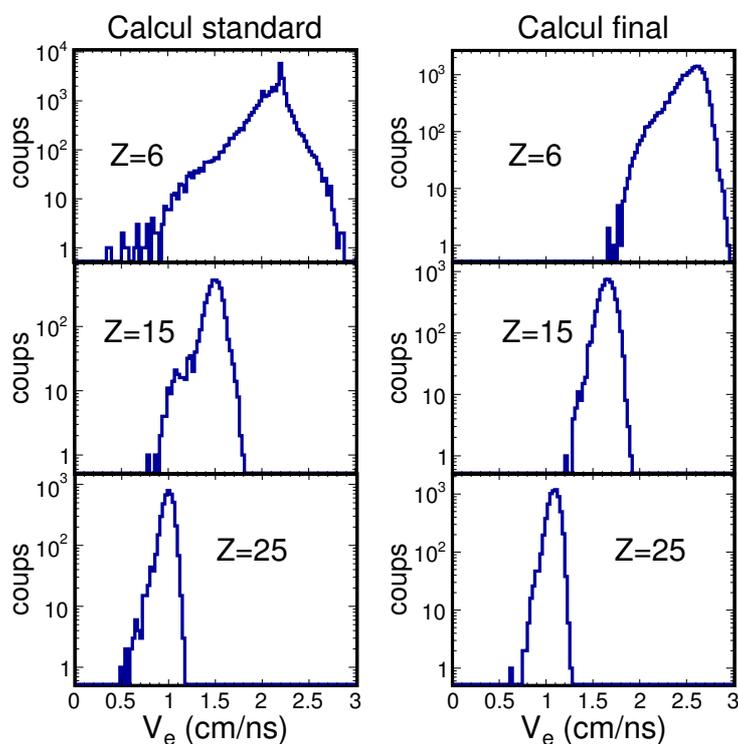


FIG. 6.18: Comparaison entre les spectres de GEMINI pour $^{93}\text{Nb} + ^{12}\text{C}$ à 11.4 AMeV avec $J_{max} = 49$, obtenus avec la version initiale (colonne de gauche) et ceux obtenus avec la version V5 (colonne de droite). Voir le texte pour plus de détails. En ordonnée est représenté le nombre de coups.

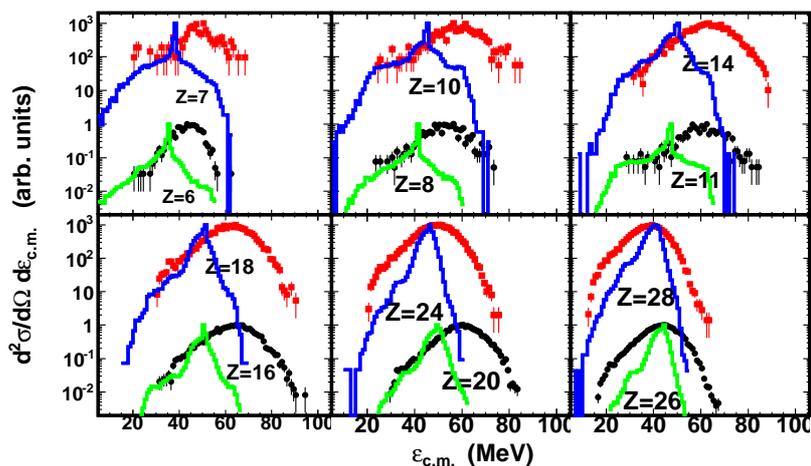


FIG. 6.19: Comparaison entre les calculs de la version initiale de GEMINI (lignes) et les données expérimentales (points) des spectres en énergie dans le référentiel du centre de masse, des fragments produits dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV.

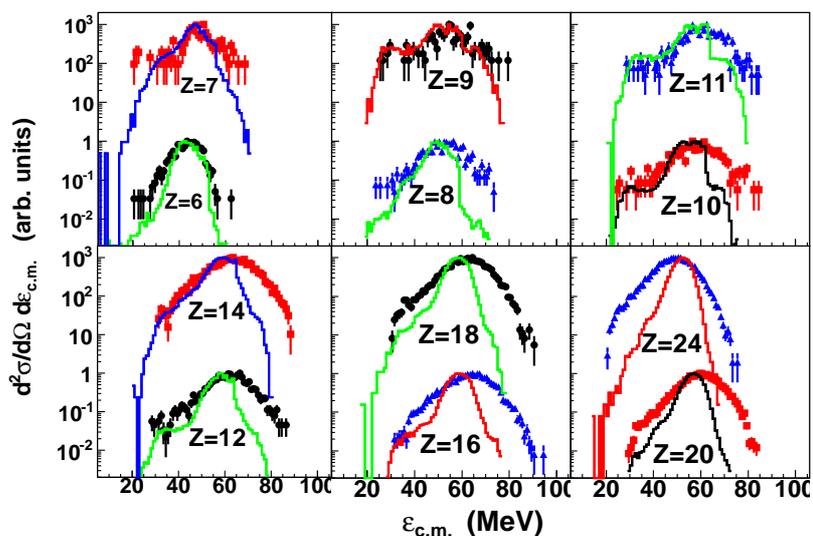


FIG. 6.20: Même figure que la figure 6.19 en utilisant la version V2 de GEMINI (voir texte), dans laquelle $TKE = E_{viola} + E_{rel}(J)$.

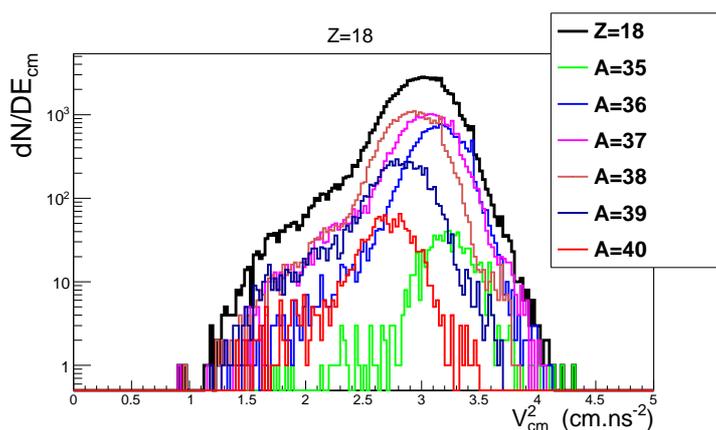


FIG. 6.21: Distribution des vitesses quadratiques de l'Ar ($Z = 18$) produit dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV. La courbe noire avec la statistique la plus élevée est la distribution intégrée sur tous les isotopes. Chacune des autres distributions en couleur sont associées à un seul isotope ($A=35$ à 40).

facile d'associer le désaccord concernant les largeurs à la distribution isotopique. Même si nous n'avons pas accès à cette information, on peut se convaincre qu'il faudrait admettre une production importante d'isotopes très déficitaires en neutron.

Le même type d'analyse a été mené sur les spectres des fragments primaires³. La figure 6.22, montre le spectre de vitesse quadratique des fragments primaires (*Prim. Frag.*) de $Z = 18$ produits dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Le spectre est décomposé en fonction de la masse A des isotopes. Le spectre des produits finaux (*final. Frag.*) est superposé sur l'ensemble pour la comparaison. La forme du spectre des produits finaux de $Z = 18$ est plus large que celui des fragments primaires de même Z .

³La Fig. 6.3 illustre la notion de fragment primaire dans le code GEMINI.

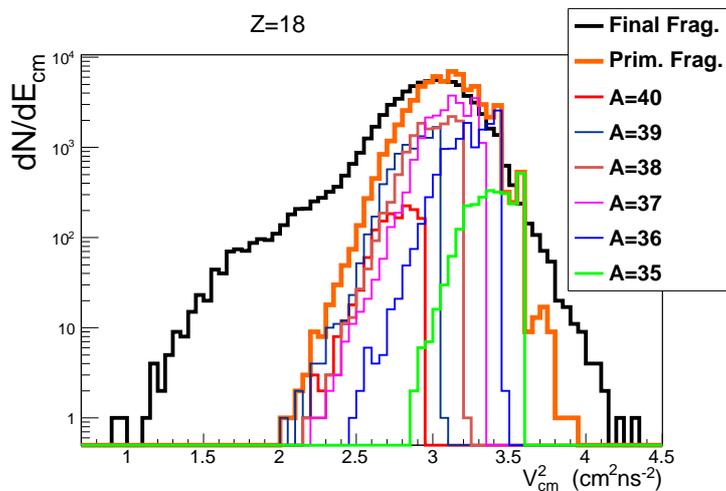


FIG. 6.22: Distribution des vitesses quadratiques du fragment primaire Ar ($Z = 18$) produit dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 A MeV, avant sa désexcitation secondaire. La courbe noire (Final Frag.) avec la statistique la plus élevée est la distribution intégrée sur tous les isotopes des produits finaux avec $Z = 18$ (idem Fig. 6.21). La distribution (Prim. Frag.) est la distribution intégrée en A des fragments primaires de $Z = 18$. Les autres distributions sont celles des différents isotopes ($A = 35$ à 40).

Le maximum ainsi que sa position sur les deux spectres sont très proches ce qui semble dire qu'autour du maximum la distribution *Final Frag.* est principalement alimentée par des fragments primaires qui ne se désexcitent pas ou qui émettent des neutrons. Par contre l'épaule à $V_{c.m.}^2 \leq 2.4 \text{ cm}^2 \cdot \text{ns}^{-2}$ et la partie à haut $V_{c.m.}^2$ sont peuplés par des résidus de charge $Z = 18$ produits après la désexcitation de fragment de $Z \geq 18$.

Etape 3 : Introduction de fluctuations thermiques

Dans cette étape nous avons essayé de trouver une explication à la largeur très importante des spectres expérimentaux. Nous avons introduit des fluctuations dans le TKE . Pour cela, lors du calcul de E_{viola} nous avons supposé une distribution gaussienne (pour mimer les fluctuations) de largeur $\sigma(TKE)$. Il a fallu définir $\sigma(TKE)$ que nous avons dans un premier temps, choisi proportionnelle à la température au point de scission (version V3).

Les spectres des fragments produits dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ ont été calculés avec la version V3. Les résultats sont montrés dans les figures 6.23 et 6.24 en choisissant $\sigma(TKE) = 2T$ et $\sigma(TKE) = 3T$ respectivement. On remarque qu'avec $\sigma(TKE) = 2T$ l'élargissement des spectres n'est pas suffisant et que la forme des spectres présente toujours des épaulements. Dans le cas où $\sigma(TKE) = 3T$ (voir Fig. 6.24) l'élargissement des spectres est important, particulièrement pour les fragments légers de $Z \leq 11$. Pour ces fragments les spectres sont assez bien reproduits. Cependant, même si les spectres sont un peu plus larges (comparés à ceux de la Fig. 6.20), pour les fragments de $Z > 11$, le choix $\sigma(TKE) = 3T$ n'est pas suffisant. Par contre les épaulements ont tendance à être lissés. Augmenter le coefficient de proportionnalité ($\sigma(TKE) = nT$ avec $n > 3$) n'améliore pas le résultat car dans ce cas, les largeurs des spectres pour les fragments légers sont surestimées. L'introduction d'une fluctuation

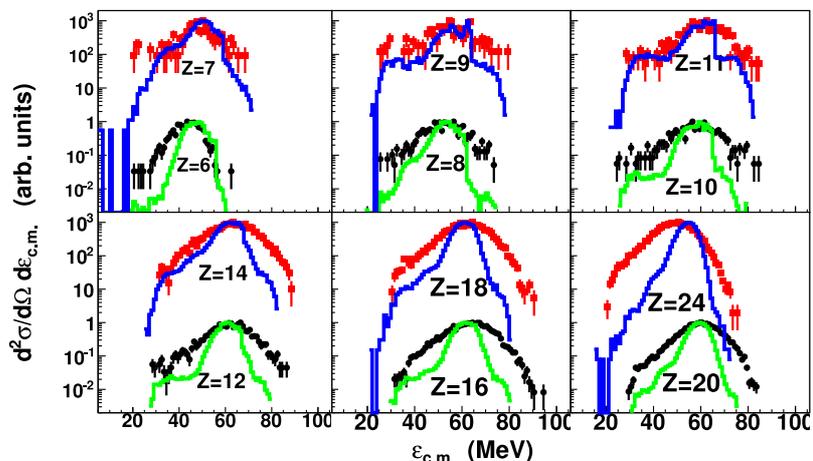


FIG. 6.23: Comparaison entre les calculs de la version V3 de GEMINI et les données expérimentales des spectres en énergie dans le référentiel du centre de masse, des fragments produits dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV. La largeur de la fluctuation du TKE est $\sigma(TKE) = 2T$.

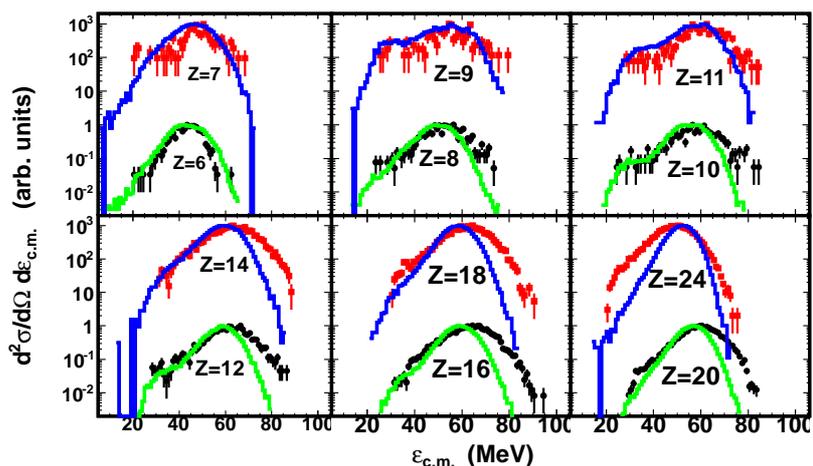


FIG. 6.24: Même figure que la figure 6.23 en prenant $\sigma(TKE) = 3T$ comme largeur de fluctuation sur le TKE.

d'origine purement thermique permet d'expliquer une partie des données mais, une dépendance en température ne semble pas convenir pour expliquer l'ensemble des résultats.

Etape 4 : $TKE = E_{viola} + E_{rel}(J)$ et $\sigma(TKE) = 0.15E_{viola}$

Pour définir la largeur des fluctuations nous avons décidé de nous appuyer sur les résultats expérimentaux. Dans la figure 5.14 (p. 98), le rapport entre la largeur et la valeur moyenne de la distribution de TKE est identique pour les deux systèmes $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Ce rapport est constant autour de 0.15 pour $Z \leq 20$ et augmente légèrement pour les Z plus élevés. Cette augmentation est due à la fois à la diminution de la valeur moyenne et à l'augmentation de la largeur $\sigma(TKE)$. Implicitement, cette hypothèse

signifie que les désexcitations secondaires contribuent peu à la largeur des spectres.

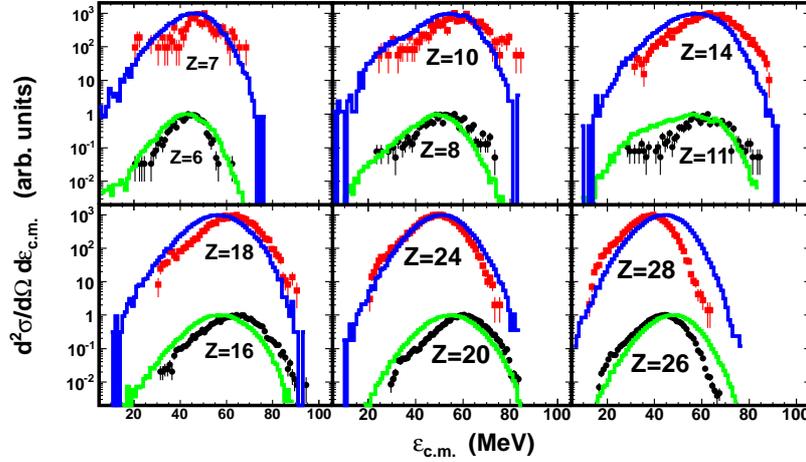


FIG. 6.25: Même figure que les figures 6.23 et 6.24 en utilisant la version V4 de GEMINI dans laquelle la largeur de fluctuation sur le TKE est $\sigma(TKE) = 0.15E_{viola}$.

Nous avons décidé d'inclure dans le calcul la valeur expérimentale c'est-à-dire $\sigma(TKE) = 0.15 \times E_{viola}$. Ce que nous supposons en procédant ainsi c'est que les raisons principales des différences avec les données proviennent de fluctuations du E_{viola} que l'on pourrait justifier par une grande variété de configurations de scission qui ne serait pas prise en compte dans la version initiale du code. Nous appellerons V4 cette modification dans le code. Les spectres calculés avec cette nouvelle formulation de la largeur $\sigma(TKE)$, sont présentés dans la figure 6.25 pour le système $^{78}Kr + ^{40}Ca$. L'accord avec les données expérimentales est évidemment spectaculaire. Les largeurs et la forme globale des spectres sont reproduites même si les valeurs moyennes ne sont pas en accord avec les données expérimentales.

