



HAL
open science

Recherche d'une signature de phénomènes critiques et des effets dynamiques lors des collisions entre ions lourds aux énergies de Fermi

Rachid Moustabchir

► **To cite this version:**

Rachid Moustabchir. Recherche d'une signature de phénomènes critiques et des effets dynamiques lors des collisions entre ions lourds aux énergies de Fermi. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2004. Français. NNT: . tel-00008654

HAL Id: tel-00008654

<https://theses.hal.science/tel-00008654>

Submitted on 3 Mar 2005

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.

THÈSE EN COTUTELLE
présentée pour obtenir
Le DIPLOME DE DOCTORAT
(arrêté du 25 avril 2002)
DE L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON 1
et
DE L'UNIVERSITÉ LAVAL - QUÉBEC

présentée et soutenue publiquement le 19 novembre 2004

par

RACHID MOUSTABCHIR

TITRE :

Recherche d'une signature de phénomènes critiques
et des effets dynamiques lors des collisions entre
ions lourds aux énergies de Fermi

JURY :	M.	Ermanno F.	Borra	Président
	M.	Albert	Demeyer	Directeur de thèse
	M.	Luc	Gingras	
	M.	Philippe	Lautesse	
	Mme	Marie-France	Rivet	Rapporteur
	M.	René	Roy	Directeur de thèse
	M.	Mustapha	Samri	Rapporteur
	M.	Claude	St-Pierre	

Résumé

Les études de la multifragmentation dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi se sont intensifiées dès les années 90 avec le développement des détecteurs et outils pour récolter et trier la quasi totalité des réactions nucléaires. Dans la première partie de ce travail, on a étudié les collisions centrales du système Ni+Ni à 32, 40, 52, 64, 74, 82 et 90A MeV, à l'aide du multidétecteur INDRA. Nous avons sélectionné les collisions centrales par une Analyse Factorielle Discriminante. La confrontation des données avec le modèle SMM a permis d'établir que la forme de la source est allongée dans la direction du faisceau ($\varepsilon = 1.7$) et d'extraire l'énergie d'expansion de cette source (0.75, 1.7 et 2.4A MeV pour les énergies incidentes de 32, 40 et 52A MeV, respectivement). La recherche d'un signal de transition de phase a été abordée avec diverses analyses. Celle concernant les capacités calorifiques s'est traduite par la mise en évidence d'un signal expérimental à 32A MeV mais dont l'interprétation reste délicate compte tenu des perturbations apportées par les hypothèses indispensables à la reconstruction des fragments au freeze-out. La méthode des corrélations en charges, qui permet de rechercher des signaux "fossiles" de fragments de taille égale issus de la décomposition spinodale, permet de conclure à une surproduction de fragments de taille égale à 52A MeV. La recherche d'une signature d'un comportement critique montre que, même si les fonctions d'échelle se regroupent en deux familles distinctes, la loi d'échelle n'est pas vérifiée de façon rigoureuse pour le système à 52A MeV, ce qui peut s'interpréter comme une transition d'une phase ordonnée à plus basse énergie vers une phase désordonnée à plus haute énergie.

Par ailleurs, l'étude des mécanismes des réactions dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi montre la prédominance du caractère binaire de la collision, un processus qui conduit à la formation de deux sources. Récemment, on s'est intéressé aux fragments de fission binaire formés après la première étape des collisions profondément inélastiques, en posant la question sur l'aspect statistique en fonction de l'aspect dynamique de la fission. Afin de comprendre l'origine de production de ces fragments, la corrélation entre les deux plus gros fragments résultant des réactions Ni+C, Mg, Zn et Au a été étudiée. Les distributions angulaires indiquent que les deux plus gros fragments sont alignés dans la direction du quasi-projectile (QP). En étudiant les fonctions de corrélation, nous avons constaté que le QP se brise à proximité de la cible. Ceci suggère que l'intervalle de temps entre la séparation du QP et la quasi-cible et la désintégration du QP est suffisamment court pour que les fragments du QP ressentent le champ coulombien de la cible. La corrélation entre la taille et la vitesse des fragments nous suggère que c'est la déformation du QP engendrée lors de la collision entre la cible et le projectile qui provoque sa cassure binaire.

Abstract

Studies of multifragmentation in collisions of heavy ions in the Fermi energy domain has been intensified with the development of the techniques to extract the most violent collisions. In first part of this work, we studied central collisions of the Ni+Ni system at 32, 40, 52, 64, 74, 82 and 90A MeV, measured with the INDRA multidetector. We selected central collisions with the Discriminant Analysis Method. The confrontation of experimental data with SMM model shows that the mean shape of the source is elongated along the beam axis ($\varepsilon = 1.7$) and makes it possible to extract the expansion energy of the source (0.75, 1.7 and 2.4A MeV at 32, 40 and 52A MeV respectively). We have shown that the fact that we have a source which is not completely equilibrated does not allow to conclude from the existence of a liquid-gas phase transition of nuclear matter using the heat capacities. The method of charge correlations shows an overproduction of events with equal size fragments at 52A MeV. The search for a signature of critical behaviors shows that, even if functions of scale gather in two families distinct, the law of scale is not verified in a rigorous way for the system at 52A MeV, which can be interpreted like a transition from an ordered phase at lower energies towards a disordered phase at higher energies.

On the other hand, heavy ion collisions in the Fermi energy domain are known to be dominated by deep inelastic scattering, a process leading to the formation of two partners in the reaction exit channel. Recently, an increasing interest has been devoted to binary fission of fragments at the end of the deep inelastic scattering stage, with the related studies usually addressing the question of the statistical versus dynamical aspects of the fission process. In order to understand the origin of production of these fragments, projectile binary breakup has been investigated in Ni+C, Mg, Zn and Au. The fragment angular distributions exhibit an anisotropic pattern showing that breakup is aligned with the direction of scattered quasi-projectile (QP). The correlation functions of the two heaviest fragments have been studied as a function of charge asymmetry. They suggest that the QP decays while still in close proximity of the target. The correlation between the charge and velocity of the two heavy fragments shows that the binary breakup of the QP might originate from an important deformation of the projectile by the target.

Avant-propos

Louange à Allah, on Le glorifie, on Lui demande de l'aide et on Lui demande pardon contre le mal de nos péchés, celui qui fut guidé personne ne peut l'égarer et celui qui est égaré personne ne peut le guider. Ensuite..