Une comparaison faite directement sur les caractéristiques des distributions de TKE expérimentaux (présentés Fig. 5.14 p. 98) permet de mieux apprécier les prédictions du modèle. Pour cela, les TKE théoriques ont été recalculés de la même manière que ceux obtenus expérimentalement (voir § 5.1.5). La figure 6.26 présente la comparaison entre les données expérimentales (marqueurs de couleur bleue) et les calculs de la version V4 de GEMINI (courbes rouges) sur la moyenne $\langle TKE \rangle$, l'écart-type $\sigma(TKE)$ et le rapport $\sigma(TKE)/\langle TKE \rangle$ en fonction du Z du fragments léger, pour le système $^{78}Kr + ^{40}Ca$. Les largeurs $\sigma(TKE)$ expérimentales et théoriques sont en accord. Ce résultat est très intéressant car il confirme notre hypothèse de base concernant la faible contribution des désexcitations secondaires sur l'ensemble de la gamme en charge. La valeur ainsi que le comportement des $\langle TKE \rangle$ en fonction du Z ne sont pas reproduits. Dans les deux cas, les $\langle TKE \rangle$ augmentent avec Z mais à partir de $Z = 20$, les valeurs expérimentales décroissent contrairement aux prédictions du modèle qui continuent à augmenter. En examinant la formule 6.6 de l'énergie de Viola, on trouve effectivement que le maximum de E_{viola} est atteint quand $Z = (Z_0)/2$ (où Z_0 est le numéro atomique du noyau composé) c'est-à-dire $Z = 28$ pour nos systèmes. Une explication possible du décrochement des $\langle TKE \rangle$ à partir de $Z = 20$ serait que dans cette région de Z la déformation des fragments serait très importante (comme nous l'avons souligné lors de l'analyse des coïncidences particule-fragment) et donc le moment d'inertie serait largement supérieur à celui obtenu pour deux fragments sphériques, ce qui entraînerait une diminution de la contribution rotationnelle $E_{rel}(J)$.

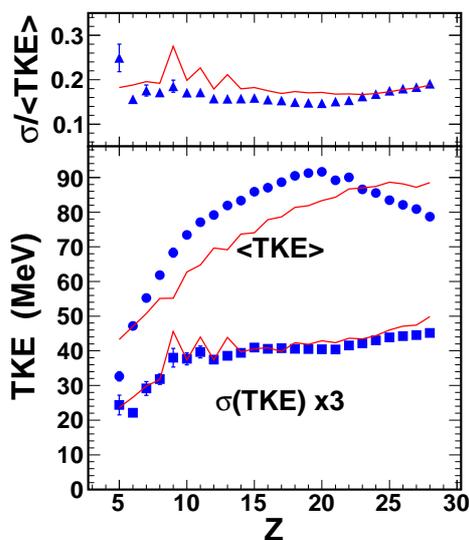


FIG. 6.26: Valeur moyenne $\langle TKE \rangle$ et écart-type $\sigma(TKE)$ de l'énergie cinétique totale en fonction du Z du fragment léger produit dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$, obtenues à partir : des données expérimentales (marqueurs bleus) ; d'un calcul avec la version V4 de GEMINI (courbes rouges). La valeur de l'écart-type a été multipliée par 3. Dans le panel du haut est représenté le rapport $\sigma(TKE)/\langle TKE \rangle$.

Ce que l'on doit garder en tête est le fait que les fluctuations du TKE sont très importantes et nous devons trouver une explication à ce résultat phénoménologique.

Etape 5 : $TKE = E_{viola} + E_{rel}(J)$, $\sigma(TKE) = 0.15E_{viola}$, $B_{shift}=7$ MeV

Même si dans l'étape précédente nous avons amélioré certaines caractéristiques, les prédictions ne sont pas encore satisfaisantes. En particulier les $\langle TKE \rangle$ calculés sont sous-estimés. Pour discuter cet aspect, nous nous sommes intéressés à la seconde composante du TKE qui est la contribution E_{rel} associée au mouvement relatif. Cette grandeur est complètement liée à la localisation de la fragmentation considéré dans l'espace des moments angulaires du noyau composé. Par exemple, en moyenne, la fission symétrique est localisée à haut moment angulaire dans le noyau composé, alors que la fission asymétrique est localisé à plus bas moment angulaire. Cette compétition/localisation est directement reliée au profil de la surface d'énergie potentielle.

Dans la section 6.3.3.4 nous avons vu qu'il était possible de reproduire les distributions de charge en augmentant globalement les barrières de Sierk par une constante $B_{shift} = 7$ MeV. Quelle est l'influence de cette modification des barrières sur les TKE ? Le rehaussement des barrières a pour effet de modifier la localisation de la fission dans l'espace des moments angulaires, ce qui tend à augmenter la composante associée au mouvement relatif et donc la valeur du TKE . De plus, le B_{shift} permet d'augmenter le moment angulaire maximal en dessous duquel le noyau composé subsiste et la valeur est en accord avec le J_{max} expérimental. Tout en gardant les prescriptions de l'étape précédente (V4) nous avons effectué des calculs en augmentant les barrières de $B_{shift} = 7$ MeV et en utilisant $J_{max} = 75$. Nous appellerons cette version des calculs V5. Les résultats sont présentés dans les figures 6.27 et 6.28. L'accord est excellent pour toutes les observables présentées sur ces figures à l'exception des moyennes $\langle TKE \rangle$

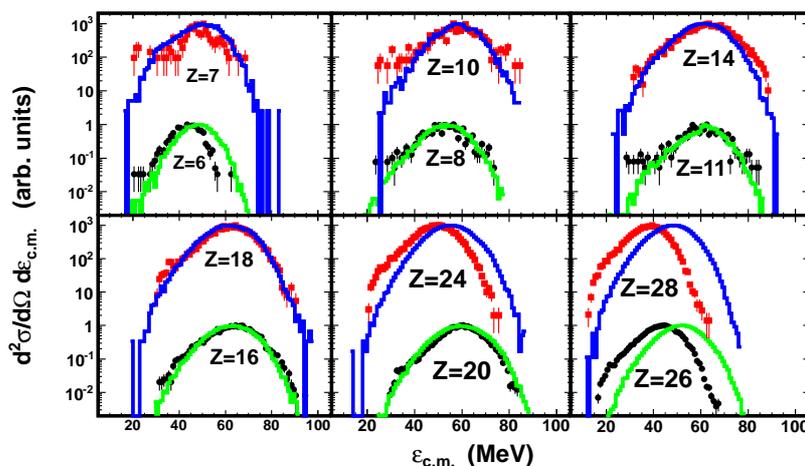


FIG. 6.27: Môme figure que la figure 6.25 en utilisant la version V5 de GEMINI dans laquelle les barrières de fissions ont été augmenté par un terme global $B_{shift} = 7$ MeV et en utilisant $J_{max} = 75$.

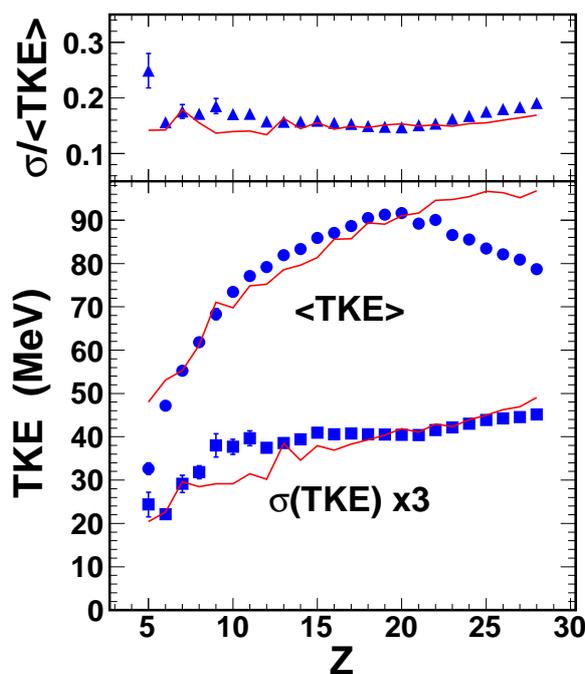


FIG. 6.28: Môme figure que la Fig. 6.26 en utilisant la version V5 de GEMINI.

pour les $Z > 20$ qui sont surestimées par le calcul et qui continuent à augmenter alors que les valeurs expérimentales décroissent.

Finalement, en implémentant le B_{Shift} et la fluctuation sur le TKE , nous obtenons des résultats globalement très bons à la fois sur les sections efficaces, la forme des spectres, $\langle TKE \rangle$ et leurs largeurs. Il est vrai que l'approche utilisée est phénoménologique, néanmoins on peut souligner que le B_{shift} et $\langle TKE \rangle$ ont une origine commune, la surface de potentiel entre la configuration de point selle et celle du

point de scission.

Une analyse des distributions de charges mesurés dans les réactions $Ni + C$, $Kr + C$, $Nb + Be$ et $Nb + C$ ([2, 3, 62]) a été effectuée récemment [93]. Dans cette étude, l'introduction d'un shift des barrières de Sierk a permis d'expliquer les résultats expérimentaux. Dans le cas de ces systèmes les moments angulaires transférés au noyau composé sont plus faibles que pour les noyaux composés étudiés dans le cadre de ce travail. Nous confirmons donc la nécessité d'introduire B_{shift} y compris pour des systèmes formés à haut moment angulaire.

En conclusion de cette analyse, pour reproduire une grande partie de nos résultats expérimentaux concernant les sections efficaces et les TKE , nous avons introduit de manière phénoménologique un shift des barrières de Sierk et une fluctuation des énergies cinétiques moyennes prédites dans la prescription de Viola. Pour avoir une prédiction moins phénoménologique de cette fluctuation demanderait une modélisation du parcours entre le point selle et le point de scission. Ceci est très intéressant mais va au-delà du but de GEMINI. Par contre le B_{shift} est une modification à la main pour supprimer les FMI. Elle indiquerait une faille dans la théorie de l'état transitoire ou tout au moins la nécessité d'un calcul plus réaliste des surfaces d'énergie potentielle au point selle qui contiennent le degré de liberté de déformation. Nous discuterons d'une interprétation possible de ce shift et de ces fluctuations au chapitre 7.

6.3.6 Les particules légères et les résidus d'évaporation

Dans cette partie nous allons comparer les résultats expérimentaux associées à la fusion-évaporation, avec les prédictions du code GEMINI++ décrit dans la référence [81]. Nous avons choisi d'utiliser cette nouvelle version de GEMINI, car des améliorations y ont été apportées de manière à mieux reproduire la forme des spectres de particules légères évaporées. La forme des spectres dépend principalement de trois ingrédients :

- le coefficient de transmission. Il est nécessaire de faire intervenir des fluctuations de la barrière coulombienne pour reproduire la région de la barrière sur les spectres d'évaporation. Ces fluctuations pourraient être le reflet de fluctuations thermiques dans la forme du noyau composé et/ou dans la diffusivité de la surface nucléaire. Pour mimer ces fluctuations, le coefficient de transmission est donné par la moyenne de trois coefficients de transmission calculés avec 3 rayons différents décalés de δr :

$$T_l(\varepsilon) = \frac{T_l^{R_0 - \delta r}(\varepsilon) + T_l^{R_0}(\varepsilon) + T_l^{R_0 + \delta r}(\varepsilon)}{3}, \quad (6.20)$$

où $\delta r = \sqrt{T}$ fm et T est la température du noyau fils ;

- le paramètre de densité de niveau. Il définit la pente de la partie exponentielle des spectres à haute énergie et dépend de l'énergie d'excitation thermique pour reproduire au mieux les données expérimentales. La paramétrisation utilisée est

$$a(U) = \frac{A}{k_\infty - (k_\infty - k_0) \exp\left(-\frac{\kappa U}{k_\infty - k_0 A}\right)}, \quad (6.21)$$

où $k_0 = 7.3$ MeV et $k_\infty = 12$ MeV. Le paramètre de densité de niveaux évolue de $a = A/k_0$ à basse énergie d'excitation vers $a = A/k_\infty$ à haute énergie d'excitation. Le terme κ est donné par $0.00517 \exp(0.0245A)$;

- la paramétrisation de la ligne Yrast ($E_{yrast}(J)$). L'influence de $E_{yrast}(J)$ est très importante dans la région de masse des noyaux légers. De plus, les spectres des particules récupérant une grande quantité du moment angulaire initial, telles que les particules α , γ sont plus sensibles. Pour les noyaux légers à haut moment angulaire J , l'énergie $E_{yrast}(J)$ donnée par Sierk a été réduite afin d'augmenter l'influence de J sur les densités de niveaux. Elle est finalement donnée par

$$E_{yrast}(J) = \begin{cases} E_{Sierk}(J) & \text{si } J < J_*, \\ E_{Sierk}(J) + (J - J_*) E'_{Sierk}(J_*) & \text{si } J > J_*. \end{cases} \quad (6.22)$$

J_* est le moment angulaire à partir duquel l'énergie Yrast, donnée par Sierk, est modifiée. Sa valeur est proportionnelle au nombre de masse A du noyau fils.

Les spectres de particules légères présentés dans cette section sont obtenus en ne considérant que les particules détectées en coïncidence avec un résidu d'évaporation (RE). Puisque les RE émis dans la direction du faisceau ne sont pas détectés par INDRA, il n'est pas impossible que cette condition engendre des déformations sur les spectres de particules légères. Afin de ne pas être biaisé par cette condition, nous avons appliqué un filtre expérimental sur les événements générés par le code GEMINI++ avant de produire les spectres des particules légères qui seront comparés aux données. Ce filtre consiste à prendre en compte la géométrie et les seuils d'identifications du multidétecteur INDRA. Nous insistons sur le fait que les données présentées sont exclusives ce qui est très rare dans la région de masse autour des $^{118,122}\text{Ba}$. En effet, les mesures des particules légères que nous avons trouvées dans la littérature, pour cette région de masse, sont généralement inclusives. Dans ce cas, il n'est pas possible d'exclure la présence de processus pouvant contaminer les spectres de particules légères.

Nous nous concentrerons sur la reproduction de la forme des spectres, c'est pour cette raison que les spectres prédits par GEMINI++ seront normalisés de manière à ce que leur maximum coïncide avec celui du spectre expérimental.

La figure 6.29 montre les comparaisons entre les prédictions de GEMINI++ et les données expérimentales sur les spectres obtenus dans le référentiel du centre de masse, des protons et des particules α produits dans les deux réactions $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ et mesurés dans la couronne 6 ($14^\circ \leq \theta_{lab} \leq 20^\circ$). Les quatre résultats GEMINI++ présentés dans la figure sont obtenus en jouant sur la manière dont sont calculés : le coefficient de transmission T_l , c'est-à-dire soit en utilisant une seule barrière de Coulomb (B_{coul}) ou en considérant une distribution des barrières (B_{coul} distrib.) donnée par l'équation (6.20) ; l'énergie Yrast, c'est-à-dire soit en utilisant la paramétrisation (6.22), soit en prenant la valeur donnée par Sierk ($E_{sierk}(J)$).

Pour les protons, les spectres prédits par GEMINI++ semblent à première vue se superposer et ne présenter aucune sensibilité aux différents jeux de paramètres choisis. Or le meilleur accord avec les données est obtenu en considérant la distribution des barrières (courbes continue et courbes en tirets longs). L'accord avec les données est très bon pour les deux systèmes, à l'exception de la partie du spectre à haute énergie ($\epsilon_{c.m.} > 17$ MeV) qui est sous-estimée. Cet écart pourrait être associé à une émission de protons de pré-équilibre lors du processus de fusion, présente dans les données. Cette composante n'est pas prise en compte dans le code GEMINI++ puisqu'il décrit la désexcitation de noyaux composés. Le choix de $E_{yrast}(J)$ n'a pas d'effet visible parce que les protons emportent très peu de moment angulaire.

Concernant les spectres des particules α , pour les deux réactions, la courbe en tirets longs reproduit le mieux les données expérimentales. Elle correspond au calcul incluant : une distribution des barrières,

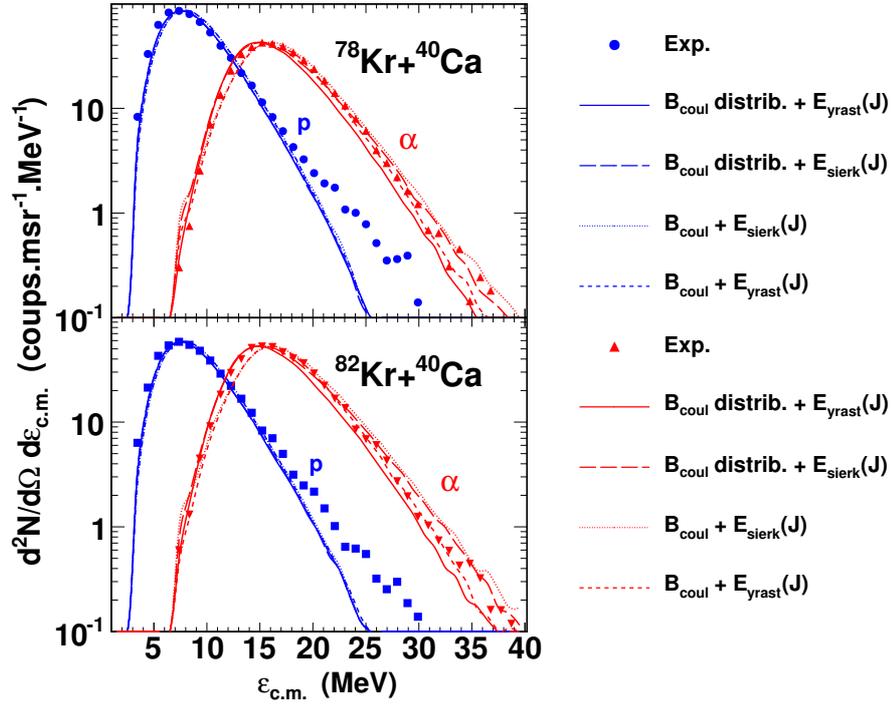


FIG. 6.29: Spectres exclusifs en énergie, mesurés dans le référentiel du centre de masse, pour les protons et les particules α évaporés et mesurés dans la couronne 6 et issus des réactions $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (figure du haut) et $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (figure du bas) à 5.5 AMeV. Les courbes continues représentent les calculs avec les paramètres par défaut, c'est-à-dire avec une distribution des barrières de Coulomb (Eq. (6.20)), le paramètre de densité de niveaux dépendant de l'énergie d'excitation (Eq. (6.21)) et la paramétrisation (6.22) pour $E_{\text{yrast}}(J)$. Les autres courbes correspondent à des calculs utilisant d'autres combinaisons possibles (voir légende) : Soit une distribution des barrières de Coulomb est considérée ($B_{\text{coul}} \text{ distrib.}$), soit une seule barrière est utilisée (B_{coul}) ; Pour la ligne Yrast, soit la paramétrisation est choisie ($E_{\text{yrast}}(J)$), soit la valeur de Sierk est utilisée ($E_{\text{sierk}}(J)$).

qui a pour effet d'arrondir la région autour du maximum et donc d'augmenter la largeur à cet endroit ; les valeurs de Sierk pour $E_{\text{yrast}}(J)$. Utiliser la paramétrisation (6.22) a pour effet d'augmenter la pente de la queue de distribution et les taux de productions sont alors sous-estimés. La valeur de J_* semble être trop faible pour les masses $A=118$ et 122 des noyaux composés produits dans nos deux réactions.