Bien que cette thèse soit un travail essentiellement personnel, de nombreuses personnes de notre entourage ont contribué à le rendre possible. Dans cet avant-propos, je voudrais montrer toute ma reconnaissance à tous ceux qui à leur manière m'ont aidé à mener à bien cette thèse, qui m'ont soutenu et encouragé, en espérant que les remerciements soient à la hauteur de ma gratitude, et que personne ne soit oublié.

C'est en tout premier lieu à mes deux directeurs de thèse, MM. René ROY et Philippe LAUTESSE, que je veux exprimer ma reconnaissance. J'ai considérablement appris sous leur direction, et les remercie sincèrement pour la confiance qu'ils m'ont accordée, leur soutien constant, leurs précieux conseils ainsi que leur disponibilité tout au long de ce travail. J'ai beaucoup apprécié la très grande liberté d'action qu'ils m'ont laissée.

Je désire à présent remercier très sincèrement l'ensemble des personnes qui ont eu la gentillesse d'accepter de faire partie de mon jury de thèse : Mme Marie-France RIVET et M. Mustapha SAMRI qui m'ont fait l'honneur et le plaisir d'être Rapporteurs de mon travail de thèse. MM. Albert DEMEYER, Luc GINGRAS, Philippe LAUTESSE, René ROY et Claude SAINT-PIERRE qui ont également accepté de faire partie du jury.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à M. Claude SAINT-PIERRE qui m'a initié patiemment à la calibration des données de NIMROD, ainsi que pour nous avoir permis de bénéficier de son expérience et de son travail. J'espère avoir acquis un peu de son esprit critique et de ses connaissances.

Mes plus sincères remerciements vont également à M. Mustapha SAMRI qui a su me faire profiter de sa connaissance en *PAW*, *Latex* et la recherche scientifique. Merci pour sa disponibilité, pour sa lecture attentive du papier et aussi de ce travail et pour tout ce qu'il a fait pour moi.

Mes remerciements vont aussi à MM. Pierre DÉSESQUELLES, Nicolas LE NEINDRE, Bernard BORDERIE et Mme Marie-France RIVET, pour la trop courte mais fructueuse collaboration que nous avons entretenue pour la partie traitant les corrélations en charge et les capacités calorifiques. Je remercie Mme Marie-France RIVET des questions, des aides utiles et des remarques qui montrent l'intérêt qu'elle a porté à ce travail.

Je voudrais également remercier les autres membres du groupe à l'IPN de Lyon, MM. Karim BENNACEUR, Albert DEMEYER, Daniel GUINET, Jacques MEYER et Olivier STÉZOWSKI, et Mme Michèle MEYER, Nadine REDON et Christelle SCHMITT.

J'adresse un remerciement special aux MM. Luc BEAULIEU, Luc GINGRAS et Yves LAROCHELLE. Leurs qualités personnelles en tant que chercheurs m'ont beaucoup inspiré. Mes remerciements se dirigent maintenant naturellement vers les personnes avec qui j'ai le plus étroitement collaboré. Il y a Jérôme GAUTHIER, Frédéric GRENIER, Francis GAGNON-MOISAN, Josiane MOISAN, Dany THÉRIAULT et Alex VALLÉE. Un merci particulier pour Frédéric GRENIER et Dany THÉRIAULT pour les discussions intéressantes que nous avons eues pendant les réunions hebdomadaires du vendredi et pour leurs conseils immanquablement utiles et leur sympathie.

Je remercie chaleureusement tous les membres de la collaboration INDRA, du département de Physique à l'université Laval et l'IPN de Lyon, qu'ils soient permanents, thésards ou stagiaires, que j'ai eu beaucoup de plaisir à côtoyer durant ces années. Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Mme Marjolaine MC FADDEN et Mme Diane COTÉ pour m'avoir aidé à traverser sans encombres les méandres administratifs qui accompagnent chaque étude doctorale.

Je dois un grand merci à ma chère amie Loredana MANDUCI. Merci pour sa disponibilité, ses discussions, ses encouragements et la confiance qu'elle m'a souvent transmise grâce à son caractère chaleureux : ils m'ont été très précieux.

Mes pensées finales reviendront à mes amis sans lesquelles ce séjour au Québec et à Lyon aurait été moins agréable. Merci à Hassan ATBIR, Ibrahim BEKKARI SBAI, Kamel BOUOUCHMA, Hassan BADRI, Ramzi KRIFA, Mustapha LAHMAR, Rachid MACHRAFI, Ahmed AQQADAR et Mouhamed ABOUREIDA, qui ont été d'un grand soutien durant cette période et qui ne sauraient imaginer combien ce témoignage d'amitié compta à mes yeux. Je remercie infiniment ceux à qui je n'ai jamais su dire toute l'affection que j'ai pour eux, qui furent présents à mes côtés lorsque j'en avais besoin. Merci donc à Lahcen AMBARKY, Mme Réjane BOUTEAU, Ahmad CHAKOUCHE et Aissa AGDI.

Enfin, je ne terminerais pas ces remerciements sans exprimer toute ma reconnaissance à ceux qui m'ont supporté tout au long de ce chemin tortueux : ma famille, mes amis au Maroc. Je les remercie pour tout leur soutien et les sacrifices qu'ils ont faits pour me permettre d'atteindre ce but.

Je demande donc à Allah, par Ses plus beaux noms et attributs qu'Il accepte et mette de la sincérité dans ce modeste travail.