Il est difficile de distinguer un effet de l'isospin total N/Z sur les spectres de protons et de particules α que ce soit sur les données expérimentales ou sur les prédictions de GEMINI++. On notera cependant une différence entre les deux systèmes $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ sur les rapports des amplitudes des spectres protons et particules α . Cette différence peut être associée à des effets sensibles à la géométrie d'INDRA et aux mesures en coïncidences particule-RE.

Dans le tableau 6.3 sont regroupées les sections efficaces des résidus d'évaporation σ_{RE} obtenues avec les quatre calculs discutés précédemment pour les systèmes $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Quel que soit le jeu de paramètres choisi, les σ_{RE} de GEMINI++ sont supérieures d'au moins 300 mb à ceux prédites avec GEMINI, et se rapprochent donc des résultats expérimentaux (voir Tab. 6.2). Le calcul reproduisant le

${}^{78}\text{Kr} + {}^{40}\text{Ca} \rightarrow {}^{118}\text{Ba}, J_{max} = 69$			
$E_{yrast}(J)$	B_{coul} distrib.	σ_{fus} (mb)	σ_{RE} (mb)
Sierk	oui	837	596
Eq. (6.22)	oui	837	555
Eq. (6.22)	non	837	535
Sierk	non	837	570
${}^{82}\text{Kr} + {}^{40}\text{Ca} \rightarrow {}^{122}\text{Ba}, J_{max} = 70$			
$E_{yrast}(J)$	B_{coul} distrib.	σ_{fus} (mb)	σ_{RE} (mb)
Sierk	oui	833	658
Eq. (6.22)	oui	833	605
Eq. (6.22)	non	833	584
Sierk	non	833	627

TAB. 6.3: Sections efficaces de fusion σ_{fus} et de résidus d'évaporation σ_{RE} prédites par 4 calculs GEMINI++ pour les réactions ${}^{78,82}\text{Kr} + {}^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV. Le paramètre de densité de niveaux utilisé dépend de la température (voir Eq. (6.21)). La première colonne indique si $E_{yrast}(J)$ est donnée par la paramétrisation (6.22) ou par la valeur de Sierk. La deuxième colonne indique si une distribution des barrières de Coulomb est considérée ou non pour le calcul du coefficient de transmission.

mieux les spectres des protons et des particules α , donne les valeurs de σ_{RE} les plus élevées. Cependant la valeur pour le système ${}^{82}\text{Kr} + {}^{40}\text{Ca}$ est surestimée. Le meilleur accord est obtenu en utilisant une seule barrière de Coulomb et en prenant la paramétrisation (6.22) pour $E_{yrast}(J)$. En revanche pour chaque calcul, l'évolution en N/Z de σ_{RE} est inversée par rapport aux données.

6.3.7 L'apport de GEMINI++

Le code GEMINI++ [31] a été développé pour améliorer les prédictions concernant les largeurs des distributions de charge et/ou de masse des fragments de fission. Cette nouvelle version du code GEMINI permet de reproduire simultanément les données obtenues dans des réactions de fusion et des réaction de spallation à 1 AGeV. Une option de cette nouvelle version du code est d'utiliser comme alternative au formalisme de Moretto une approche empirique basée sur les résultats expérimentaux des distributions de masse (de charge) de fragments de fission compilés par Rusanov [94]. Dans cette étude systématique, les distributions de produits de fragments sont supposées gaussiennes avec une variance paramétrisée par la formule

$$\sigma_A^2 = \frac{A_{CN}^2 T}{16 \frac{d^2V}{d\eta^2}(Z^2/A, J)} \quad (6.23)$$

où $\frac{d^2V}{d\eta^2}$ est la dérivée seconde de l'énergie potentielle par rapport à l'asymétrie de masse $\eta = 2 \frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2}$. C'est cette grandeur qui a été paramétrisée par Rusanov en fonction de la fissilité Z^2/A et du spin J du noyau fissionnant. T est la température calculée avec la formule du gaz de Fermi au point selle. Dans le code, la voie fission ou la voie évaporation est choisie via une méthode Monte-Carlo en calculant la

largeur de fission dans l'approche Bohr et Wheeler donnée dans l'équation (6.3), dans laquelle l'énergie de point selle est déduite du modèle FRLDM de Sierk, calculée pour la symétrie. Dans une seconde étape, l'asymétrie de la voie de sortie est tirée dans une gaussienne dont la largeur est donné par la formule (6.23). Dans cette approche on réduit le travail très compliqué consistant à choisir une famille de forme et une surface d'énergie potentielle multidimensionnelle, par une modélisation des résultats expérimentaux. De ce fait, le problème est réduit à une dimension, c'est-à-dire au comportement du potentiel en fonction de la déformation dans l'espace de l'asymétrie de masse.

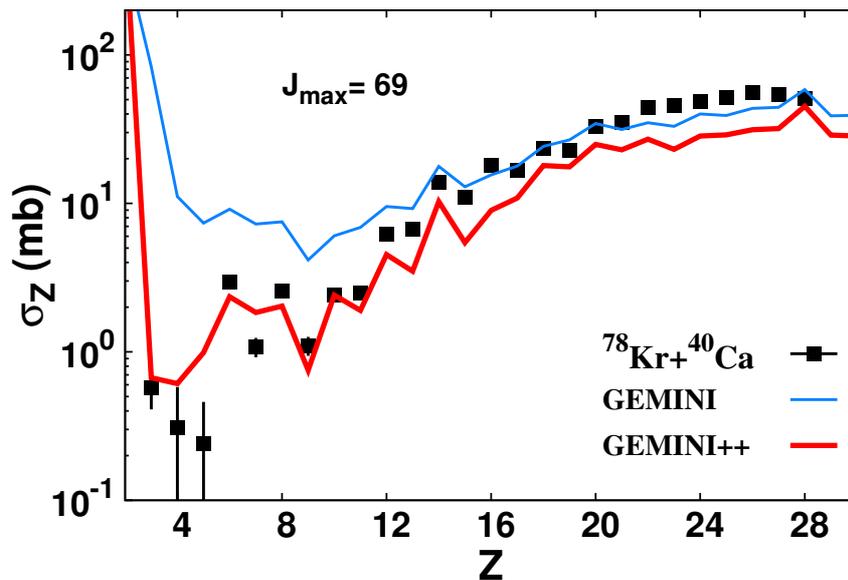


FIG. 6.30: Comparaison entre GEMINI et GEMINI++.

Sur la figure 6.30 nous montrons les résultats obtenus avec le code GEMINI++ en supposant une distribution de spin avec coupure franche et un moment angulaire maximal $J_{max} = 69$. Sur la même figure 6.30 nous avons également reporté les résultats obtenus avec la version standard de GEMINI. L'amélioration obtenue avec GEMINI++ est spectaculaire. La forme est globalement mieux reproduite notamment pour les petits fragments ($6 \leq Z \leq 12$). La section efficace de production de Li a été divisée par un facteur 100 et celle de B d'un facteur 8. Il est important de souligner que nos données sont en accord avec la systématique des distributions de charge des fragments de fission.

Le code GEMINI++ est un outil très bien adapté pour faire des calculs de sections efficaces avec une grande précision, mais l'approche utilisée pour le calcul des distributions de charges et de masses est très phénoménologique. Il est alors difficile d'identifier les raisons pour lesquelles le modèle (FRLDM) de Sierk n'explique pas les données. Cette problématique du choix de la surface d'énergie potentielle est cruciale, notamment pour les études décrivant l'évolution temporelle (par exemple avec des méthodes du type Langevin) du processus de fission. En effet c'est à partir de telles études qu'il est possible d'extraire des informations sur la viscosité nucléaire en étudiant la largeur des distributions de charges et la composante de pré-scission. Un exemple de l'influence du choix de la surface d'énergie potentielle est donnée dans la référence [90].

6.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons confronté nos données expérimentales aux prédictions de différents modèles statistiques, notamment le modèle de l'état transitoire. Nous avons identifié des phénomènes qui ne sont pas pris en compte dans le modèle. Il est bon de rappeler que la description de la désexcitation statistique des noyaux composés implique des grandeurs nucléaires (densité de niveaux, barrières de fission, coefficient de transmission) qui sont extrêmement difficiles à contraindre. Par exemple, dans la région des noyaux composés de masse intermédiaire, celle que l'on étudie dans ce travail, la compétition entre les différents modes de désexcitation dépend fortement du moment angulaire [81]. Dans cette référence, une étude systématique de données inclusives a permis de contraindre un certain nombre d'ingrédients importants pour la description de la désexcitation. L'auteur de cette étude a souligné le caractère inclusif des données existantes ce qui pouvait expliquer la difficulté à expliquer certaines caractéristique, notamment les spectres d'évaporation. Nos données qui concernent la mesure exclusive des résidus d'évaporation, des fragments de fission et des particules légères permettent d'apporter de nouvelles contraintes. Récemment la mesure exclusive des particules légères produites en coïncidence avec des résidus d'évaporation et des fragments de fission a été effectuée pour la réaction $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ à 200 MeV [95, 96]. L'analyse de ces données dans le cadre d'une approche statistique a montré l'impossibilité d'expliquer conjointement les propriétés des particules associées à la fusion-évaporation et celles associées à l'émission de pré-scission. Par ailleurs, l'analyse de ces données dans le cadre d'une approche Langevin [97] a montré que la valeur moyenne et la variance de la distribution en énergie cinétique totale, calculées en supposant une surface d'énergie potentielle donnée par le FRLDM [22], ne reproduisait pas les résultats expérimentaux. Ces résultats ajoutés aux nôtres semblent donc suggérer que des aspects importants (déformation, barrières, fluctuation d'énergie) liés à la désexcitation de noyaux intermédiaires ne sont pas correctement pris en compte dans les modèles actuels.

Discussion et perspectives

7.1 Rappel des données expérimentales et de l'analyse effectuée avec GEMINI

Résumons les caractéristiques des mécanismes de production des fragments et des particules légères observés dans les collisions nucléaires $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$. Nous observons une très forte relaxation de l'énergie cinétique et l'énergie cinétique des fragments est, au premier ordre, compatible avec une interaction coulombienne. Les distributions angulaires indiquent un temps de réaction suffisamment long, compatible avec une perte complète de la direction initiale de l'impact, et des directions d'émission équiprobables. Le degré d'asymétrie de charge est relaxé puisque la distribution de charge présente un maximum prononcé situé à la moitié (en fait légèrement inférieure du fait de la désexcitation secondaire par émission de particules) de la charge totale disponible. A cela s'ajoute des effets pair-impair dans les sections efficaces de production de fragments et l'analyse des coïncidences entre particules et fragments indiquent des énergies d'excitations plus ou moins élevées en fonction de la taille des fragments et notamment, pour des fissions asymétriques, une énergie d'excitation dans le fragment léger inférieure au seuil d'émission de particules. De plus, les spectres des particules légères émises en coïncidence avec les résidus lourds (la charge diffère peu de la somme des charges disponibles de la réaction) développent une forme caractéristique d'évaporation. Enfin, la somme des sections efficaces des résidus et des fragments indique des moments angulaires élevés. Bien que l'ensemble de ces caractéristiques ne constitue pas une preuve suffisante pour affirmer la formation d'un noyau composé, il justifie de vérifier la validité d'un tel scénario de désexcitation statistique d'un noyau composé.

Pour ces raisons, nous avons effectué une comparaison détaillée des résultats expérimentaux et des prédictions du code GEMINI. Ce code décrit la physique du modèle de l'état transitoire avec la dépendance en moment angulaire des barrières de fission, deux caractéristiques essentielles pour l'analyse de nos résultats. La confrontation avec les données expérimentales indique que la version du FRLDM implémentée dans GEMINI n'explique pas la distribution en charge, en particulier les barrières pour les fragmentations asymétriques sont beaucoup trop basses. En introduisant un shift dans les barrières, nous avons obtenu un meilleur résultat. Par ailleurs, les largeurs des spectres d'énergie ne peuvent être reproduites qu'en introduisant de manière phénoménologique une fluctuation supplémentaire. De plus, via l'analyse des corrélations LCP-fragment, nous avons observé que pour les fragmentations asymétriques, l'énergie d'excitation calculée dans le code est sans doute trop élevée. Cela indique un partage en énergie d'excitation qui diffère de celui implémenté dans le code, qui suppose l'équilibre thermique entre les deux partenaires (dans ce cas ils ont la même température). Enfin, un examen des cercles coulombiens (voir Fig 6.14) semble suggérer des déformations des partenaires alors que le code GEMINI suppose des fragments sphériques.

Dans l'approche du modèle de l'état transitoire, les distributions de masse sont déterminées au point selle. L'introduction du B_{shift} pour expliquer nos distributions indiquerait donc un différentiel entre la confi-

guration de point selle et la configuration de l'état fondamental plus important que celui prédit par FRLDM. Par contre, les autres observables ($\langle TKE \rangle$, $\sigma(TKE)$, énergie d'excitation dans les fragments, déformation des fragments) sont déterminées par la configuration au point de scission. Il est important de souligner que l'introduction d'un shift des barrières a été également proposé [93] pour expliquer la production de fragments et la fission dans des réactions très asymétriques [2, 3, 11, 62]. Dans ces réactions, les moments angulaires sont faibles. Notre analyse confirme cette tendance pour des systèmes formés à haut moment angulaire.

7.2 Une possible interprétation de l'analyse avec GEMINI

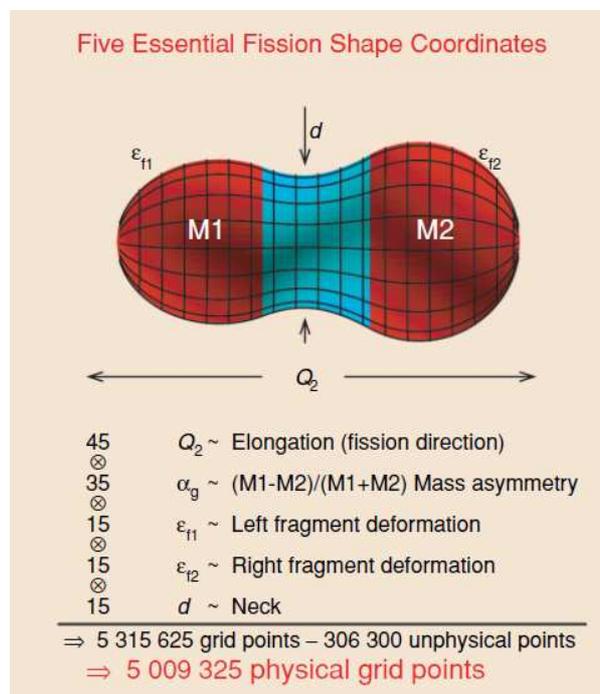


FIG. 7.1: Paramétrisation de forme à 5 dimensions. Figure extraite de la Réf. [98].

Récemment, une nouvelle étude a été effectuée suggérant le passage à une surface d'énergie potentielle à cinq dimensions tout en restant dans le cadre général du FRLDM. En plus de l'élongation, du col et de l'asymétrie de masse, sont introduits les paramètres de déformation des fragments [99, 100] (voir Fig 7.1). Une différence importante avec l'ancienne approche FRLDM est l'introduction du terme de Wigner. Une explication possible du B_{shift} serait ce terme. Les propriétés de cette nouvelle surface d'énergie potentielle semblent adaptées à notre problématique, notamment l'introduction de déformations des fragments pour la description des énergies cinétiques. Un développement très intéressant serait d'introduire ces nouvelles barrières dans le code GEMINI et de vérifier ainsi la pertinence de l'introduction du terme de Wigner et des déformations des fragments.

Cette augmentation du nombre de degrés de liberté peut apparaître comme un niveau de complication supplémentaire. Cependant, ces degrés de liberté de déformation peuvent jouer un rôle très important dans les barrières de fission. En effet, pour ce qui concerne les masses intermédiaires, les

configurations de point selle sont très déformées avec la formation d'un col. Cela signifie qu'il y a deux surfaces en regard. Par conséquent, ces deux surfaces interagissent via le potentiel nucléaire de proximité, qui dépend des surfaces en présence. On s'attend donc à avoir un effet des déformations sur la hauteur des barrières. En ne considérant que les noyaux de masses intermédiaires, pour des hauts moments angulaires, la configuration de point selle devient moins marquée, et les surfaces en regard sont moins bien définies. Il y a donc un sujet d'étude très intéressant sur le rôle du moment angulaire dans la physique du col.

L'interprétation des largeurs de TKE est plus complexe mais là encore, l'introduction des déformations des fragments pourrait conduire à une augmentation des fluctuations. Dans notre analyse nous avons fait varier les fluctuations des TKE en supposant que seule la composante associée à l'interaction est responsable de la fluctuation. Il est sans doute plus judicieux de considérer que la distribution de TKE est associée à une fluctuation de l'interaction et à une fluctuation du mouvement relatif. Nous avons choisi une modélisation simplifiée par manque de contrainte sur la forme de la configuration au point de scission.