Ce mois de Chaoual 1425 H

*À mes parents, à mes soeurs, à mes frères
et à tous les membres de ma famille.*

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	iv
Avant-propos	v
Table des matières	ix
Liste des tableaux	xii
Table des figures	xiii
Introduction	1
1 Présentation des matrices de détection	9
1.1 Le multidétecteur INDRA	9
1.1.1 Efficacité géométrique	10
1.1.2 Les modules de détection	11
1.1.3 L'identification	12
1.1.4 Description des données utilisées	14
1.2 La matrice 4π CRL-Laval, ou HÉRACLÈS	15
1.2.1 La matrice 4π CRL-Laval	15
1.2.2 HÉRACLÈS	16
1.2.3 Description des données utilisées	17
	19
2 Outils usuels de tri des événements	21
2.1 Caractérisation des événements	21
2.1.1 Événements complets	21
2.1.2 Vision globale des événements	22
2.2 Variables globales	24
2.2.1 Rapport d'isotropie	25
2.2.2 Moments de Fox et Wolfram	25
2.2.3 Angle de flot	26
2.2.4 Sphéricité et coplanarité	26
2.2.5 Énergie transverse	27
2.3 Conclusion	27
3 Sélection des données : Analyse Multidimensionnelle	29
3.1 Analyse Factorielle Discriminante (AFD)	29

3.2	Application de l'AFD	31
3.2.1	Définition des deux classes d'événements	31
3.2.2	AFD pour les événements expérimentaux	32
3.3	Fiabilité de la discrimination d'événements par la variable D_{625}	34
3.3.1	Variable D_{625} appliquée aux événements simulés	34
3.3.2	Comparaison avec l'axe de D_{625} obtenu à partir de SIMON	37
3.4	Évolution des événements en fonction de D_{625}	38
3.4.1	Variables statiques	39
3.4.2	Variables cinématiques	42
3.4.3	Variables globales	44
3.5	Conclusion	44
4	Caractéristiques des collisions centrales	47
4.1	Évolution des collisions centrales en fonction de l'énergie incidente	47
4.1.1	Distributions de charges	47
4.1.2	Distributions de multiplicités	49
4.1.3	Corrélation entre la charge et la vitesse parallèle	49
4.2	Caractérisation des événements à une source	51
4.2.1	Comparaison avec les résultats obtenus à partir du code SIMON	51
4.2.2	Caractérisation de la source de quasi-fusion	52
4.3	Conclusion	57
5	Recherche d'un signal de transition de phase	59
5.1	Capacité calorifique	61
5.1.1	Calcul théorique	62
5.1.2	Hypothèses de travail et méthode expérimentale	63
5.1.3	Application de la méthode	65
5.2	Décomposition spinodale	69
5.2.1	Introduction théorique	69
5.2.2	Corrélations en charges	72
5.2.3	Calcul des probabilités intrinsèques	74
5.2.4	Les corrélations	75
5.3	Loi d'échelle	80
5.4	Conclusion	81
		83
6	Reconstruction du quasi-projectile	85
6.1	Caractéristiques des événements	85
6.1.1	Sélection des événements	86
6.1.2	Classement des événements	87
6.2	Reconstruction du quasi-projectile	87
6.2.1	Méthodologie	87
6.2.2	Caractéristiques du QP reconstruit	90
6.3	Conclusion	91
7	Corrélations entre les deux plus gros fragments	93
7.1	Déviations par rapport à une émission statistique	93
7.1.1	L'asymétrie de charge	93
7.1.2	Les distributions angulaires	95
7.2	Effets de proximité de la cible et dynamiques	99

7.2.1	Les fonctions de corrélation	99
7.2.2	Mise en évidence des effets dynamiques	106
7.3	Conclusion	107
	Conclusion	109
	Bibliographie	113
	A L'AFD pour le système Ni+Ni à 40, 52, 64, 74, 82 et 90A MeV	117
	B Corrélations en charges	131
	C Article publié dans Nuclear Physics	135

Liste des tableaux

3.1	Sélection sur le rapport d'isotropie (R_{iso}) et le moment de Fox d'ordre deux (H_2) pour définir les deux échantillons de départ.	32
3.2	Les conditions sur la charge des deux plus gros fragments de l'événement.	32
4.1	Les caractéristiques moyennes de la source formée pour les différentes énergies incidentes utilisées. La charge estimée est calculée en tenant en compte l'acceptance de 90% de 4π	53
4.2	Les valeurs des paramètres d'entrée utilisés par le code SMM.	58
5.1	Caractéristiques des pics supérieurs au fond 1.	79
6.1	Les caractéristiques cinématiques et la section efficace géométrique (σ_{geo}) pour les différents systèmes utilisés.	85

Table des figures

1	Équation d'état de la matière nucléaire.	3
2	Mécanismes de réaction.	5
3	Mécanismes de réaction.	5
1.1	Représentation en couronnes d'INDRA.	10
1.2	Module de détection d'INDRA à trois étages.	11
1.3	Représentations d'une chambre à ionisation.	12
1.4	Exemple de matrice d'identification CsI.	14
1.5	Exemple de matrice d'identification CsI-Si.	14
1.6	Vue générale du multidétecteur HÉRACLÈS.	15
1.7	Vue en coupe du multidétecteur HÉRACLÈS.	16
1.8	Vue en perspective de la matrice de corrélation.	17
1.9	Exemple de matrice d'identification CsI de la matrice 4π CRL-Laval.	18
1.10	Exemple de matrice d'identification Si-CsI de la matrice 4π CRL-Laval.	18
2.1	Z_{tot} versus P_{tot} à 32A MeV.	22
2.2	Z_{tot} versus P_{tot} à 90A MeV.	22
2.3	Influence de la sélection.	23
2.4	Influence de la sélection.	24
3.1	R_{iso} versus H_2 à 32A MeV.	31
3.2	Comparaison entre les monsource et bisource.	33
3.3	Distribution de la variable D_{625} pour Ni+Ni à 32A MeV.	34
3.4	Comparaison des variables statiques entre les données et SIMON.	35
3.5	Comparaison des autres variables entre les données et SIMON.	36
3.6	Distribution de la variable D_{625} à 32A MeV (SIMON).	37
3.7	$(D_{625})^{exp}$ versus $(D_{625})^{sim}$ à 32A MeV.	38
3.8	Évolution des caractéristiques statiques à 32A MeV en fonction de D_{625}	40
3.9	Évolution des multiplicités à 32A MeV en fonction de D_{625}	41
3.10	Évolution des caractéristiques cinématiques à 32A MeV.	43
3.11	Évolution des caractéristiques globales à 32A MeV.	45
4.1	Évolution des distributions de charges en fonction de l'énergie incidente.	48
4.2	Évolution des distributions de Z_{max} à 40, 52 et 64A MeV.	49
4.3	Évolution des multiplicités en fonction de l'énergie incidente.	50
4.4	Évolution de Z versus V_{par} en fonction de l'énergie incidente.	51
4.5	Comparaison avec les résultats obtenus à partir de SIMON.	52
4.6	Distributions de la charge totale et de l'énergie d'excitation de la source.	54
4.7	Comparaison des données à 32A MeV avec SMM.	56
4.8	Comparaison des données à 40A MeV avec SMM.	57
4.9	Comparaison des données à 52A MeV avec SMM.	58

5.1	Capacité calorifique pour les données expérimentales.	66
5.2	Capacité calorifique pour une source qui se désexcite par évaporation. . .	67
5.3	Résultats pour une source qui se désexcite par multifragmentation. . .	68
5.4	Résultats pour une source déformée.	69
5.5	Relation de dispersion pour un système infini.	70
5.6	Relation de dispersion pour un système fini.	71
5.7	Simulation de la décomposition spinodale.	72
5.8	Processus de formation de fragments par décomposition spinodale. . . .	73
5.9	Distributions expérimentales et celles obtenues avec MPI à 32A MeV. . .	74
5.10	Distributions expérimentales et celles obtenues avec MPI à 40A MeV. . .	75
5.11	Distributions expérimentales et celles obtenues avec MPI à 52A MeV. . .	76
5.12	Les fonctions de corrélation expérimentales en charges.	77
5.13	Évolution des fonctions de corrélation avec $\langle Z \rangle$	78
5.14	$\log(\sigma^2)$ versus $\log(\langle m \rangle^2)$	81
5.15	Les fonctions d'échelle des distributions de Z_{max}	82
6.1	Z_{tot} versus $E_{ }$ pour le système $^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$	86
6.2	Z_{tot} versus $E_{ }$ pour le système $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$	86
6.3	Z versus $V_{ }$ pour le système $^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$	88
6.4	Distributions de V_p^{QP} pour le système $^{58}\text{Ni}+^{24}\text{Mg}$	89
6.5	Distributions de V_p^{QP} pour le système $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$	90
6.6	$\langle Z_{QP} \rangle$ versus b_{exp}	91
6.7	$\langle Z_h \rangle$ versus b_{exp}	91
6.8	$\langle V_{QP} \rangle$ versus b_{exp}	92
6.9	$\langle \theta_{QP} \rangle$ versus b_{exp}	92
7.1	Distributions d'asymétrie de charge simulées avec SMM.	94
7.2	Distributions d'asymétrie de charge expérimentales.	95
7.3	Définition des angles θ_{Prox} et θ_{Spin}	96
7.4	Distributions de $\cos(\theta_{Prox})$ et $\cos(\theta_{Spin})$ simulées avec SMM.	97
7.5	Distributions de $\cos(\theta_{Prox})$ et $\cos(\theta_{Spin})$ simulées avec SMM.	98
7.6	Distributions expérimentales de $\cos(\theta_{Spin})$	99
7.7	Distributions expérimentales de $\cos(\theta_{Prox})$	100
7.8	Distributions expérimentales en angle azimutal.	102
7.9	Les fonctions de corrélation en angle azimutal.	103
7.10	Les fonctions de corrélation en vitesse réduite.	104
7.11	Les fonctions de corrélation en vitesse réduite.	105
7.12	Corrélation entre la charge et la vitesse dans le c.m. de la réaction. . .	107
A.1	Évolution des caractéristiques statiques à 40A MeV en fonction de D_{625} . .	118
A.2	Autres caractéristiques à 40A MeV en fonction de D_{625}	119
A.3	Évolution des caractéristiques statiques à 52A MeV en fonction de D_{625} . .	120
A.4	Autres caractéristiques à 52A MeV en fonction de D_{625}	121
A.5	Évolution des caractéristiques statiques à 64A MeV en fonction de D_{625} . .	122
A.6	Autres caractéristiques à 64A MeV en fonction de D_{625}	123
A.7	Évolution des caractéristiques statiques à 74A MeV en fonction de D_{625} . .	124
A.8	Autres caractéristiques à 74A MeV en fonction de D_{625}	125
A.9	Évolution des caractéristiques statiques à 82A MeV en fonction de D_{625} . .	126
A.10	Autres caractéristiques à 82A MeV en fonction de D_{625}	127
A.11	Évolution des caractéristiques statiques à 90A MeV en fonction de D_{625} . .	128

A.12	Autres caractéristiques à 90A MeV en fonction de D_{625}	129
B.1	Évolution des fonctions de corrélation avec σ_Z à 32A MeV.	132
B.2	Évolution des fonctions de corrélation avec σ_Z à 40A MeV.	133
B.3	Évolution des fonctions de corrélation avec σ_Z à 52A MeV.	134

Introduction

La recherche sur la nature fondamentale de la matière est un sujet qui a été abordé pour la première fois par les philosophes grecs. En particulier, 400 ans avant J.-C., Démocrite pense que chaque type de matériel peut être subdivisé en plus petits morceaux jusqu'à ce qu'on atteigne une limite "atome" qu'on ne peut pas diviser. Vu sous cet angle, l'atome serait donc le plus petit constituant de la matière, individuel, solidaire et invisible. La science moderne a longtemps abondé en ce sens, considérant elle aussi l'atome comme une particule élémentaire, fondamentale et invisible. C'est dans la deuxième partie du 19^{ème} siècle seulement, qu'on commença à pressentir l'existence de corpuscules plus petits, sans pour autant parvenir à expliquer le phénomène. Si le chimiste russe Mendéléev établit la classification périodique des éléments en 1869, il est naturel que l'étape suivante soit l'étude des propriétés fondamentales des atomes individuels des différents éléments. Ces études conduisent à la découverte de la radioactivité de certains types d'atomes par Becquerel en 1896 et l'identification de substances radioactives par Marie et Pierre Curie en 1898. Il fallut attendre 1902 pour voir le physicien anglais J. J. Thomson proposer un modèle atomique statique, lequel fut d'ailleurs rejeté en 1911, par Rutherford, qui imagina une représentation dynamique analogue au système solaire où le noyau jouait le rôle du soleil, et les électrons celui des planètes. Les expériences effectuées plus tard allaient démontrer qu'un grand nombre de particules, prises pour élémentaires, ne l'étaient pas en réalité.