Une autre stratégie aurait consisté à considérer les résultats obtenus dans la fission des systèmes lourds comme par exemple les actinides. Il est frappant d'observer que pour ces systèmes le rapport $\sigma / \langle TKE \rangle$ est également constant comme dans nos données mais avec une valeur inférieure. Il y a donc là un comportement commun à tous les systèmes. La différence des valeurs $\sigma / \langle TKE \rangle$ pourrait s'expliquer par la composante associée au mouvement relatif. En effet pour les systèmes lourds cette composante est faible et pourrait être négligée. De ce fait, pour l'analyse de nos données, on aurait pu faire le choix d'injecter pour les fluctuations de TKE , la valeur expérimentale déduite de la fission des systèmes lourds, et de reporter la fluctuation résiduelle sur la fluctuation de l'énergie associée au mouvement relatif. N'ayant aucune contrainte possible sur la forme du point de scission, il aurait fallu faire une hypothèse supplémentaire. L'utilisation de la nouvelle surface d'énergie potentielle pourrait permettre une analyse plus fine des fluctuations de TKE et d'améliorer notre compréhension du processus de scission dans les noyaux de masses intermédiaires.

7.3 Modèle du système dinucléaire (DNS)

Dans le chapitre 6, les données expérimentales ont été confrontées à des modèles statistiques traitant de la désexcitation d'un noyau composé initial sans se préoccuper de la collision en voie d'entrée à l'origine de sa formation. Cependant, de nombreuses données montrent la possibilité d'avoir une compétition entre la fusion et la quasi-fission. Cette dernière correspond à la formation d'un système dinucléaire moins compact qu'un noyau composé, qui conduit ainsi à une re-séparation des deux noyaux. Pour l'interprétation de ces deux types de réactions, le nouveau concept du système dinucléaire (DNS) a été développé et comparé, avec succès, à des collisions impliquant des noyaux lourds [101, 102, 103, 104]. Ce modèle a été récemment utilisé pour décrire la décroissance de noyaux excités de masse moyenne formés à bas moment angulaire [15]. Nous allons ici comparer les prédictions du modèle DNS à nos données qui indiquent une forte relaxation à un moment angulaire relativement élevé et une énergie d'excitation modérée. Une description détaillée de ce modèle peut être trouvée dans les références [15, 101, 102, 103, 104].

Nous avons comparé les prédictions de ce code avec nos résultats expérimentaux [105]. Le modèle DNS décrit l'évolution des noyaux en interaction en fonction de deux degrés de liberté : la distance relative

R entre le centre des deux noyaux ; les degrés de liberté d'asymétrie de masse et de charge. Après la dissipation de l'énergie cinétique et du moment angulaire du mouvement relatif, le système dinucléaire est piégé dans la poche de potentiel d'interaction entre les partenaires. Un équilibre statistique est alors atteint dans la coordonnée d'asymétrie de masse. A partir de là, la probabilité de chaque configuration dépend de l'énergie potentielle calculée par rapport à l'énergie potentielle du noyau composé en rotation. Après la phase de capture, il y a une diffusion de nucléons entre les noyaux qui constituent le système dinucléaire. Alors, ce système excité peut décroître avec une certaine probabilité si l'énergie d'excitation locale du système est assez élevée pour franchir la barrière dans le potentiel noyau-noyau. A la fin, le système évolue soit vers une configuration de noyau composé qui va décroître par la suite, ou bien vers une configuration dinucléaire. Le dernier processus dans lequel une configuration à deux corps est conservée le long de la trajectoire, est le phénomène de quasi-fission.

Pour la description de la désexcitation des noyaux, le modèle du gaz de Fermi est utilisé et la température est calculée avec un paramètre de densité de niveaux a donné par $a = 0.114A + 0.162A^{2/3}$. Nous obtenons $a = 17.34 \text{ MeV}^{-1}$ pour le ^{118}Ba , ce qui est équivalent à $a = A/6.8 \text{ MeV}^{-1}$, une valeur proche de celles utilisées précédemment dans les calculs BUSCO et GEMINI.

Dans le modèle DNS, toutes les trajectoires menant à des processus de noyau composé ou de quasi-fission représentent le phénomène de capture. La poche de potentielle noyau-noyau disparaît à partir d'une valeur $J = J_{cr}$ et la formation d'un système dinucléaire n'est plus possible à $J > J_{cr}$. La valeur critique J_{cr} détermine la section efficace de capture. La compétition entre la fission (processus de noyau composé) et la quasi-fission dépend fortement du moment angulaire. Pour les réactions à l'étude ici ($^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$), le potentiel à bas moment angulaire montre que la configuration de noyau composé est énergétiquement plus favorable que la configuration dinucléaire. A haut moment angulaire, le potentiel a un minimum pour un système dinucléaire symétrique. Dans ce cas, la configuration de noyau composé devient énergétiquement moins favorable et laisse la place à la quasi-fission. Cependant, les deux mécanismes coexistent dans une large gamme de moments angulaires. Par exemple, dans le cas de la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV, les résidus d'évaporation représentent $\sim 10\%$ de la section efficace totale à $J = 65$.

Il y a deux aspects importants dans ce modèle qui méritent d'être mentionnés. Premièrement, aucune hypothèse n'est faite sur la relaxation du degré de liberté N/Z . En effet, l'équilibre en N/Z est atteint quand le DNS est piégé dans la poche de potentiel. Deuxièmement, le lien entre la désintégration binaire et le canal d'évaporation est fourni directement par la coordonnée d'asymétrie en masse. Donc, dans ce modèle, la compétition entre les différentes voies de désintégration est traitée dans un cadre commun.

Dans les figures 7.2a et 7.2b sont comparées les prédictions DNS et les données pour les réactions $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ et $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$, respectivement. Pour les deux réactions, la valeur maximale du moment angulaire J_{max} est prise égale à la valeur critique J_{cr} donnée par le modèle. Pour le système $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$, $J_{max} = 70$ est la valeur déduite de la section efficace totale mesurée. Les prédictions avec $J_{max} = 65$ pour la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ sont montrées à titre de comparaison. La section efficace de ^8Be a été enlevée des résultats des calculs pour permettre la comparaison avec les données.

Nous observons un bon accord entre le calcul et les données. En effet, le modèle DNS reproduit de manière satisfaisante les caractéristiques principales des distributions de charge. Pour les deux réactions, la forme globale des distributions, l'effet pair-impair pour $5 \leq Z \leq 10$, les faibles sections efficaces des fragments légers en plus des sections efficaces autour de $Z = 28$ sont bien reproduits. Cependant, pour $16 \leq Z \leq 22$ le modèle DNS sous-estime les sections efficaces des fragments d'un facteur 2 à 3. Puisque toute la section efficace de capture est considérée, aucune amélioration ne peut être obtenue dans la

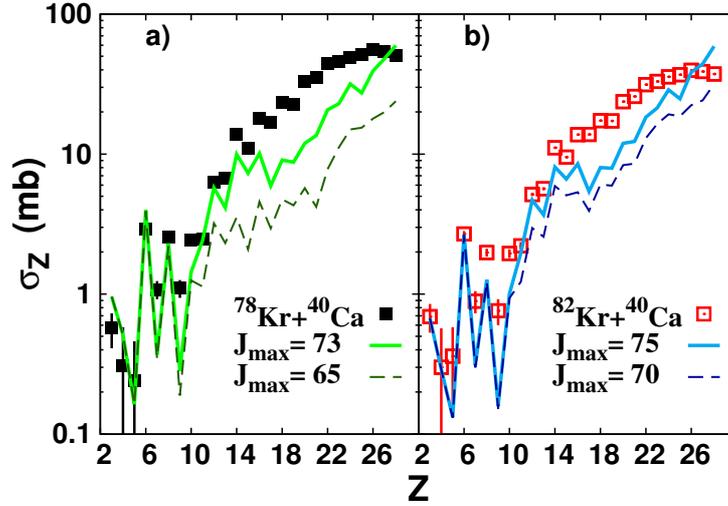


FIG. 7.2: Comparaison entre les sections efficaces σ_Z mesurées et calculées avec le modèle DNS. Les résultats calculés avec $J_{max} = 65$ ($J_{max} = 73$) pour la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ et $J_{max} = 70$ ($J_{max} = 75$) pour la réaction $^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ sont représentés par des lignes en tiret (continue) dans le panel a) (b), respectivement. Les carrés pleins (vides) sont les données des réactions $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ ($^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$), respectivement.

version actuelle du modèle. Néanmoins, les valeurs de J_{cr} données par le modèle sont cohérentes avec les l_{pocket} calculés en utilisant le potentiel de proximité (voir Tab. 1.1). De plus, les sections efficaces σ_{RE}^{DNS} prédites par le modèle DNS (voir Tab. 7.1) sont compatibles avec les données, même si la dépendance des sections efficaces de résidus d'évaporation au rapport N/Z ne suit pas la même tendance que celle observée expérimentalement.

(mb)	$^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$	$^{82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$
σ_{fiss}^{exp}	447 ± 46	332 ± 35
σ_{RE}^{exp}	539 ± 110	492 ± 100
σ_{fiss}^{DNS}	349	208
σ_{RE}^{DNS}	601	638

TAB. 7.1: Sections efficaces expérimentales et calculées avec le modèle DNS de résidus d'évaporation et de fission.

L'effet pair-impair décroît en amplitude lorsque Z augmente ce qui est en accord avec les données. Puisque l'énergie d'appariement du noyau léger du DNS diminue quand le numéro de masse A augmente, l'effet pair-impair devient plus faible pour les valeurs de Z plus grandes.

Comme dans les données, les σ_Z calculées avec le modèle DNS pour les fragments ayant $Z < 10$ sont plus hautes pour la réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$. Ceci peut être expliqué par leur barrières de désintégration

plus petites pour la réaction induite avec le projectile de ^{78}Kr .

Les sections efficaces calculées pour $3 \leq Z \leq 10$ montrent un important effet pair-impair, beaucoup plus marqué que celui des résultats expérimentaux. C'est principalement dû au fait que les taux de B, N et F sont beaucoup trop sous-estimés alors que ceux des C et O sont bien reproduits. Les taux prédits trop bas des fragments légers de Z impair pourraient être reliés à la prescription considérée dans le potentiel noyau-noyau, pour décrire la déformation statique de ces noyaux. Des changements raisonnables de la déformation statique pourraient avoir des effets mineurs dans les sections efficaces. Alors une autre possibilité pourrait être l'interaction entre les propriétés microscopiques (telle que l'interaction d'appariement par exemple) et la déformation subie par le système dinucléaire en route vers la séparation. Les données indiqueraient une atténuation de ces propriétés avec la déformation. Finalement, les densités de niveaux en dessous de l'énergie de séparation pourraient jouer un rôle dans la compétition entre les canaux puisqu'elles peuvent garder en mémoire quelques effets de structure qui ne sont pas inclus dans l'approche du gaz de Fermi [106].

Sur la figure 7.2 sont comparées les sections efficaces calculées avec $J_{max} = 65$ et 73 ($J_{max} = 70$ et 75) pour la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ ($^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$). On remarque que les fragments légers avec $Z \leq 10$ sont peuplés lorsque le moment angulaire initial J est petit alors que les fragments les plus lourds sont principalement associés à de hauts moments angulaires autour de J_{max} . Un traitement approfondi des résultats montre qu'à haut moment angulaire les mécanismes de quasi-fission sont dominant devant les réactions de noyau composé. La quasi-fission est le canal principal de désexcitation dans la production de fragments lourds alors que les fragments légers sont produits essentiellement par la désexcitation de noyaux composés.

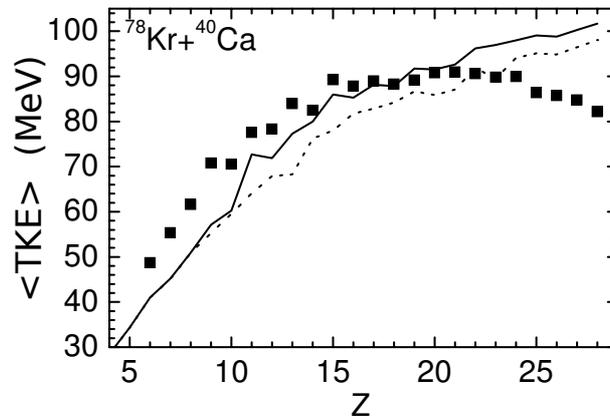


FIG. 7.3: Energies cinétiques totales moyenne $\langle TKE \rangle$ calculées avec le modèle DNS avec différents moments angulaires, pour la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. La courbe la plus haute correspond à $J_{max} = 73$ et la courbe la plus basse à $J_{max} = 65$.

Nous avons également comparé les valeurs moyennes des énergies cinétiques totales. Les calculs ont été réalisés pour les deux systèmes avec deux valeurs du moment angulaire J_{max} . Les résultats de cette analyse sont reportés sur la figure 7.3. A ce stade de l'analyse nous ne disposons pas des prédictions concernant les particules légères et les spectres de fragments. Seule la valeur moyenne des TKE est disponible.

Dans le cas de la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$, pour $J_{max} = 73$, on observe une sous-estimation du $\langle TKE \rangle$

pour $Z < 15$ et une surestimation pour $Z > 20$. Ce comportement est très similaire à celui observé dans les calculs GEMINI (cf. § 6.3.5). Dans le cadre du modèle DNS il n'y a pas de déformation dynamique induite durant la collision et les énergies associées au mouvement relatif sont totalement définies par le potentiel d'interaction. Dans l'état actuel du modèle il n'est donc pas possible d'avoir une amélioration.

Comme pour l'analyse avec le modèle statistique GEMINI, l'introduction de déformations pourrait améliorer les prédictions du modèle à la condition également de changer les caractéristiques du potentiel d'interaction. En effet l'introduction de déformations conduit à une diminution des TKE . Le seul moyen d'augmenter la valeur des TKE pour les $Z < 20$ c'est d'augmenter la contribution de l'énergie relative ($E_{rel}(l) = \hbar^2 l^2 / 2 \mathcal{I}$) et donc du moment angulaire relatif l .

La comparaison avec nos données semble indiquer qu'il y a des phénomènes importants qui ne sont pas pris en compte dans le modèle. Cela concerne aussi bien des déformations dynamiques, le potentiel d'interaction, le transfert de moment angulaire. Ces aspects influencent la frontière entre la fusion-fission et la quasi-fission.

7.4 Qu'apporte nos données pour la production de ^{100}Sn par émission de C

Avec nos expériences nous voulions apporter des informations supplémentaires sur les possibilités de produire des noyaux d'intérêt spectroscopique dans la région de ^{100}Sn avec l'émission de ^{12}C à partir d'un noyau composé de Ba. Le noyau ^{100}Sn est très intéressant car il est à la fois doublement magique et c'est le noyau le plus lourd avec $N = Z$. Des éléments de réponse ont déjà été donnés lors de récentes études [33] sur l'émission d'un fragment ^{12}C à partir d'un noyau de ^{116}Ba formé dans la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ à environ 7 AMeV. Le résultat de cette étude est que cette méthode de production ne représente pas une alternative significative pour la production d'isotopes dans cette région, comparée à la méthode de fusion-évaporation traditionnelle. Cependant, le fragment ^{12}C n'était pas directement mesuré.

Dans les expériences présentées dans ce travail de thèse, le fragment C a été détecté et sa section efficace a été mesurée. Nous avons montré qu'elle était relativement faible ($\sigma_Z(C) \sim 2$ mb). De plus l'étude sur les coïncidences particule-fragment a révélée que le fragment complémentaire (Sn) récupérait une grande partie de l'énergie d'excitation initiale et qu'il se désexcitait par émission secondaire de particules légères. Nous n'avons pas estimé la part de Sn résiduels provenant de désexcitation secondaire de fragments produits dans des fissions plus asymétriques ($Z < 6$), cependant les sections efficaces des fragments plus légers que le C sont inférieures à celles du C. Il est donc peu envisageable de produire des noyaux dans la région de ^{100}Sn à partir de réactions de fission asymétrique de noyau de Ba avec une section efficace supérieure à 2 mb. Avec une telle section efficace, la production de noyaux d'intérêt dans la région de ^{100}Sn par émission de fragment C n'est donc pas compétitive par rapport aux méthodes actuelles de fusion-évaporation.

7.5 Perspectives

7.5.1 Perspectives expérimentales

Pour ce qui concerne les perspectives expérimentales on peut distinguer plusieurs volets :

1. Il faudrait poursuivre l'étude des modes de désexcitations des systèmes nucléaires excités en amenant des contraintes expérimentales supplémentaires. La mesure des distributions isotopiques est essentielle. Par exemple, une description quantitative des effets pair-impair et le rôle respectif du rapport N/Z du noyau composé et de la déformation induite par le mouvement rotationnel ne pourra être effective qu'avec une mesure des distributions isotopiques. Cette contrainte est importante parce que la physique concerne la persistance de l'appariement aux larges déformations comme celles obtenues dans la fission. La distribution isotopique, et donc la mesure des masses, permet d'avoir une mesure plus directe de l'énergétique du point de scission dont la physique n'est pas bien comprise.
2. Du point de vue des techniques expérimentales, l'utilisation d'un appareillage ayant une meilleure granularité dans la direction du faisceau permettrait de pister des effets d'anisotropie dans la fragmentation qui servirait de contraintes pour étudier la compétition entre fusion-fission et quasi-fission. D'autre part, la mesure des résidus d'évaporation dans la direction du faisceau ainsi que les particules légères en coïncidences avec ces résidus est essentielle. Un appareillage universel permettant la mesure précise et simultanée des composantes de fusion-évaporation (FE), fusion-fission (FF) et quasi-fission est extrêmement difficile à réaliser techniquement. Il serait plus raisonnable de découpler les mesures de la composante fusion-évaporation de celle de la composante fragmentation. La solution la mieux adaptée serait la mesure des résidus d'évaporation avec un appareillage dédié. Deux options possibles seraient un déflecteur électrostatique de type PISOLO [107] ou bien un système de type temps de vol, sur une base de vol très grande. L'idée serait alors de mesurer les composantes FE et FF dans deux expériences séparées avec un domaine angulaire commun.
3. Une autre perspective expérimentale concerne la formation des mêmes noyaux composés étudiés dans ce travail mais en utilisant une voie d'entrée asymétrique, comme par exemple $^{12}\text{C}+^{112}\text{Sn}$ sur une large gamme en énergie de bombardement. Cela permettrait par exemple de contrôler le mécanisme de formation des fragments et de vérifier si les données présentées dans ce travail sont associées à la désexcitation d'un noyau composé ou si une part de l'information est associée à un processus de voie d'entrée, comme de la quasi-fission.
4. Un autre volet concerne l'étude approfondie du rôle du degré de liberté d'isospin dans les modes de désexcitation. Une première tentative a été d'aborder cet aspect par l'étude des deux voies de réaction $^{78}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ et $^{86}\text{Kr}+^{48}\text{Ca}$ à 10 AMeV en utilisant le détecteur CHIMERA installé auprès de l'accélérateur du LNS de Catane. L'analyse est en cours.
 Cette exploration pourra se poursuivre en utilisant les faisceaux de ^{94}Kr ou ^{132}Sn délivré par SPIRAL2. Avec une telle exploration en N/Z , on apportera des contraintes sur les modes de désexcitation, les surfaces d'énergie potentielle, la compétition entre fission et quasi-fission et la physique du point de scission, et notamment la physique de la formation du col pour des systèmes très riches en neutron. Un appareillage comme INDRA couplé à des détecteurs de type FAZIA placés dans l'hémisphère avant, permettrait de progresser dans la compréhension de cette thématique très riche qui est la fission des noyaux de masse intermédiaire.