Dans le noyau, qui est une matière très dense, la matière est constituée de protons et de neutrons. Les propriétés thermiques et mécaniques de cette matière sont encore mal connues. La compréhension de la structure des noyaux atomiques et des propriétés de la matière nucléaire nécessite l'exploration d'états extrêmes des noyaux. C'est probablement N. Bohr, en 1936, qui a suggéré le premier la possibilité de chauffer les noyaux en les bombardant avec des neutrons énergétiques. L'idée est que la particule incidente subit une succession de collisions avec les nucléons du noyau d'où la possibilité de stocker dans le noyau de l'énergie sous forme désordonnée. Un noyau est considéré comme chaud à partir du moment où sa structure à l'équilibre est perturbée.

Les collisions d'ions lourds sont un outil pour chauffer, comprimer et faire subir de multiples contraintes aux noyaux afin d'étudier en laboratoire leurs propriétés

thermodynamiques et dynamiques. On espère ainsi obtenir des informations sur les différents états possibles de cette matière et accéder à la détermination de l'équation d'état nucléaire, qui est la relation entre l'énergie par nucléon E/A et la densité ρ . Sa compréhension est fondamentale puisque le mécanisme d'explosion de supernovae, la structure interne des étoiles à neutrons ainsi que la formation de la matière nucléaire à l'origine de notre univers sont autant de phénomènes qui en dépendent fortement. Explorer l'équation d'état nucléaire reste un problème extrêmement complexe faisant appel à beaucoup de développements théoriques : incorporation d'effets quantiques, champ moyen dépendant du temps avec inclusion d'un terme de collision et traitement stochastique des fluctuations ; ce sont les méthodes de la thermodynamique et physique statistique appliquées aux systèmes finis. L'équation d'état d'un système reflète les interactions élémentaires entre ses constituants. L'interaction nucléon-nucléon possède un terme dominant répulsif à courte distance ($\leq 0.5 \text{ fm}$) et attractif à plus longue distance ($\geq 0.8 \text{ fm}$) [Sur98]. Cette forme analogue à celle d'un potentiel intermoléculaire (de type Lennard-Jones par exemple) et bien que de nature tout à fait différente, suggère que l'équation d'état d'un système infini de nucléons peut être paramétrée de manière similaire à celle d'un fluide de Van der Waals. Cette analogie n'est que formelle : à la différence des molécules d'un fluide neutre par exemple, les nucléons sont des fermions et donc soumis au principe de Pauli. De plus, contrairement au cas des fluides réels simples, il est extrêmement difficile d'établir le lien entre interaction élémentaire nucléon-nucléon et équation d'état [Sur98]. La figure 1 propose une représentation de l'équation d'état obtenue à partir d'une force phénoménologique de type Skyrme. Le point de saturation correspond au point de pression nulle et densité finie. Ces calculs théoriques prédisent l'existence d'un point critique correspondant à une température $T_C \sim 18 \text{ MeV}$. Au dessous de T_C coexistent deux régions de stabilité pour la matière nucléaire infinie : la phase gazeuse à basse densité et la phase liquide à haute densité. Ces deux domaines sont séparés par une région instable, appelée zone spinodale, où les petites fluctuations de densité ou de pression ne sont pas amorties, et conduisent à l'explosion du système. Au delà du point critique, une phase unique subsiste constituée de nucléons libres.

Les collisions d'ions lourds constituent un domaine de physique en pleine expansion, avec l'avènement des accélérateurs très performants qui permettent d'accélérer des ions à des énergies variables allant de 10A MeV à des énergies de plusieurs A GeV. Un point essentiel des collisions entre ions lourds aux énergies de Fermi concerne la complexité de la réaction : de nombreuses particules et des fragments sont produits et différents mécanismes de réaction peuvent aussi exister. Une détection quasi complète des produits de réaction, une bonne identification de la direction d'émission de chacun des produits et une bonne identification en charge sont nécessaires pour caractériser les collisions. Ceci a conduit les physiciens à mettre en oeuvre les outils de détection appropriés. C'est pourquoi des multidétecteurs plus performants ont été construits afin de collecter une information maximale. La génération des détecteurs 4π (AMPHORA [Dra89],

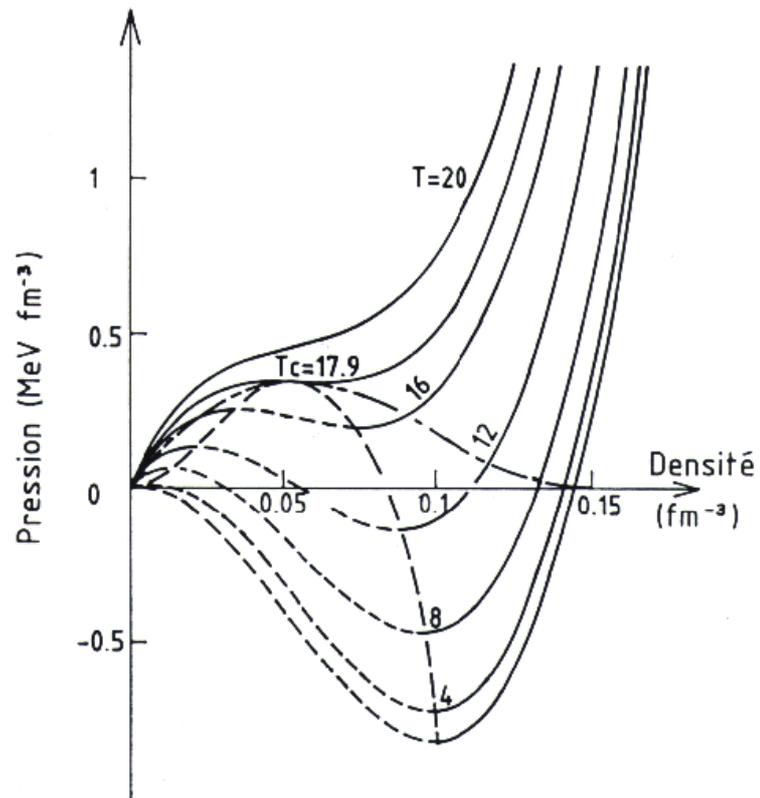


FIG. 1 – Équation d'état de la matière nucléaire. Les courbes en traits pleins à température constante indiquent les isothermes. La région spinodale est indiquée par des traits discontinus long. Les points traités montrent la région de coexistence liquide-gaz.

MULTICS [Ior93], NAUTILUS [Biz86, Peg90], INDRA [Pou95, Ste95, Pou96], CRL-LAVAL [Lar94], ALADIN [Lyn94]... permet effectivement d'obtenir des mesures dites exclusives avec lesquelles les caractéristiques de chacun des produits de la réaction sont enregistrées.

Les mécanismes de réaction dépendent principalement de deux quantités : le paramètre d'impact et l'énergie incidente du projectile. La représentation des différents mécanismes de réaction est illustrée sur les figures 2 et 3.

Dans les collisions centrales (petits paramètres d'impact), l'identité des deux noyaux entrant en collision est perdue. Aux énergies de faisceau de quelques A MeV, la collision est principalement de type collectif ; les deux noyaux se fondent en un seul noyau chaud qui va se désexciter par évaporation de particules ou en fissionnant en deux fragments de masses similaires. La théorie statistique de Weisskopf décrit largement ce phénomène. Aux hautes énergies ($\sim 100A$ MeV), les échelles de temps caractéristiques de la phase de recouvrement des deux noyaux diminuent et il devient moins évident que le système ait le temps de se thermaliser. Les mécanismes prédominants font intervenir les collisions nucléon-nucléon. Dans ce cas, le système peut exploser ou se désintégrer complètement en plusieurs noyaux plus légers. Aux énergies intermédiaires (~ 20 à $100A$ MeV), on s'attend à une compétition entre ces deux mécanismes. Dans ce cas, seule une fraction des deux noyaux fusionne pour former un résidu excité (quasi-fusion) qui peut se désexciter par émission de nucléons, voire de fragments plus lourds. Une part de l'énergie est dissipée par émission de particules rapides au début de la collision avant même que la fusion n'ait eu lieu. On parle de l'émission de pré-équilibre pour signifier que ces particules ne sont pas émises par un système thermiquement équilibré. Cette émission, expérimentalement difficile à caractériser, est cependant fort intéressante puisque ces particules de pré-équilibre sont la mémoire des forces subies par le système lors des premiers instants de la collision.

Dans les collisions semi-périphériques (un paramètre d'impact qui a une valeur intermédiaire), et aux faibles énergies de faisceau, le processus dominant est une diffusion dite profondément inélastique. Dans ce cas, les deux noyaux gardent globalement leur identité, mais échangent matière, impulsion et énergie. Une grande partie de l'énergie cinétique disponible est dissipée dans les degrés de liberté collectifs. Le système peut former dans ce cas une espèce d'état moléculaire à deux noyaux en rotation sur lui même [Sur98]. Aux plus hautes énergies ($\sim 100A$ MeV), l'énergie devient trop élevée pour que les deux partenaires de la collision restent collés ; seuls les nucléons appartenant à la zone de recouvrement sont effectivement impliqués dans la collision. On parle de mécanisme participant-spectateur pour signifier la différence entre les résidus du projectile et de la cible, et la zone participante correspond au recouvrement. Aux énergies de Fermi, les deux noyaux gardent leur identité, mais leur taille est beaucoup plus petite car une partie de la masse du système a été émise entre les deux partenaires

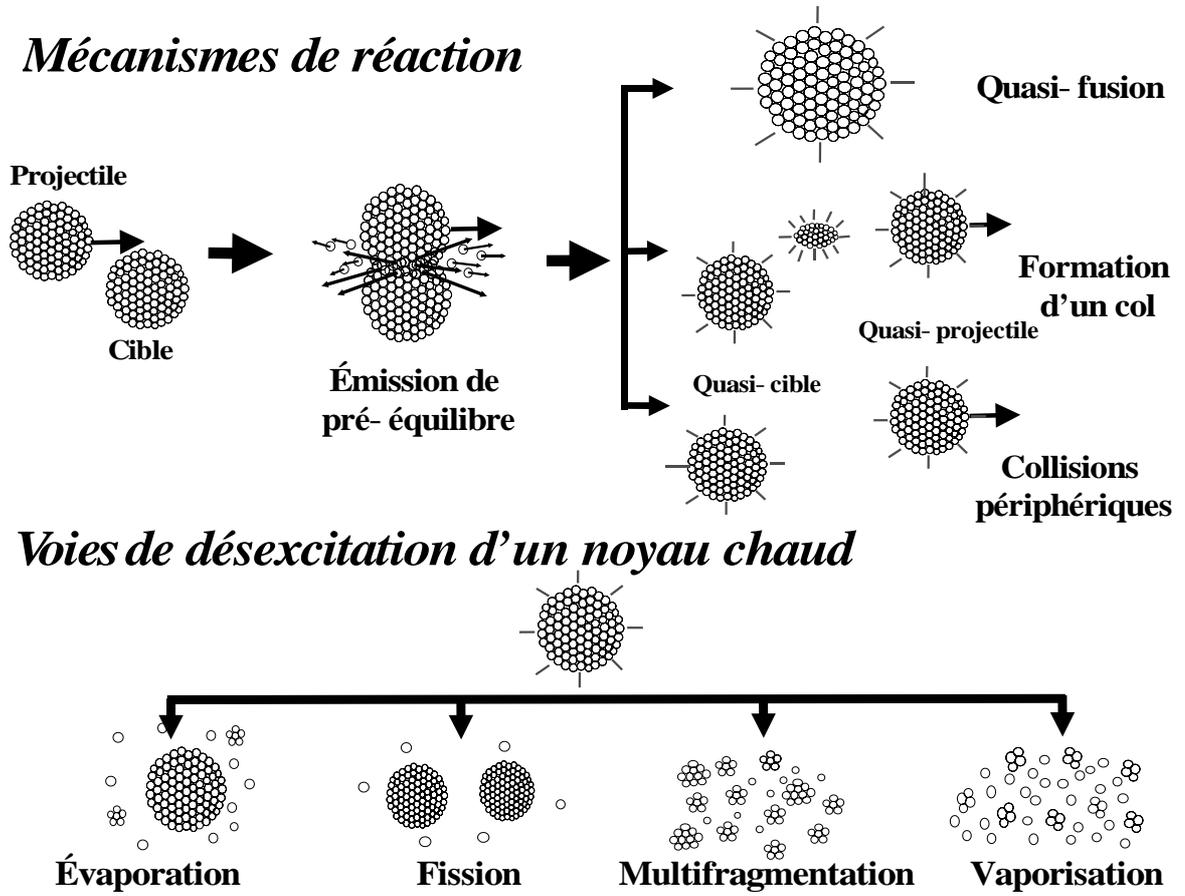


FIG. 2 – Schématisation des mécanismes de réaction et des voies de sortie lors des collisions entre ions lourds.