Notre travail nous a permis d'obtenir un jeu de données qui peut servir de référence et qui a servi à calibrer le code GEMINI++ pour la physique des noyaux composés de masse $A \sim 120$. On peut donc faire des estimations de taux de comptages très réalistes pour les expériences futures.

7.5.2 Perspectives théoriques

Les données présentées dans ce travail permettent de mettre des contraintes très fortes sur les modèles, que ce soit les modèles de désexcitation statistique ou bien des modèles dynamiques dédiées à l'étude des collisions . Comme ce qui a été montré lors de l'étude des coïncidences ces approches doivent inclure les déformations des fragments dans l'état final. Pour ce qui concerne les approches statistiques, il serait bon de construire une nouvelle génération de codes incluant la version moderne du FRLDM [98] qui servirait de base pour la surface d'énergie potentielle.

A l'heure actuelle la distribution des énergies cinétiques dans la fission des systèmes intermédiaires demeure inconnue. Le lien entre cette observable, la configuration de scission et l'évolution du système entre le point selle et le point de scission est une question ouverte. Les approches de type Langevin décrivant l'évolution temporelle du système sur la surface d'énergie potentielle est le cadre théorique approprié pour apporter une réponse à ce problème. Ce type d'étude a déjà été entrepris pour un système proche du notre ($^{32}\text{S}+^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{132}\text{Ce}$ à 200 MeV [97]) et a montré que la valeur moyenne et la variance de la distribution en énergie cinétique totale, calculées en supposant une surface d'énergie potentielle donnée par le FRLDM [22], ne reproduisait pas les résultats expérimentaux. Aussi bien la valeur moyenne que la variance de la distribution sont sous-estimés. C'est-à-dire une situation analogue à celle que nous avons déduite de notre confrontation avec le modèle de l'état transitoire. Il serait donc extrêmement instructif d'implanter le nouvel FRLDM dans un code de type Langevin. Cela nécessitera l'introduction du traitement de l'émission secondaire à partir de fragments déformés. Cependant nous avons vu que le point crucial dans la cinématique était d'expliquer la largeur des TKE qui ne semble pas être affectée par les désexcitations secondaires, pourvu que l'énergie d'excitation dans le composite soit faible.

Conclusion

La réalisation en cinématique inverse des réactions $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV et l'analyse des données mesurées avec le multidétecteur INDRA nous ont permis d'étudier les mécanismes de désexcitation de noyaux produits dans des conditions extrêmes en terme de moment angulaire et d'énergie d'excitation. Utilisé pour la première fois dans un régime à basse énergie de bombardement, le multidétecteur INDRA s'est révélé être un outils approprié pour ce type d'étude, mais aussi pour le contrôle de la qualité des faisceaux radioactifs produits par SPIRAL.

La particularité des réactions présentement discutées est que les noyaux composés produits se trouvent dans une région de masse moyenne. Dans cette région, les noyaux sont très sensibles à des effets de moment angulaires et de structures, et pourtant cette région n'a fait que très peu l'objet de recherches théoriques. De plus, le nombre d'études expérimentales disponibles dans cette région de masse est faible et les mesures sont principalement à caractère inclusif.

La transformation dans le centre de masse, obtenue événement par événement, de différentes observables a permis de caractériser le mécanisme de formation de fragments complexes :

- l'analyse des vitesses d'émission et la mise en coïncidence des fragments ont permis de mettre en évidence le caractère binaire du mécanisme et de montrer la prédominance de l'interaction coulombienne dans ce type de processus ;
- les distributions angulaires des fragments chargés dans le repère du centre de masse reflètent un processus de désexcitation d'un système relaxé, de longue vie, ayant perdu la mémoire de la voie d'entrée.

Des sections efficaces différentielles absolues $d\sigma/d\Omega_{cm}$ ont été obtenues, dans le repère du centre de masse, pour des angles avant en normalisant les taux de comptage par la composante élastique dont la section efficace est donnée par la diffusion élastique de Rutherford. La forme caractéristique en $1/\sin\theta_{c.m.}$ des distributions angulaires des fragments produits a permis d'extrapoler les valeurs de $d\sigma/d\Omega_{c.m.}$. Après avoir intégré les distributions angulaires de 0° à 180° , nous avons obtenu les sections efficaces totales des fragments de charge $3 \leq Z \leq 28$ pour les systèmes $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$. Nous avons observé des particularités physiques sur les distributions de charges :

- la présence d'un maximum autour de $Z = 28$ (moitié de la charge disponible), qui est une caractéristique des éléments émis par fission d'un noyau composé ou par un système dont l'asymétrie de la voie d'entrée est complètement relaxée ;
- pour les fragments de masse intermédiaire, un effet pair-impair, très marqué pour les $Z \leq 10$, a été mis en évidence ;
- l'enrichissement neutronique (N/Z) des deux systèmes semble jouer un rôle dans l'amplitude de cet effet, mais aussi dans les sections efficaces relatives à la scission symétrique du noyau composé.

Ces observations témoignent que des effets macroscopiques et de structures coexistent. Les caractéristiques des sections efficaces sont compatibles avec celles de la désexcitation d'un noyau composé.

La tendance générale des distributions de charge est bien reproduite par les calculs contrairement aux effets pair-impair encore difficile à expliquer théoriquement. Une étude systématique permettrait de

déterminer la région en énergie d'excitation et en moment angulaire pour laquelle ces modèles sont valides et d'évaluer quand des effets tels que la dépendance en température des barrières, les effets de couches et d'appariement des nucléons (...) sont nécessaires.

Une analyse portée sur l'étude des particules chargées émises en coïncidence avec des fragments de fission a montré que les fragments légers sont produits froids ou avec une énergie d'excitation en dessous de l'énergie de séparation de proton ou d'une particule alpha. C'est aussi dans cette région des fragments légers ($Z \leq 12$) que l'on observe un important effet pair-impair dans les distributions de charge. La première conclusion est que ces effets pair-impair ne sont pas associés à l'émission secondaire de particules légères par les fragments excités. La deuxième conclusion est que les sections efficaces des fragments légers reflètent principalement la fragmentation primaire et donc elles fournissent d'importantes contraintes sur la balance énergétique entre les fragments. Puisque les noyaux pair-pair et les noyaux impair-impair ont des schémas de niveaux complètement différents, on pourrait donc s'attendre à ces effets pair-impair dans les taux de production. De plus, l'énergie collective de la configuration gouverne l'espace des phases disponible pour la désexcitation. Cette énergie collective devrait inclure les propriétés responsables de l'effet pair-impair des sections efficaces.

Nous avons poursuivi notre étude des coïncidences entre les particules légères et les fragments en appliquant l'analyse sur des calculs réalisés avec le code GEMINI (basé sur l'approche de l'état transitoire). Les résultats du calcul suggèrent que le fragment léger dans une fission asymétrique émet des particules légères. De plus, en comparant la distribution de charge pour les fragments primaires avant les désexcitations secondaires et celle des produits finaux, nous avons constaté que les désexcitations secondaires étaient à l'origine de l'effet pair-impair observé dans les sections efficaces. Ce résultat théorique est en contradiction avec les résultats expérimentaux présentés précédemment. En effet, ces derniers nous disent que les sections efficaces des fragments légers reflètent la fragmentation primaire et donc elle fournit une contrainte importante sur la balance énergétique. De plus, elles sont directement reliées à la forme de la surface d'énergie potentielle du noyau composé dans cette région à large asymétrie de masse (ou charge) puisque pour nos systèmes l'énergie d'excitation est faible, c'est-à-dire qu'il y a très peu d'émissions de pré-scission.

Les sections efficaces ont été confrontées à des modèles théoriques. Citons d'abord le modèle BUSCO basé sur l'approche de Hauser-Feshbach qui a été adaptée pour décrire l'émission de fragment de numéro atomique $Z \geq 14$ et le modèle dynamique DCM. Tous deux présentent de grandes difficultés à reproduire les sections efficaces. Le troisième modèle GEMINI, s'appuyant sur le formalisme de l'état transitoire, reproduit assez bien la distribution de charge des fragments avec $12 \leq Z \leq 28$ pour les deux systèmes. Cependant ce modèle surestime les sections efficaces des fragments légers et n'explique pas l'effet pair-impair observé sur les sections efficaces des fragments légers de $4 \leq Z \leq 10$. Dans la même approche, la version améliorée GEMINI++ reproduit de manière spectaculaire l'ensemble de la distribution de charge mais ce modèle reste dans un cadre très phénoménologique. Le dernier modèle basé sur le concept du système dinucléaire (DNS) reproduit l'ensemble des caractéristiques des distributions de charge. Il considère la compétition entre les mécanismes de fusion-évaporation, fusion-fission et de quasi-fission. Ce modèle suggère que les fragments les plus lourds sont principalement produits par la quasi-fission alors que les fragments plus légers proviennent de la fusion-fission. On observe tout de même, pour ce modèle, une sous-estimation des sections efficaces pour $Z \geq 15$ qui serait peut-être la signature de la présence d'un autre mécanisme en plus du processus de capture.

La dépendance en Z des énergies cinétiques totales moyennes (TKE) est compatible avec un mécanisme gouverné par l'interaction nucléaire entre les deux partenaires. De larges fluctuations ont été

observées sur les TKE et le rapport de la largeur sur la moyenne de la distribution de TKE est à peu près constant. Les caractéristiques globales des distributions en énergie cinétique ne sont pas reproduites lorsque le TKE vient de la somme d'une contribution donnée par la systématique de Viola et d'un terme associé au mouvement relatif entre les deux partenaires. Une procédure d'ajustement, en intégrant des fluctuations du TKE définies par une largeur moyenne extraite des valeurs expérimentales et un rehaussement des barrières de fission du FRLDM par l'ajout d'un terme constant B_{shift} , permet d'expliquer à la fois la distribution de charges sur la gamme entière d'asymétrie de charge et la dépendance en Z des valeurs moyennes $\langle TKE \rangle$ à l'exception de celles associées aux fragments de charge $Z \geq 20$. Cette dernière caractéristique est probablement liée aux déformations des fragments qui ont aussi été observées dans l'analyse spécifique des diagrammes $V_{\parallel} - V_{\perp}$ expérimentaux des particules légères en coïncidence avec les fragments, contrairement à ceux calculés en assumant l'émission secondaire des fragments sphériques.

En introduisant des fluctuations au TKE et en prenant en compte un B_{shift} , il est désormais possible de décrire le maximum d'observables en restant dans une approche du type noyau composé comme celle utilisée dans GEMINI. Il n'est donc plus nécessaire de faire intervenir le processus de quasi-fission prédit dans le modèle DNS qui, de plus, ne reproduit pas les valeurs moyennes des TKE .

Dans l'approche FRLDM utilisé par GEMINI pour modéliser la désintégration binaire, la surface d'énergie potentielle est calculée en assumant 3 degrés de libertés : l'élongation, le col et l'asymétrie de masse. Une nouvelle version de FRLDM a été récemment proposée dans laquelle la déformation des fragments est incluse. De plus un terme de Wigner a été introduit dans le calcul de la partie macroscopique de l'énergie de liaison. Cette approche semble plus appropriée pour expliquer nos données, dans lesquelles la déformation des fragments semblent présentes, ainsi que le rehaussement des barrières que nous avons empiriquement introduit pour expliquer la distribution de charge, qui pourrait refléter le terme de Wigner. Cependant, notre analyse ne peut être considérée comme la détermination d'un tel terme. Il serait donc intéressant de faire des comparaisons avec les prédictions du modèle de l'état transitoire en utilisant cette nouvelle version du FRLDM afin de vérifier la pertinence de cette nouvelle paramétrisation, surtout sur la fission de noyaux composés de masses moyennes comme ceux produits dans nos expériences. Cette amélioration aurait aussi un intérêt dans le cas d'une modélisation dynamique de la descente du système de la configuration de point selle à la scission dans le cadre d'une approche du type Langevin. En effet, plusieurs observables ont été étudiées dans ce cadre pour expliquer la dynamique du processus de fission dans la même région de masse. Alors qu'une grande partie des ces observables sont reproduites, le modèle n'arrive pas à s'approcher des distributions de TKE expérimentales. Il serait donc intéressant d'effectuer des calculs Langevin pour vérifier si ce modèle peut expliquer les fluctuations élevées du TKE avec le FRLDM à 5 dimensions ou bien si un tel phénomène ne serait pas lié à la rupture du col.

Taux de comptage et normalisation à la diffusion élastique

A.1 Taux de comptage

Le taux de comptage pour une réaction est donné par

$$N_{reac} = N_{proj} N_{cible} \frac{d\sigma_{reac}}{d\Omega} \Delta\Omega. \quad (A.1)$$

Dans cette expression, N_{proj} est le nombre total de projectiles, N_{cible} est le nombre d'atomes contenus dans la cible exprimé en cm^{-2} , $d\sigma_{reac}/d\Omega$ est la section efficace différentielle, et $\Delta\Omega$ l'angle solide. Si on mesure le nombre de projectiles incidents (par exemple en utilisant une cage de Faraday) et si on connaît l'épaisseur de la cible, on peut déduire de cette formule la valeur absolue de la section efficace différentielle du processus à l'étude. Pour notre expérience, nous n'avons pas utilisé de cage de Faraday. En effet, il était prévu d'utiliser un faisceau de ^{75}Kr dont l'émittance pouvait être grande en aval de la cible, à l'endroit où on installe la cage de Faraday. Ceci n'est pas pénalisant parce que nous avons choisi d'extraire les valeurs absolues par normalisation à la diffusion élastique sur un domaine angulaire dans lequel elle est purement coulombienne. Pour la diffusion élastique on a :

$$N_{elast} = N_{proj} N_{cible} \frac{d\sigma_{elast}}{d\Omega} \Delta\Omega. \quad (A.2)$$

En mesurant le processus d'intérêt et la diffusion élastique au même angle on obtient l'expression :

$$\frac{d\sigma_{reac}}{d\Omega} = \frac{N_{reac}}{N_{elast}} \frac{d\sigma_{elast}}{d\Omega}, \quad (A.3)$$

dans laquelle ne demeurent que des ingrédients connus. Pour des angles différents on a le rapport

$$\frac{d\sigma_{reac}}{d\Omega}(\theta_1) = \frac{N_{reac}}{N_{elast}} \frac{d\sigma_{elast}}{d\Omega}(\theta_2) \frac{\Delta\Omega_2}{\Delta\Omega_1}, \quad (A.4)$$

mais la procédure demeure. Dans notre cas, si l'ouverture angulaire des détecteurs est grande et si le mécanisme de référence évolue rapidement avec l'angle (comme c'est le cas pour la diffusion élastique) on remplace le produit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega \text{ par l'intégrale } \int_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (A.5)$$

C'est ce que nous avons fait pour le traitement de nos données. La principale conséquence est qu'il faut avoir un point de normalisation le plus fiable possible. Nous allons donc maintenant introduire le calcul de la section efficace différentielle de diffusion élastique.

A.2 Diffusion élastique

A.2.1 Modèle optique

Le but de cette section n'est pas de développer la modélisation de la diffusion élastique entre ions lourds. Pour simplifier, il s'agit de résoudre l'équation de Schrödinger pour un potentiel d'interaction dans une approximation que l'on appelle modèle optique. Le potentiel d'interaction contient un terme coulombien, un terme nucléaire réel et un terme nucléaire imaginaire qui tient compte de l'absorption du flux incident vers les canaux de réactions. Ces potentiels sont choisis avec une forme de Wood-Saxon associant une partie réelle

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left[\frac{(r-R_V)}{a_V}\right]},$$

et une partie imaginaire

$$W(r) = \frac{-V_W}{\left(1 + \exp\left[\frac{(r-R_W)}{a_W}\right]\right)^2}.$$

Les paramètres optiques sont donc au nombre de six. Ces paramètres dépendent du système étudié et leur détermination nécessite une mesure précise de la distribution angulaire de diffusion élastique. A partir de ce calcul on peut déduire l'angle d'effleurement θ_{graz} (*grazing angle*) et le moment angulaire à l'effleurement l_{graz} . A l'angle θ_{graz} , la section efficace de la diffusion élastique est égale au quart de la section efficace de la diffusion purement coulombienne (diffusion Rutherford)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} / \frac{d\sigma_r}{d\Omega} = 0.25 = \frac{d\sigma}{d\sigma_r}. \quad (\text{A.6})$$

Ces grandeurs peuvent être obtenues par une approche semi-classique.