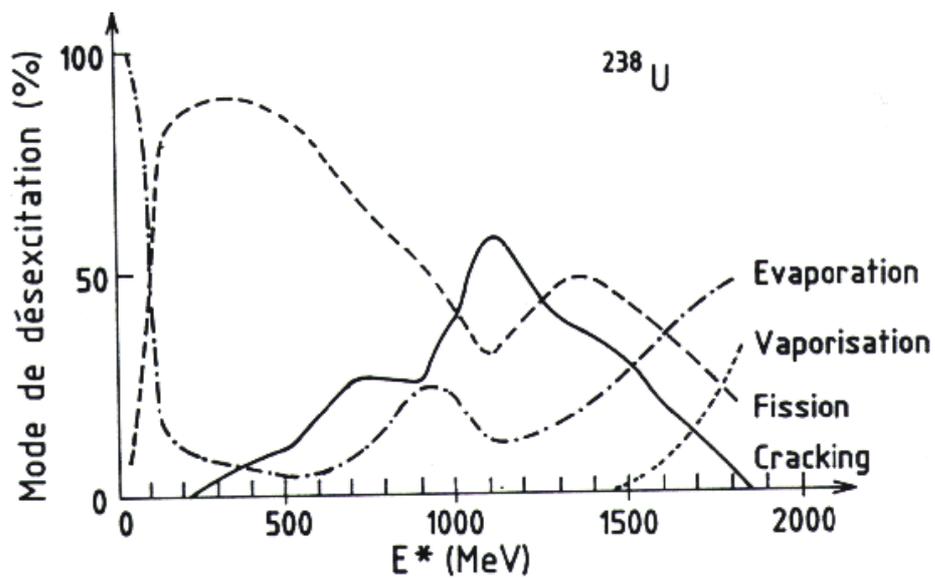


FIG. 3 – Mécanismes de désexcitation d'un noyau chaud. Exemple de résultats de modèle statistique [Sur98].

de la collision. Cette émission, appelée émission de mi-rapacité, domine la section efficace de la réaction pour les paramètres d'impact intermédiaires. À ces énergies, les différentes sources ne sont pas assez séparées pour pouvoir les identifier correctement.

Pour les plus grands paramètres d'impact, ce sont les réactions de diffusion élastique qui sont mises en jeu. Dans ce cas, la collision est largement dominée par les effets coulombiens. À basse énergie de faisceau, la trajectoire est fortement défléchie par la répulsion coulombienne, mais à plus haute énergie cet effet devient négligeable.

Puisque ces mécanismes de réaction sont d'une grande complexité à identifier, car seule la phase finale de la collision est accessible expérimentalement, de nombreux modèles théoriques ont été élaborés pour tenter de décrire les collisions de façon aussi réaliste que possible. Cependant, seule la confrontation des données expérimentales aux prédictions des calculs théoriques permet de valider ces derniers. Les mécanismes de réaction et la désexcitation des noyaux formés sont décrits par deux classes de modèles :

- **Approches dynamiques** [Sur89, Sur91, Cho91, Gua96, Tur01] : Ces modèles décrivent l'interaction entre les deux partenaires de la collision en fonction du temps. Le système résultant n'arrive pas nécessairement à l'équilibre ; le système passe par une région de basse densité appelée zone spinodale où la matière est mécaniquement instable et les petites fluctuations de densité ou de pression ne sont pas amorties mais amplifiées. Pour tenter de tenir compte de cet effet, une amélioration de la résolution de l'équation de Boltzmann est obtenue en ajoutant un terme de fluctuation stochastique de valeur moyenne nulle. Les modèles basés sur ce principe sont de type Boltzmann-Langevin [Gua96]. Ces modèles vont être utiles pour essayer de mieux comprendre la formation des noyaux chauds et les phénomènes hors-équilibre, où tous les degrés de liberté ne sont pas forcément relaxés avant la désexcitation du système.
- **Approches statistiques** : Ces modèles interviennent vers la fin de la collision au niveau de la désexcitation du système, indépendamment du processus conduisant à sa formation. Ils supposent qu'il y a formation d'un système équilibré qui va ensuite se désexciter suivant différentes modes. Dans ce cas, on distingue deux catégories. D'une part le modèle EES [Fri90] où le système équilibré est soumis à une expansion spatiale due à l'énergie d'excitation élevée. Dans un premier temps, le système va se refroidir par émission de particules légères énergétiques, et il va finir par émission de fragments lorsque la région de basse densité est atteinte. D'autre part, nous distinguons les modèles de multifragmentation de Berlin [Gro90] et de Copenhague [Bon85a, Bon95]. Le système dans ce cas atteint une région de basse densité (appelée configuration de freeze-out) où il se casse en fragments qui sont suffisamment séparés de sorte que l'interaction nucléaire devient négligeable par rapport à la répulsion coulombienne. À ce stade, le système a atteint un équilibre thermodynamique, et les différentes partitions des fragments ($Z, A, E^* \dots$) sont gouvernées par les poids statistiques qui sont calculés dans l'en-

semble microcanonique. Ensuite, les fragments chauds subissent une propagation coulombienne et se dés excitent par émission de particules légères.

Les études de la multifragmentation dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi se sont intensifiées dès les années 90 avec le développement des techniques pour extraire les collisions les plus dissipatives conduisant à la formation d'une source de quasi-fusion [Mar95, Sal97, Mas99, Bel00]. Les études menées sur ces événements montrent des désaccords avec l'image d'une source sphérique totalement thermalisée du fait de l'existence d'une composante collective d'énergie d'expansion des fragments [Mar95, Sal97, Nei99, Gui02], et de l'introduction d'une déformation pour expliquer l'anisotropie observée dans les énergies cinétiques moyennes [Bou01, Lav01]. La multifragmentation est intensivement étudiée car elle pourrait être associée aux transitions de phase liquide-gaz de la matière nucléaire. Le liquide serait représenté par les gros fragments et la phase gazeuse par les particules ou fragments légers. Plusieurs travaux théoriques ont essayé de faire un lien entre la multifragmentation et les transitions de phase [Ran81, Bon85b, Bon85c, Gro90, Zab95, Cho99], et ont développé un formalisme pour l'adapter aux noyaux. Du côté expérimental, les premiers indices de transition de phase ont vu le jour grâce à l'observation des distributions de masse [Fin82] et aux courbes caloriques [Poc95]. Dernièrement, des travaux basés sur l'extraction de la capacité calorifique conduisent à l'affirmation de l'existence d'un signal de transition de phase du premier ordre [Dag00, Dag02, Nei99, Gui02].