A.3 Approche semi-classique

En utilisant l'approche semi-classique, l'angle d'effleurement dans le référentiel du centre de masse est donné par :

$$\theta_{graz} = 2 \arcsin\left(\frac{\eta}{kR_{int} - \eta}\right), \quad (\text{A.7})$$

où

$$\eta = Z_{proj}Z_{cible} \frac{e^2}{\hbar v} = 0.15746 Z_{proj}Z_{cible} \left(\frac{A_{proj}}{E_{lab}}\right)^2$$

est le paramètre de Sommerfeld (grandeur sans dimension). E_{lab} est l'énergie cinétique (en MeV) du projectile dans le référentiel du laboratoire. Le rayon d'interaction R_{int} est défini par

$$R_{int} = C_{proj} + C_{cible} + 4.49 + \frac{C_{proj} + C_{cible}}{6.35} \text{ fm},$$

où $C_i = R_i - 1/R_i$ (avec $i = proj, cible$) et le rayon $R_i = 1.28A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8/A_i^{1/3}$ fm. Le nombre d'onde k est donné (en fm^{-1}) par

$$k = \left(\frac{2\mu E_{cm}}{\hbar^2}\right)^{1/2} = 0.2187 \frac{A_{cible}}{A_{cible} + A_{proj}} \sqrt{A_{proj} E_{lab}}.$$

Potentiel d'interaction

Le potentiel d'interaction, dans le centre de masse, entre deux ions en fonction de la distance r séparant les centres des deux noyaux, et du moment angulaire l est de la forme

$$V_{int}(r) = V_{coul}(r) + V_{nuc}(r) + V_l(r), \quad (\text{B.1})$$

somme de l'interaction coulombienne, nucléaire et centrifuge associée au moment angulaire l .

- Le potentiel coulombien est donné par

$$V_{coul} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}, \quad (\text{B.2})$$

avec $e^2 = (e^2/c)c = (1/137) \times 197$.

- Le potentiel nucléaire est le potentiel de proximité [108] qui se présente sous la forme suivante :

$$V_{nuc}(r) = 4\pi\gamma b R_{curv} \Phi(s) \quad (\text{B.3})$$

où le paramètre

$$\gamma = 0.9517 \left[1 - 1.7826 \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] \text{ MeV/fm}^2$$

est le coefficient d'énergie de surface et $b \approx 1$ fm est la diffusivité de la surface nucléaire. La formule (B.3) montre que le potentiel nucléaire de proximité s'exprime comme le produit d'un facteur géométrique et d'une fonction universelle qui dépend de la variable s qui est la différence entre la distance entre les centres des noyaux et la somme des rayons de matière. Même si il est phénoménologique, il permet d'expliquer de nombreux résultats expérimentaux, notamment la position et la hauteur des barrières de fusion (voir l'étude dans la Réf. [36]).

Les autres ingrédients du modèle sont le rayon de courbure moyen qui s'écrit

$$R_{curv} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}. \quad (\text{B.4})$$

C_1 et C_2 sont les rayons de mi-densité donnés par :

$$C_i = R_i - (b^2/R_i). \quad (\text{B.5})$$

R_i est le rayon effectif pour un noyau à bord franc donné par

$$R_i = 1.28A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8A_i^{-1/3} \text{ fm } (i = 1, 2). \quad (\text{B.6})$$

La distance $s = (r - (C_1 + C_2))/b$.

Les fonctionnelles $\Phi(s)$ sont généralement ajustées sur les données expérimentales. Nous avons utilisé la paramétrisation dérivée par Bass [35] :

$$\Phi(s) = \left[0.033 \exp\left(\frac{s}{3.5}\right) + 0.007 \exp\left(\frac{s}{0.65}\right) \right]^{-1}. \quad (\text{B.7})$$

- La barrière centrifuge qui, pour un l donné, s'écrit :

$$V_l(r) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}. \quad (\text{B.8})$$

En ajoutant les différentes contributions on obtient le potentiel d'interaction pour différents moments angulaires. Il y a deux régions. Pour $l < l_{pocket}$, le potentiel d'interaction possède une poche. Le système peut être piégé dans cette poche et aller vers une configuration compacte de fusion. Pour $l > l_{pocket}$, il n'y a plus de poche et le système continue son évolution en gardant une configuration binaire sans passer par le noyau de fusion. Cependant, les études modernes, notamment pour les systèmes lourds, ont montré que la présence d'une poche dans le potentiel d'interaction n'est pas une condition suffisante pour que le système évolue vers la fusion. Une fois piégé, le système peut changer de configuration en échangeant des nucléons en évoluant selon le degré de liberté d'asymétrie de masse, puis se séparer. C'est ce qu'on appelle le processus de quasi-fission. Dans ce cas le moment angulaire l_{pocket} définit le processus de capture. Cette discussion sera reprise dans le chapitre 6.

Les valeurs de l_{pocket} pour nos deux systèmes sont reportées dans le tableau 1.1.

Le code BUSCO

Le code BUSCO [9] étend l'approche Hauser-Feshbach (voir § 6.2.4 pour une description de cette approche), initialement appliquée à l'émission de particules légères, à des fragments jusqu'à $Z = 20$. Sont également inclus quelques états excités discrets de ces fragments. Dans la version que nous avons utilisée, les fragments jusqu'à $Z = 14$ sont considérés. Dans ce code le canal de fission ne peut être décrit car l'excitation du fragment le plus léger ne sera pas prise en compte. Cependant BUSCO contient les ingrédients suffisants pour que l'on puisse le comparer aux données expérimentales associées aux $Z \leq 14$. La distribution de spin du noyau composé est donnée par l'approximation à coupure franche où J_{max} est considéré comme un paramètre libre. La largeur de désexcitation d'un noyau composé (NC) d'énergie d'excitation E^* et de moment angulaire J_0 est donnée par la formule

$$\Gamma(E^*, J_0) = \frac{1}{2\pi\rho_0(E^*, J_0)} \int d\varepsilon \sum_{J_d=0}^{\infty} \sum_{J=|J_0-J_d|}^{J_0+J_d} \times \sum_{l=|J-S|}^{J+S} T_l(\varepsilon) \rho_d(U, J_d), \quad (C.1)$$

dans laquelle J_d est le moment angulaire total du noyau fils (fragment le plus lourd dans le cas d'une fragmentation); S , J et l sont respectivement le spin, le moment angulaire total et orbital de la particule légère ou du fragment léger; T_l représente le coefficient de transmission évalué à l'énergie cinétique relative ε dans le système du centre de masse; $U = E^* - S_E - E_{xf} - \Delta - \varepsilon$ est l'énergie thermique faisant intervenir l'énergie de séparation définie comme la masse du noyau composé moins la somme des masses des deux produits de désexcitation. Δ est la correction de l'énergie d'appariement donné dans la Réf. [109]. ρ_d et ρ_0 sont la densité de niveaux du noyau fils et celle du NC respectivement. Les densités de niveaux ρ sont calculées dans le modèle du gaz de Fermi avec la prescription de Gilbert et Cameron [109]

$$\rho(U, J) = \frac{a^{1/2} \hbar^3 (2J+1)}{12 \mathcal{I}^{3/2} U^2} e^{2\sqrt{aU}} e^{-(J+1/2)^2/2\sigma^2}, \quad (C.2)$$

où σ est donné par $\sigma^2 = 2\mathcal{I}T/\hbar^2$ et T est la température nucléaire donnée par $T = \sqrt{U/a}$. Le moment d'inertie nucléaire \mathcal{I} qui intervient dans l'équation (C.2) est donné par la formule proposée par Huizenga [80]

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_0(1 + \delta_1 J^2 + \delta_2 J^4), \quad (C.3)$$

où δ_1 et δ_2 sont des paramètres de déformation.

Les coefficients de transmission sont exprimés par une fonction de Fermi

$$T_l(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp[-(B_l - \varepsilon)/(\Delta B_l)]}, \quad (C.4)$$

où

$$B_l = B_0 + \hbar^2 l(l+1)/2\mu R^2.$$

Les valeurs des paramètres B_0 , R et Δ sont obtenues par ajustement de calculs effectués avec un modèle optique. Les prédictions du code BUSCO ont été comparées avec des données [4, 9, 32] et les résultats sont satisfaisants. Il est bon de souligner que le code a été spécifiquement développé pour décrire l'émission de fragments à partir de noyaux composé de masse $A \sim 100-130$, donc il est a priori adapté à nos systèmes.

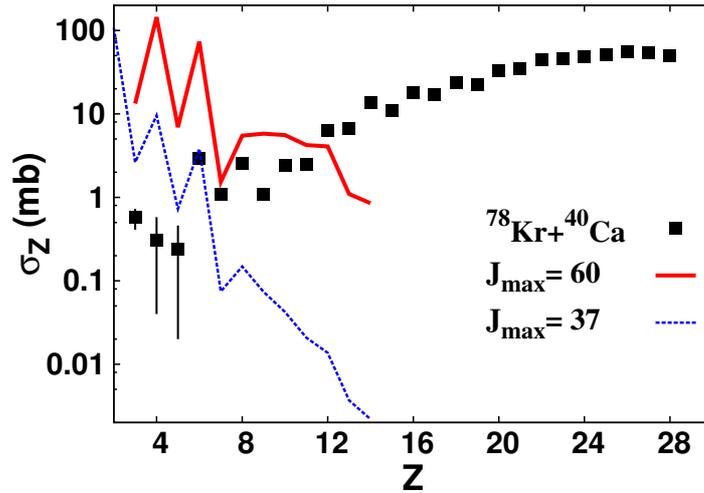


FIG. C.1: Sections efficaces expérimentales pour les fragments émis dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 AMeV (carrés), comparées aux calculs de BUSCO dans le cadre de l'approximation de coupure franche avec $J_{\max} = 60$ (ligne épaisse) et $J_{\max} = 37$ (ligne en pointillée). Les calculs ont été effectués avec un paramètre de densité de niveaux $a = A/8.5$ AMeV.

Les calculs qui seront présentés ont été effectués en utilisant un paramètre de densité de niveaux $a = A/8.5$ MeV $^{-1}$ et une distribution en spin à bord franc avec $J_{\max} = 60$ comme point de départ. Le résultat du calcul BUSCO pour la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ est représenté par la courbe épaisse sur la figure C.1. Le modèle ne reproduit pas les caractéristiques de la distribution en Z même si un effet pair-impair est observé comme dans les données pour $Z \leq 8$. Pour $Z \geq 14$ on observe un décroissance globale des σ_Z calculées contrairement aux données expérimentales dont les σ_Z augmentent. Plus précisément, la section efficace du C est surestimée d'un facteur 30, alors que les σ_Z pour $8 \leq Z \leq 12$ sont surestimées d'un facteur 2 à 6. Afin de reproduire la section efficace du C, un calcul avec $J_{\max} = 37$ a été effectué. Cependant avec ce choix les sections efficaces calculées pour les autres fragments sont complètement en dehors des points expérimentaux. Que l'on prenne une distribution en spin avec une diffusivité autour du J_{\max} au lieu de supposer l'approximation à coupure franche, ou que l'on fasse différents choix de paramètres de densités de niveaux, cela n'améliore guère les prédictions du modèle.

Puisque les barrières d'interaction jouent un rôle crucial dans la compétition entre les différents modes de décroissance, les spectres en énergie cinétique obtenus avec BUSCO pour les fragments sont comparés aux données expérimentales. Dans le code BUSCO les spectres en énergie résultent du produit entre le coefficient de transmission et la densité de niveaux. L'étude de la forme des spectres est donc un bon moyen pour tester le calcul. La comparaison des spectres mesurés et théoriques est

montrée dans la figure C.2 pour $Z = 6, 8, 10$. Pour chaque Z , le calcul a été normalisé à l'intégrale de

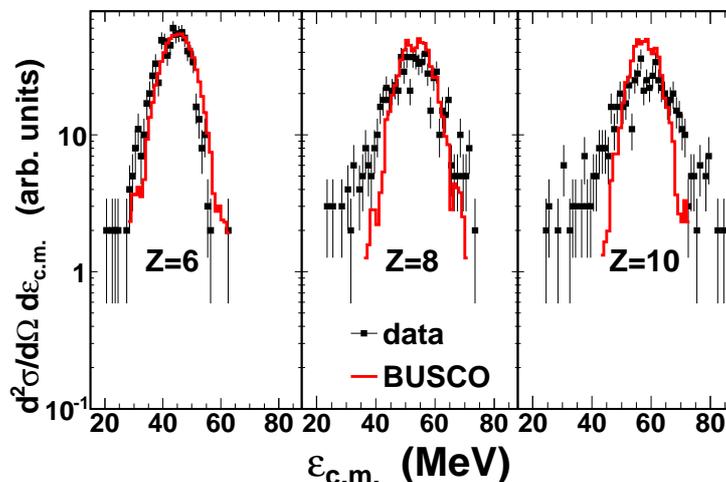


FIG. C.2: Spectres en énergie dans le référentiel du centre de masse pour $Z = 6, 8, 10$ émis dans la réaction $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ à 5.5 A MeV. Les données expérimentales sont représentées par les points et les lignes continues correspondent au calcul BUSCO avec $J_{\text{max}} = 60$ et un paramètre de densité de niveaux $a = A/8.5$ A MeV. Les spectres théoriques sont normalisés aux données en supposant la même intégrale pour chaque Z .

la distribution en énergie. L'accord est très bon pour l'énergie cinétique moyenne. Cependant, la largeur calculée est trop petite. La conclusion est la même pour tous les fragments. Une amélioration possible consisterait à ajuster les différents paramètres du modèle. Cependant, pour qu'il soit intéressant, un tel ajustement nécessite d'avoir la distribution isotopique des fragments.

Le désaccord sur les sections efficaces expérimentales est probablement lié aux trop faible nombre d'états excités discrets incorporé dans le calcul. En effet, il faudrait sûrement inclure plus d'états excités car un nombre réduit d'états excités affecte fortement les sections efficaces des fragments, particulièrement celles des fragments légers par rapport à celles des lourds, et la différence du taux de production entre les fragments de Z (ou A) pair et impair. Néanmoins, cela nécessite de connaître tous les niveaux excités dans les domaines en énergie à l'étude, ce qui est loin d'être le cas actuellement.

Un autre aspect plus fondamental concerne le choix du Z du fragment jusqu'où un traitement de type Hauser-Feshbach peut être appliqué. Cette question est difficile à résoudre. Par exemple, décrire la fission symétrique par cette méthode conduirait à supposer que la probabilité de fissionner est définie par l'espace de phase au point de scission. De ce fait, cette approche perdrait en généralité puisqu'il est admis que la fission des noyaux lourds est décidée au point selle. Nous avons donc décidé, dans le cadre de cette thèse, de ne pas tenter de résoudre les problèmes liés au code BUSCO.

Le modèle de la préformation de fragments (DCM)

Le modèle DCM [13] («Dynamical Cluster-decay Model») est une alternative au formalisme d'Hauser-Feshbach et aux modèles statistiques de fission. Ce modèle dynamique est basé sur la théorie de la fragmentation et décrit la désintégration de noyaux excités en supposant que deux agrégats de nucléons («cluster») se forment au sein du noyau par des mouvements de masse collectifs. Avec cette approche il décrit différents mécanismes : l'émission de particules légères ; la production de fragments de masse intermédiaire (FMI) ; le processus de fusion-fission ; la quasi-fission. Des effets de structure sont inclus dans le modèle à travers la probabilité de formation des fragments. Il a été utilisé pour étudier la production de FMI dans la désexcitation de noyaux légers et de masse moyenne (^{48}Cr , ^{56}Ni et ^{116}Ba) et pour étudier les résidus d'évaporation, la fission et la quasi-fission de systèmes plus lourds (^{164}Yb , $^{116,118,122}\text{Ba}$ et ^{246}Bk). La longueur du col ΔR qui se forme entre les deux fragments et le moment angulaire maximum J_{max} sont utilisés comme paramètres libres pour ajuster le calcul.

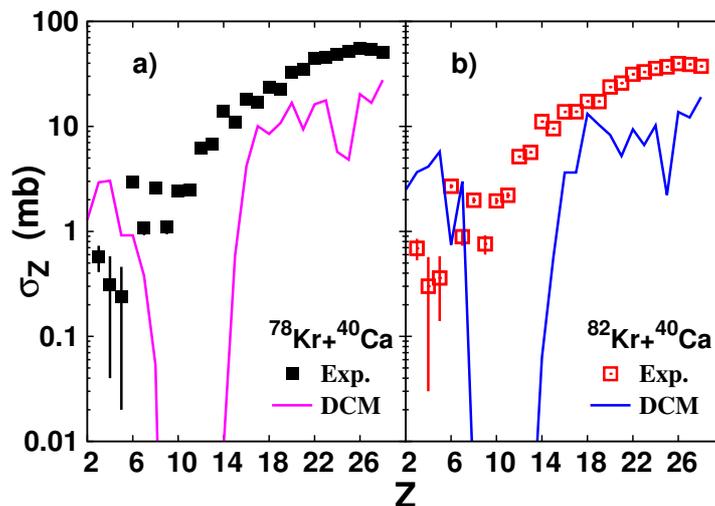


FIG. D.1: Comparaison entre les sections efficaces calculées DCM et les données expérimentales des systèmes $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Les données expérimentales sont représentées par les symboles et les lignes continues correspondent au calcul DCM.

Des calculs effectués avec DCM ont été comparés aux sections efficaces des systèmes $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ et le meilleur résultat est présenté dans la figure D.1. Différentes valeurs de ΔR et de J_{max} ont été utilisées selon la région de masse du fragment léger afin de reproduire au mieux les données. On voit que ce modèle a des difficultés à reproduire la tendance générale des distributions en Z . Pour les deux

systèmes $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$, les sections efficaces calculées par DCM sont comparables avec l'expérience seulement pour $Z = 6, 7$ et pour $15 \leq Z \leq 20$. En revanche dans la région $15 \leq Z \leq 20$ il y a un énorme désaccord allant de 1 à 10 ordres de grandeurs (points en dehors de la figure). Alors que les sections efficaces expérimentales augmentent globalement avec le Z , la théorie prédit d'importantes fluctuations, avec un minimum dans la région des fragments légers ($Z = 10, 11$) puis la distribution atteint un maximum à $Z = 20$ pour le système $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ ($Z = 16$ pour $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$) et diminue à nouveau. De plus aucun effet pair-impair n'est observé dans les sections efficaces des FMIs contrairement aux données. Etant donné la pauvreté des résultats, nous n'avons pas cherché à identifier les raisons de ces désaccords.

Bibliographie

- [1] L. G. Sobotka, D. G. Sarantites, Z. Li, E. L. Dines, M. L. Halbert *et al.* *Angular momentum dependence of complex fragment emission.* Phys. Rev. C 36, 2713 (1987). 1, 9, 108, 109
- [2] K. X. Jing, L. G. Moretto, A. C. Veeck, N. Colonna, I. Lhenry, K. Tso, K. Hanold, W. Skulski, Q. Sui and G. J. Wozniak. *Transition state rates and mass asymmetric fission barriers of compound nuclei $^{90,94,98}\text{Mo}$.* Nucl. Phys. A 645, 203 (1999). 2, 10, 11, 67, 68, 94, 99, 107, 108, 152, 160
- [3] T. S. Fan, K. X. Jing, L. Phair, K. Tso, M. McMahan, K. Hanold, G. J. Wozniak and L. G. Moretto. *Excitation functions and mass asymmetric fission barriers for compound nuclei $^{70,76}\text{Se}$.* Nucl. Phys. A 679, 121 (2000). 2, 10, 94, 107, 152, 160
- [4] J. Brzychczyk, D. S. Bracken, K. Kwiatkowski, K. B. Morley, E. Renshaw and V. E. Viola. *Isotopic yields of intermediate-mass fragments emitted in $E/A=50$ MeV $^4\text{He}+^{116,124}\text{Sn}$ reactions.* Phys. Rev. C 47, 1553 (1993). 2, 178
- [5] M. D'Agostino, M. Bruno, F. Gulminelli, L. Morelli, G. Baiocco *et al.* *Reaction mechanisms and staggering in collisions.* Nuclear Physics A 861, 47 (2011). 2, 107
- [6] M. V. Ricciardi, A. V. Ignatyuk, A. Kelic, P. Napolitani, F. Rejmund, K. H. Schmidt and O. Yordanov. *Complex nuclear-structure phenomena revealed from the nuclide production in fragmentation reactions.* Nucl. Phys. A 733, 299 (2004). 2, 107, 109
- [7] W. Hauser and H. Feshbach. *The Inelastic Scattering of Neutrons.* Phys. Rev. 87, 366 (1952). 2, 123
- [8] R. G. Stokstad. *Treatise on heavy ion science*, vol. 3 (D. A. Bromley, New York, 1985), plenum ed. 2
- [9] J. Gomez del Campo, R. L. Auble, J. R. Beene, M. L. Halbert, H. J. Kim, A. D'Onofrio and J. L. Charvet. *Populations of excited states and reaction mechanisms in the emission of complex fragments for collisions of $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ at 11 MeV/nucleon.* Phys. Rev. C 43, 2689 (1991). 2, 13, 15, 177, 178
- [10] T. Matsuse, C. Beck, R. Nouicer and D. Mahboub. *Extended Hauser-Feshbach method for statistical binary decay of light-mass systems.* Phys. Rev. C 55, 1380 (1997). 2, 13
- [11] R. J. Charity, M. A. McMahan, G. J. Wozniak, R. J. McDonald, L. G. Moretto *et al.* *Systematics of complex fragment emission in niobium-induced reactions.* Nucl. Phys. A 483, 371 (1988). 2, 13, 28, 94, 99, 142, 143, 144, 160
- [12] F. Auger, B. Berthier, A. Cunsolo, A. Foti, W. Mittig, J. M. Pascaud, E. Plagnol, J. Québert and J. P. Wieleczko. *Production and decay of highly excited nuclear systems formed in $^{84}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ and ^{27}Al collisions at 35 MeV/nucleon.* Phys. Rev. C 35, 190 (1987). 2, 13, 99
- [13] R. K. Gupta, M. Balasubramaniam, C. Mazzocchi, M. La Commara and W. Scheid. *Decay of excited $^{116}\text{Ba}^*$ formed in the $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ reaction via the emission of intermediate mass fragments.* Phys. Rev. C 65, 024601 (2002). 2, 13, 181
- [14] R. Kumar and R. K. Gupta. *Decay of $^{118,122}\text{Ba}^*$ compound nuclei formed in $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ reactions using the dynamical cluster-decay model of preformed clusters.* Phys. Rev. C 79, 034602 (2009). 2, 13

- [15] S. A. Kalandarov, G. G. Adamian, N. V. Antonenko and W. Scheid. *Emission of charged particles from excited compound nuclei*. Phys. Rev. C 82, 044603 (2010). 2, 13, 161
- [16] A. J. Sierk. *Mass-Asymmetric Fission of Light Nuclei*. Phys. Rev. Lett. 55, 582 (1985). 2, 12, 125, 126
- [17] C. O. Bacri, B. Borderie, J. L. Charvet, D. Cussol, R. Dayras *et al.* *Onset of vaporization for the Ar+Ni system*. Physics Letters B 353, 27 (1995). 5, 26
- [18] B. Borderie and M. F. Rivet. *Nuclear multifragmentation and phase transition for hot nuclei*. Progress in Particle and Nuclear Physics 61, 551 (2008). 5, 26
- [19] N. Bohr and J. A. Wheeler. *The Mechanism of Nuclear Fission*. Phys. Rev. 56, 426 (1939). 5, 123
- [20] G. Royer. *On the coefficients of the liquid drop model mass formulae and nuclear radii*. Nuclear Physics A 807, 105 (2008). 6
- [21] K. Pomorski and J. Dudek. *Nuclear liquid-drop model and surface-curvature effects*. Phys. Rev. C 67, 044316 (2003). 6, 125, 134
- [22] A. J. Sierk. *Macroscopic model of rotating nuclei*. Phys. Rev. C 33, 2039 (1986). 8, 125, 126, 127, 157, 167
- [23] L. Corradi. *Fusion08 Summary*. AIP Conference Proceedings 1098, 334 (2009). 9
- [24] R. Bock, Y. T. Chu, M. Dakowski, A. Gobbi, E. Grosse *et al.* *Dynamics of the fusion process*. Nucl. Phys. A 388, 334 (1982). 9
- [25] B. B. Back. *Complete fusion and quasifission in reactions between heavy ions*. Phys. Rev. C 31, 2104 (1985). 9
- [26] J. Toke, R. Bock, G. Dai, A. Gobbi, S. Gralla *et al.* *Quasi-fission – The mass-drift mode in heavy-ion reactions*. Nucl. Phys. A 440, 327 (1985). 9
- [27] D. J. Hinde, A. C. Berriman, M. Dasgupta, J. R. Leigh, J. C. Mein, C. R. Morton and J. O. Newton. *Limiting angular momentum for statistical model description of fission*. Phys. Rev. C 60, 054602 (1999). 9, 101
- [28] D. J. Hinde, M. Dasgupta and A. Mukherjee. *Severe Inhibition of Fusion by Quasifission in Reactions Forming ^{220}Th* . Phys. Rev. Lett. 89, 282701 (2002). 9
- [29] E. Prasad, K. M. Varier, R. G. Thomas, P. Sugathan, A. Jhingan *et al.* *Conclusive evidence of quasifission in reactions forming the ^{210}Rn compound nucleus*. Phys. Rev. C 81, 054608 (2010). 9
- [30] N. Carjan and M. Kaplan. *Asymmetric fission of $^{149}\text{Tb}^*$ from the finite-range, rotating-liquid-drop model : Mean total kinetic energies for binary fragmentation*. Phys. Rev. C 45, 2185 (1992). 10
- [31] D. Mancusi, R. J. Charity and J. Cugnon. *Unified description of fission in fusion and spallation reactions*. Phys. Rev. C 82, 044610 (2010). 12, 155
- [32] J. Gómez del Campo, C. Baktash, H.-Q. Jin, D. Rudolph, A. D'Onofrio *et al.* *Emission of intermediate mass fragments using γ -spectroscopic techniques*. Phys. Rev. C 57, R457 (1998). 14, 178
- [33] M. L. Commará, J. G. del Campo, A. D'Onofrio, A. Gadea, M. Glogowski *et al.* *Production of very neutron-deficient isotopes near ^{100}Sn via reactions involving light-particle and cluster emission*. Nucl. Phys. A 669, 43 (2000). 14, 165

- [34] G. Audi, A. H. Wapstra and C. Thibault. *The 2003 atomic mass evaluation : (II). Tables, graphs and references*. Nucl. Phys. A 729, 337 (2003). 15, 111
- [35] W. Reisdorf. *Heavy-ion reactions close to the Coulomb barrier*. J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 20, 1297 (1994). 15, 175
- [36] I. Dutt and R. K. Puri. *Comparison of different proximity potentials for asymmetric colliding nuclei*. Phys. Rev. C 81, 064609 (2010). 15, 175
- [37] GANIL. *Site web du GANIL*. [<http://pro.ganil-spiral2.eu>] (web). 17
- [38] E. Kobisk and H. Adair. *Conversion of isotope compounds to metals by reduction-distillation methods*. Nucl. Instr. and Meth. 167, 153 (1979). 18
- [39] F. Karasek. *Fabrication of target foils by rolling techniques*. Nucl. Instr. and Meth. 102, 457 (1972). 18
- [40] J. Pouthas, B. Borderie, R. Dayras, E. Plagnol, M. F. Rivet *et al.* *INDRA, a 4 π charged product detection array at GANIL*. Nucl. Instr. and Meth. A 357, 418 (1995). 18, 49
- [41] J. Pouthas, A. Bertaut, B. Borderie, P. Bourgault, B. Cahan *et al.* *The electronics of the INDRA 4 π detection array*. Nucl. Instr. and Meth. A 369, 222 (1996). 18, 26
- [42] J. Benlliure. *Recherche d'un comportement critique dans la fragmentation du projectile dans la réaction Xe+Sn à 50 MeV/A*. thèse de doctorat, Université de Valencia (1995). GANIL T 95 02. 18
- [43] P. Ecomard. *Premières expériences de multifragmentation à l'aide du multidétecteur 4 π INDRA*. thèse de doctorat, Université de Caen (1995). GANIL T 95 01. 18
- [44] N. Marie. *Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système Xe+Sn à 50 MeV par nucléon*. thèse de doctorat, Université de Caen (1995). GANIL T 95 04. 18
- [45] J. D. Frankland. *Étude de systèmes très lourds observés avec INDRA : première mise en évidence d'un effet de volume dans le processus de multifragmentation nucléaire*. thèse de doctorat, Université Paris-XI Orsay (1998). [Http ://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00204534](http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00204534). 18, 34
- [46] INDRA. *Site web de la collaboration INDRA*. [<http://indra.in2p3.fr/spip>] (web). 18, 26
- [47] M. F. Rivet, A. Chbihi, B. Borderie, P. Eudes, M. Parlog *et al.* *Vaporization events from binary dissipative collisions*. Physics Letters B 388, 219 (1996). 26
- [48] A. Le Fèvre, G. Auger, M. L. Begemann-Blaich, N. Bellaize, R. Bittiger *et al.* *Isotopic Scaling and the Symmetry Energy in Spectator Fragmentation*. Phys. Rev. Lett. 94, 162701 (2005). 26
- [49] M. Morjean, D. Jacquet, J. L. Charvet, A. L'Hoir, M. Laget *et al.* *Fission Time Measurements : A New Probe into Superheavy Element Stability*. Phys. Rev. Lett. 101, 072701 (2008). 26
- [50] J. D. Frankland, C. O. Bacri, B. Borderie, M. F. Rivet, M. Squalli *et al.* *Multifragmentation of a very heavy nuclear system (I) : selection of single-source events*. Nucl. Phys. A 689, 905 (2001). 27, 54
- [51] J. D. Frankland, E. Bonnet and D. Crussol. *KALIVEDA data analysis framework*. [<http://indra.in2p3.fr/KaliVedaDoc>] (web). 31, 45, 50, 53, 54, 57, 58
- [52] G. Knoll. *Radiation Detection and Measurement 2nd edition* (John Wiley and Sons, 1989). 34, 39

- [53] M. Pârlog, B. Borderie, M. F. Rivet, G. Tabacaru, A. Chbihi *et al.* *Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. Part II : calibration and identification in the INDRA array.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 482, 693 (2002). 39, 40
- [54] N. Le Neindre. *Aspect thermodynamique de la multifragmentation Xe+Sn 32 à 50 A.MeV.* thèse de doctorat, Université de Caen (1999). [Http ://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00003741](http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00003741). 49
- [55] G. Tabacaru, B. Borderie, A. Ouatizerga, M. Pârlog, M. F. Rivet *et al.* *Pulse-height defect in the passivated ion-implanted Si detectors of the INDRA array.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 428, 379 (1999). 50
- [56] J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau, C. Rousset, U. C. Schlottauer-Voos and X. Tarrago. *Study of charged particles emitted from ^{117}Te compound nuclei. I. Argon-induced reactions.* Phys. Rev. C 9, 1113 (1974). 60, 103, 104
- [57] R. J. Charity. *N-Z distributions of secondary fragments and the evaporation attractor line.* Phys. Rev. C 58, 1073 (1998). 84, 85, 98
- [58] L. G. Sobotka, M. L. Padgett, G. J. Wozniak, G. Guarino, A. J. Pacheco, L. G. Moretto, Y. Chan, R. G. Stokstad, I. Tserruya and S. Wald. *Compound-Nucleus Decay via the Emission of Heavy Nuclei.* Phys. Rev. Lett. 51, 2187 (1983). 91
- [59] Y. Futami, K. Yuasa-Nakagawa, T. Nakagawa, S. M. Lee, K. Furutaka *et al.* *Decay mechanism of a highly excited nucleus produced in the reaction $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ at 10.6 MeV/nucleon.* Nucl. Phys. A 607, 85 (1996). 91
- [60] L. G. Moretto. *Statistical emission of large fragments : A general theoretical approach.* Nucl. Phys. A 247, 211 (1975). 91, 95, 124, 126
- [61] J. Boger, J. M. Alexander, A. Elmaani, S. Kox, R. A. Lacey, A. Narayanan, D. J. Moses, M. A. McMahan, P. A. DeYoung and C. J. Gelderloos. *Intermediate mass fragments from the reactions 486, 550, 640, and 730 MeV $^{86}\text{Kr} + ^{63}\text{Cu}$.* Phys. Rev. C 49, 1597 (1994). 94, 108, 109, 110
- [62] R. Charity, D. Bowman, Z. Liu, R. McDonald, M. McMahan, G. Wozniak, L. Moretto, S. Bradley, W. Kehoe and A. Mignerey. *Emission of complex fragments from highly excited systems produced in $^{93}\text{Nb} + ^9\text{Be}$ and ^{27}Al reactions at and 30.3 MeV.* Nucl. Phys. A 476, 516 (1988). 99, 108, 125, 152, 160
- [63] FRESKO. *The FRESKO code.* [www.fresco.org.uk] (web). 103
- [64] S. Steinhäuser, J. Benlliure, C. Böckstiegel, H. G. Clerc, A. Heinz *et al.* *Odd-even effects observed in the fission of nuclei with unpaired protons.* Nuclear Physics A 634, 89 (1998). 107
- [65] S. Cavallaro, E. De Filippo, G. Lanzanò, A. Pagano, M. L. Sperduto *et al.* *Fusion and binary-decay mechanisms in the $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ system at $E/A \approx 8$ MeV.* Phys. Rev. C 57, 731 (1998). 107
- [66] L. G. Moretto and G. J. Wozniak. *The role of the compound nucleus in complex fragment emission at low and intermediate energies.* Prog. Part. Nucl. Phys. 21, 401 (1988). 107
- [67] H. Gauvin, D. Guerreau, Y. Le Beyec, M. Lefort, F. Plasil and X. Tarrago. *Evaporation residue cross sections from reactions with argon ions.* Physics Letters B 58, 163 (1975). 114

- [68] G. Guillaume, J. P. Coffin, F. Rami, P. Engelstein, B. Heusch, P. Wagner, P. Fintz, J. Barrette and H. E. Wegner. *Fissionlike component in the $^{32}\text{S}+^{76}\text{Ge}$ reaction*. Phys. Rev. C 26, 2458 (1982). 114
- [69] W. Schneider, F. Puhlhofer, R. Chestnut, C. Volant, H. Freiesleben, W. Pfeffer and B. Kohlmeier. *Time-of-flight measurement of the evaporation residues from fusion of 5.9 MeV/u ^{84}Kr and ^{27}Al* . Nuclear Physics A 371, 493 (1981). 114
- [70] W. Scobel, H. H. Gutbrod, M. Blann and A. Mignerey. *Fusion and interaction barrier parameters and critical angular momenta from ^{35}Cl -induced reactions*. Phys. Rev. C 14, 1808 (1976). 114
- [71] K. Rehm, M. Paul, J. Gehring, B. Glagola, D. Henderson, W. Kutschera and A. Wuosmaa. *Measurements of heavy-ion induced fusion cross sections with the gas-filled-magnet technique*. Nucl. Instr. and Meth. A 344, 614 (1994). 115
- [72] S. Agarwal, J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau, M. Lefort, X. Tarrago, R. Babinet and J. Girard. *The influence of the entrance channel mass asymmetry on the reaction mechanism*. Z. Physik A - Atoms and Nuclei 296, 287 (1980). 115
- [73] A. Brondi *et al.* *Annual Report LNL*, [http://www.lnl.infn.it/~annrep/read_ar/2006/index_intro.htm]. Tech. rep., Laboratory Nazionali di Legnaro (2006). 115
- [74] C. Ngô. *The role of dynamics in the fusion process*. In K. K. Furuno and T. Kishimoto, eds., *Heavy ions fusion reactions, Proceedings of the Tsukuba International Symposium*, 143 (World Scientific, 1994). Proceedings of the international symposium. 115
- [75] A. M. Stefanini, L. Corradi, A. M. Vinodkumar, Y. Feng, F. Scarlassara, G. Montagnoli, S. Beghini and M. Bisogno. *Near-barrier fusion of $^{36}\text{S}+^{90,96}\text{Zr}$: The effect of the strong octupole vibration of ^{96}Zr* . Phys. Rev. C 62, 014601 (2000). 115
- [76] A. M. Stefanini, F. Scarlassara, S. Beghini, G. Montagnoli, R. Silvestri *et al.* *Fusion of $^{48}\text{Ca}+^{90,96}\text{Zr}$ above and below the Coulomb barrier*. Phys. Rev. C 73, 034606 (2006). 115
- [77] H. Q. Zhang, C. J. Lin, F. Yang, H. M. Jia, X. X. Xu *et al.* *Near-barrier fusion of $^{32}\text{S}+^{90,96}\text{Zr}$: The effect of multi-neutron transfers in sub-barrier fusion reactions*. Phys. Rev. C 82, 054609 (2010). 115
- [78] W. E. Parker, M. Kaplan, D. J. Moses, G. La Rana, D. Logan *et al.* *Charged-particle evaporation from hot composite nuclei: Evidence over a broad Z range for distortions from cold nuclear profiles*. Phys. Rev. C 44, 774 (1991). 116, 140
- [79] N. Marie, A. Chbihi, J. B. Natowitz, A. Le Fèvre, S. Salou *et al.* *Experimental determination of fragment excitation energies in multifragmentation events*. Phys. Rev. C 58, 256 (1998). 118
- [80] J. R. Huizenga, A. N. Behkami, I. M. Govil, W. U. Schröder and J. Töke. *Influence of rotation-induced nuclear deformation on α -particle evaporation spectra*. Phys. Rev. C 40, 668 (1989). 120, 177
- [81] R. J. Charity. *Systematic description of evaporation spectra for light and heavy compound nuclei*. Phys. Rev. C 82, 014610 (2010). 120, 152, 157
- [82] N. Bohr. *Neutron Capture and Nuclear Constitution*. nature 137, 344 (1936). 122
- [83] V. Weisskopf. *Statistics and Nuclear Reactions*. Phys. Rev. 52, 295 (1937). 122

- [84] G. Royer and B. Remaud. *A geometrical model for the fusion of identical nuclei*. J. Phys. G : Nucl. Phys. 8, L159 (1982). 125
- [85] G. Royer and B. Remaud. *Static and dynamic fusion barriers in heavy-ion reactions*. Nucl. Phys. A 444, 477 (1985). 125
- [86] S. Cohen, F. Plasil and W. Swiatecki. *Equilibrium Configurations of Rotating Charged or Gravitating Liquid Masses with Surface Tension. II**. Anals of Physics 82, 557 (1974). 125, 126
- [87] M. G. Mustafa, P. A. Baisden and H. Chandra. *Equilibrium shapes and fission barriers of rotating nuclei with a macroscopic two-center model*. Phys. Rev. C 25, 2524 (1982). 126
- [88] D. J. Hinde, J. R. Leigh, J. J. M. Bokhorst, J. O. Newton, R. L. Walsh and J. W. Boldeman. *Mass-split dependence of the pre- and post-scission neutron multiplicities for fission of ^{251}Es* . Nucl. Phys. A 472, 318 (1987). 128
- [89] R. P. Schmitt and A. J. Pacheco. *Equilibrium treatment of spin-depolarizing modes in mass asymmetric heavy-ion systems*. Nuclear Physics A 379, 313 (1982). 129
- [90] K. Mazurek, C. Schmitt, J. P. Wieleczko, P. N. Nadtochy and G. Ademard. *Critical insight into the influence of the potential energy surface on fission dynamics*. Phys. Rev. C 84, 014610 (2011). 134, 156
- [91] B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski, J. Bartel and K. Dietrich. *Nuclear level densities within the relativistic mean-field theory*. Phys. Rev. C 66, 051302 (2002). 134
- [92] J. P. Lestone. *Temperature dependence of the level density parameter*. Phys. Rev. C 52, 1118 (1995). 135
- [93] D. Mancusi, R. J. Charity and J. Cugnon. *Constraining statistical-model parameters using fusion and spallation reactions*. EPJ Web of Conferences 17, 10003 (2011). 152, 160
- [94] A. Y. Rusanov, M. G. Itkis and V. N. Okolovich. Phys. At. Nucl. 60, 683 (1997). 155
- [95] A. D. Nitto, E. Vardaci, A. Brondi, G. La Rana, R. Moro *et al.* *Evaporation and fission decay of ^{132}Ce compound nuclei at $Ex=122\text{ MeV}$: some limitations of the statistical model*. Eur. Phys. A 47, 83 (2011). 157
- [96] E. Vardaci, A. D. Nitto, A. Brondi, G. La Rana, R. Moro *et al.* *Inadequacy of the statistical model : Some evidence for compound nuclei in the $A \simeq 150$ and $Ex \simeq 100\text{-}200\text{ MeV}$ region*. Eur. Phys. J 43, 127 (2010). 157
- [97] P. Nadtochy, A. Brondi, A. Di Nitto, G. La Rana, R. Moro *et al.* *Nuclear dissipation effects on fission and evaporation in systems of intermediate fissility*. EPJ Web of Conferences 2, 08003 (2010). 157, 167
- [98] P. Möller, A. J. Sierk, T. Ichikawa, A. Iwamoto, R. Bengtsson, H. Uhrenholt and S. Åberg. *Heavy-element fission barriers*. Phys. Rev. C 79, 064304 (2009). 160, 167
- [99] P. Möller and A. Iwamoto. *Realistic fission saddle-point shapes*. Phys. Rev. C 61, 047602 (2000). 160
- [100] P. Möller, A. J. Sierk and A. Iwamoto. *Five-Dimensional Fission-Barrier Calculations from ^{70}Se to ^{252}Cf* . Phys. Rev. Lett. 92, 072501 (2004). 160
- [101] G. G. Adamian, N. V. Antonenko and W. Scheid. *Model of competition between fusion and quasi-fission in reactions with heavy nuclei*. Nucl. Phys. A 618, 176 (1997). 161

- [102] G. G. Adamian, N. V. Antonenko, W. Scheid and V. V. Volkov. *Treatment of competition between complete fusion and quasifission in collisions of heavy nuclei*. Nucl. Phys. A 627, 361 (1997). 161
- [103] G. G. Adamian, N. V. Antonenko, W. Scheid and V. V. Volkov. *Fusion cross sections for superheavy nuclei in the dinuclear system concept*. Nucl. Phys. A 633, 409 (1998). 161
- [104] G. G. Adamian, N. V. Antonenko and W. Scheid. *Characteristics of quasifission products within the dinuclear system model*. Phys. Rev. C 68, 034601 (2003). 161
- [105] G. Ademard, J. P. Wieleczko, J. Gomez del Campo, M. La Commara, E. Bonnet *et al.* *Decay of excited nuclei produced in $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ reactions at 5.5 MeV/nucleon*. Phys. Rev. C 83, 054619 (2011). 161
- [106] T. v. Egidy and D. Bucurescu. *Systematics of nuclear level density parameters*. Phys. Rev. C 72, 044311 (2005). 164
- [107] S. Beghini, C. Signorini, S. Lunardi, M. Morando, G. Fortuna, A. Stefanini, W. Meczynski and R. Pengo. *An electrostatic beam separator for evaporation residue detection*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 239, 585 (1985). 166
- [108] J. Blocki, J. Randrup, W. J. Swiatecki and C. F. Tsang. Ann. Phys. 105, 427 (1977). 175
- [109] A. Gilbert and G. W. Cameron. *A composite nuclear-level density formula with shell corrections*. Can. J. Phys. 43, 1446 (1965). 177
- [110] C. Beck and A. Szanto de Toledo. *Macroscopic features of light heavy-ion fission reactions*. Phys. Rev. C 53, 1989 (1996).
- [111] J. Boger and J. M. Alexander. *Excitation functions and asymmetric fission barriers for intermediate mass fragments : 486–730 MeV $^{86}\text{Kr}+^{63}\text{Cu}$* . Phys. Rev. C 50, 1006 (1994).
- [112] B. Bouriquet. *Relaxation en forme et multifragmentation nucléaire*. thèse de doctorat, Université de Caen (2001). [Http ://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00003803](http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00003803).
- [113] J. G. d. Campo, R. G. Stokstad, J. A. Biggerstaff, R. A. Dayras, A. H. Snell and P. H. Stelson. *Fusion and Peripheral reactions of $^{12}\text{C}+^{14}\text{N}$ at energies up to 13 MeV/A*. Phys. Rev. C 19, 2170 (1979).
- [114] N. Copinet. *Multidétecteur 4 π INDRA. Simulation de la géométrie et étude des détecteurs au Silicium*. thèse de doctorat, Université de Caen (1990). LPCC T 99 02.
- [115] R. A. Dayras, R. G. Stokstad, D. C. Hensley, M. L. Halbert, D. G. Sarantites, L. Westerberg and J. H. Barker. *Angular momentum transfer in the reactions induced by 166 MeV ^{20}Ne on ^{63}Cu* . Phys. Rev. C 22, 1485 (1980).
- [116] H. Fuchs. *On cross section transformations in reactions with three outgoing fragments*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 200, 361 (1982).
- [117] S. Grossmann, U. Brosa and A. Müller. *Energy fluctuations in multichannel fission and heavy ion collisions*. Nuclear Physics A 481, 340 (1988).
- [118] H. Ho and P. Gonthier. *Transformation of cross sections*. Nucl. Instr. and Meth. 190, 75 (1981).
- [119] J. Moisan. *Analyse et caractérisation des résidus lourds produits dans les réactions $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ entre 8 et 25 AMeV*. thèse de doctorat, Université de Caen et Université Laval Québec (2008). [Http ://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00336062](http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00336062).

-
- [120] W. D. Myers and W. J. Swiatecki. *Nuclear properties according to the Thomas-Fermi model*. Nucl. Phys. A 601, 141 (1996).
- [121] P. N. Nadtochy, A. Kelić and K.-H. Schmidt. *Fission rate in multi-dimensional Langevin calculations*. Phys. Rev. C 75, 064614 (2007).
- [122] L. Sapir. *Preparation of Ca, Li targets and target sandwiches by rolling*. Nucl. Instr. and Meth. 167, 161 (1979).
- [123] O. B. Tarasov. *Evaporation code PACE4*. [<http://groups.nsc1.msu.edu/lise/pace4.html>] (web).
- [124] H. Utsunomiya, Y. W. Lui, L. Cooke, H. Dejbakhsh, D. R. Haenni, P. Heimberg, A. Ray, B. K. Srivastava, R. P. Schmitt and T. Udagawa. *Continuous distribution of α t relative kinetic energies in ^7Li breakup reactions*. Nuclear Physics A 511, 379 (1990).
- [125] V. E. Viola, K. Kwiatkowski and M. Walker. *Systematics of fission fragment total kinetic energy release*. Phys. Rev. C 31, 1550 (1985).

Remerciements

Pour commencer, je tiens à remercier le directeur du GANIL, Mr Sydney Gales de m'avoir accueilli au sein du laboratoire afin que je puisse effectuer mes travaux de recherche. Je remercie le conseil Régional de Basse Normandie de m'avoir donné les moyens financiers pour le bon déroulement de ma thèse.

Tout d'abord je veux exprimer ma reconnaissance à l'ensemble des membres de mon Jury, la présidente, Francesca Gulminelli, Giovanni La Rana et Laurent Tassango qui ont bien voulu examiner mon travail et qui m'ont fait des commentaires très enrichissants. Je voudrais ajouter une mention particulière pour Diane Doré et Marie-France Rivet qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce travail. Merci pour les discussions qui m'ont permis d'améliorer le manuscrit.

Mes remerciements s'adressent principalement à mon directeur de thèse, Jean-Pierre Wieleckzo, qui m'a accompagné et conseillé durant ce travail de recherche. J'ai beaucoup apprécié la confiance que vous avez toujours manifesté envers moi, particulièrement pendant les moments de doute et de découragement à la fin du parcours. Merci de m'avoir transmis, avec passion, vos connaissances (du moins une partie) sur le sujet d'étude de ce travail.

Je n'aurais pas pu réaliser ce travail sans la participation des physiciens du groupe INDRA, pour la réalisation de l'expérience, ainsi que G. Frémont, C. Spitael, J.L. Vignet, M. Chevalier, J. Ropert qui ont aidé au montage expérimental. Merci à vous ainsi qu'aux physiciens du GANIL B. Jacquot, M. Parlog, J. Pouthas. J. Gomez del Campo qui ont initié le programme expérimental en déposant une proposition d'expérience.

Merci également à Abdou pour ces conseils lors de la calibration des étalons et lors de la réalisation de ma présentation de soutenance. Je remercie les ROOTards, John et Eric pour les nombreux conseils sur ROOT et KaliVeda. Merci Eric pour le soutien dans la première phase du dépouillement des données.

Un grand merci également à Sabrina, Sophie, Emilie, et Véronique qui m'ont aidé dans toutes les démarches administratives avec beaucoup de gentillesse.

Cette période de thèse a été marquée par plusieurs séjours en Italie pendant lesquels j'ai pu découvrir les délices de la cuisine Italienne. Je voudrais remercier les collègues de Naples, Elio Rosato, Marco La Commara, Mariano Vigilante ainsi que leurs étudiants Andreina et Francesco pour toute l'aide qu'ils m'ont apporté dans le dépouillement des données. Je remercie aussi tous les collègues de Catane, en particulier Sara Pirrone, Giuseppe Politi et Enrico De Filippo pour leur encadrement durant l'expérience ISODEC et pour son analyse. A chacun de mes séjours en Italie, mes collègues Italiens m'ont témoigné un accueil chaleureux comme je n'ai trouvé nulle part ailleurs, grazie mille !

Revenons en France pour remercier l'ensemble des physiciens, Post-docs et thésards avec qui j'ai échangé de bons moments. J'ai une pensée pour Gérard avec qui j'ai eu la chance de partager le bureau. Merci beaucoup à Dorothée, Kasia, Pu, Jo, Yannen, Guillaume, Pedja, Denis, Igor, Lucia, Ketel, Marco, Emmanuel, Eric, pour les nombreuses soirées que l'on a passé ensemble... Merci aussi à Mark

et Freddy pour m'avoir permis de m'évader de temps en temps en partageant quelques bons moments sportifs. Je voudrais remercier mes colloques de la maison du bonheur, Marco, Jo et Guillaume, avec qui j'ai vécu de belles choses sur terre comme sur mer ! Une attention particulière pour Jo, pour nos petites virées à vélo au rythme de la douce musique de ton pédalier ! Je n'oublierai pas notre petite baignade dans la rivière, accompagnés de jolies Cow-girls de l'Orne. Merci à Emmanuel et à Nassima pour leurs multiples conseils de style pour ma soutenance (beau comme un italien ! hein !).

Je tiens à adresser toute ma reconnaissance à ma famille, mes parents, mes frères, mais aussi ma belle famille, pour leur soutien et leur amour. Merci, d'avoir fait tout ce chemin pour être à mes côtés durant ma soutenance.

Je réserve ces dernières lignes de remerciement pour la personne qui m'est chère et qui a été mon pilier durant ces trois ans : Aurore merci infiniment pour ton énergie, ton amour inébranlable qui m'a porté tout au long de ce périple.

Guilain

Résumé :

Dans ce travail, nous étudions la désexcitation des noyaux formés dans les réactions $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ à 5,5 AMeV. Le détecteur INDRA est utilisé pour mesurer les particules légères, les résidus d'évaporation et les fragments de numéro atomique $3 \leq Z \leq 28$. Pour les deux réactions, les caractéristiques des fragments sont compatibles avec un processus de fission. Des oscillations dans les sections efficaces des fragments légers ($6 \leq Z \leq 11$) signalent la persistance d'effets de structure. L'amplitude des oscillations ne dépend pas de manière significative du nombre de neutrons du système. Les coïncidences entre particules légères et fragments suggèrent que ces fragments légers sont excités à des énergies inférieures aux seuils d'émission. Pour le système pauvre en neutrons, la section efficace des résidus d'évaporation est légèrement plus élevée et la composante de fission est $\sim 25\%$ plus importante.

Pour les deux réactions, le modèle de l'état transitoire décrit raisonnablement la distribution de charge autour de la symétrie, mais surestime fortement les sections efficaces des fragments légers et n'explique pas les oscillations associées. La forme de la distribution de charge et les effets pair-impair sont reproduits de manière satisfaisante dans le cadre du système dinucléaire qui associe principalement les fragments lourds à la quasi-fission alors que les fragments légers seraient majoritairement peuplés par fusion. Ces modèles n'expliquent pas les distributions d'énergie cinétique. Cela indiquerait la nécessité de mieux décrire les grandes déformations subies par le système lors de la phase de séparation.

Decay of excited nuclei produced in $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ reactions at 5.5 AMeV

Abstract :

In this work we study the decay modes of excited nuclei formed in $^{78,82}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$ reactions at 5.5 AMeV. The 4π INDRA array was used to measure light charged particles, evaporation residues and fragments with atomic number $3 \leq Z \leq 28$. In both reactions, fragment characteristics are compatible with a fission-like phenomenon. Persistence of structure effects is evidenced from a strong odd-even staggering of the light-fragment ($6 \leq Z \leq 11$) yields. The magnitude of the staggering does not significantly depend on the neutron content of the system. Light particle-fragment coincidences suggest that those fragments are excited below the particle emission thresholds. For the neutron-poor system, the evaporation residue cross-section is slightly higher and the fission-like component is larger by $\sim 25\%$.

These features were confronted to the predictions of statistical and dynamical models. For both reactions, the transition-state formalism reasonably reproduces the Z -distribution around the symmetry but strongly overestimates the light-fragment cross-sections and failed to explain the staggering of their yields. The Z -distribution shape and the staggering of the light-fragment yields are satisfactorily reproduced within the dinuclear system framework which associates the heavy fragments to quasifission while light fragments are predominantly populated by fusion. However, none of the models are able to reproduce the characteristics of the kinetic energy spectra. This would indicate the need to improve the description of large deformation experienced by the system at the separation phase.

Mots clés : réactions (nucléaires) ; fusion nucléaire ; fission nucléaire ; quasi-fission ; modèles statistiques ; GEMINI

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique

**Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (CEA/DSM-CNRS/IN2P3)
Bd Henri Becquerel- BP 55027 - 14076 CAEN Cedex 05, France**