La première partie de ce travail sera consacrée à l'étude du système symétrique léger Ni+Ni à différentes énergies de bombardement. Après une description rapide des dispositifs expérimentaux dans le premier chapitre et un rappel des différentes méthodes de sélection utilisées le plus couramment pour le tri des collisions dans le deuxième chapitre, la nouvelle façon d'utiliser la méthode d'Analyse Factorielle Discriminante pour sélectionner les événements monosource sera détaillée dans le troisième chapitre. Nous allons ensuite étudier le comportement général des collisions centrales en fonction de l'énergie incidente et caractériser la source de quasi-fusion dans le quatrième chapitre. On va alors comparer nos résultats avec les résultats déjà obtenus pour le système Xe+Sn, et voir si on peut apporter des informations sur les effets de taille des systèmes ainsi que sur les modes de désintégration. Dans le cinquième chapitre on va mettre en oeuvre quelques techniques utilisées pour la recherche de signature de transition de phase.

Par ailleurs, l'étude des mécanismes des réactions dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi montre la prédominance du caractère binaire de la collision [Lot92, Que93, Lec94, Lar95, Pet95, Bea96, Lar97], un processus qui conduit à la formation de deux sources. Leurs propriétés (charge, masse et vitesse) sont proches de celles de la cible et du projectile, on les nomme respectivement quasi-projectile (QP) et quasi-cible (QT). Récemment, on s'est intéressé aux fragments de fission binaire formés après la première étape des collisions profondément inélastiques [Cas93, Ste95, Boc00, Nor01,

[Col03, Sta96], en posant la question sur l'aspect statistique en fonction de l'aspect dynamique de la fission. Stefanini et al. [Ste95] ont montré que la fission binaire des systèmes lourds ($A \approx 100$), en deux fragments asymétriques, est influencée par des effets hors-équilibre. Dernièrement, les auteurs [Boc00, Nor01, Col03] ont montré à partir d'une méthode de déconvolution basée sur les distributions angulaires, que le processus d'émission alignée avec la direction du QP se fait en concurrence avec la fission standard pour les systèmes très lourds ($A \approx 200$). Dans le cas de la brisure binaire du QP, qui est formé dans la collision $^{48}\text{Ti}+^{93}\text{Nb}$ à 19.1A MeV [Sta96], en deux fragments symétriques, le temps de brisure est calculé et trouvé très court ($200 \text{ fm}/c$), ce qui indique que le QP se brise à proximité du QT. Une étude plus récente du groupe de Laval, sur la production de particules à mi-rapidité formées dans les collisions Ni+C et Au [Gin02a, Gin02b, Che02] suggère l'existence de deux phénomènes pour la production de ces particules. Le premier est une émission prompte de particules provenant de la région de recouvrement aux premiers instants de la collision. Le second phénomène peut être lié à la déformation du gros partenaire contribuant au peuplement de la région de mi-rapidité.

La deuxième partie de ce travail est de prolonger les études précédentes et en particulier de chercher les effets de proximité de la cible et les effets dynamiques sur la brisure binaire d'un projectile léger (^{58}Ni), en deux fragments symétriques ou asymétriques, en utilisant quatre cibles différentes (C, Mg, Zn et Au). Le sixième chapitre est consacré aux méthodes de sélection et à la reconstruction de la source de quasi-projectile (QP). Dans le dernier chapitre, on va étudier les corrélations entre les deux fragments résultant de la brisure binaire du QP dans le but de comprendre leur origine.

Chapitre 1

Présentation des matrices de détection

Lors d'une réaction entre un projectile et une cible, de nombreuses particules et fragments avec des caractéristiques différentes (charge, masse, énergie et direction d'émission) sont produits. Une étude exhaustive, qui inclut la compréhension des mécanismes mis en jeu lors de la formation de ces produits, nécessite l'utilisation d'un ensemble de détecteurs, appelé multidétecteur, capable d'enregistrer une information maximale et précise sur ces collisions. Étant donné que de nombreux travaux ont décrit les caractéristiques détaillées des deux multidétecteurs qu'on a utilisé, ce chapitre donnera une description sommaire du dispositif expérimental.

1.1 Le multidétecteur INDRA

Le multidétecteur INDRA compte parmi la 2^{ème} génération de matrices conçues pour détecter le grand nombre de particules et fragments émis lors des collisions d'ions lourds [Pou95, Ste95, Pou96]. Ses principales caractéristiques sont les suivantes :

- Granularité et couverture spatiale importantes, permettant ainsi de limiter la probabilité de comptages multiples à 5%. La couverture spatiale est de l'ordre de 90% de l'angle solide 4π .
- La gamme en taille des produits de la réaction identifiés est étendue ($1 \leq Z \leq 54$) avec des énergies variant de 1 MeV à 4 GeV.
- Une bonne identification isotopique des particules chargées jusqu'au béryllium.

1.1.1 Efficacité géométrique

INDRA est constitué de 336 modules de détection indépendants, regroupés en 17 couronnes autour de l'axe de faisceau qui forme son axe de symétrie. La figure 1.1 montre une représentation en couronnes d'INDRA. Selon le type de détecteurs qui forment ses modules, INDRA peut être divisé en trois zones :

- **Couronne 1** ($2^0 - 3^0$) montée avec 12 détecteurs phoswich.
- **Couronnes 2 à 9** ($3^0 - 45^0$) comprenant 180 télescopes à trois étages de détection. Le premier étage est formé par des chambres d'ionisation (ChIo), le second par des détecteurs silicium (Si) et le troisième par des scintillateurs à iodure de césium (CsI) (cf. figure 1.2).
- **Couronnes 10 à 17** ($45^0 - 176^0$) comportent 24, 16 ou 8 modules chacune et sont constituées de télescopes à seulement deux étages, comprenant une chambre d'ionisation et quatre scintillateurs à iodure de césium chacun

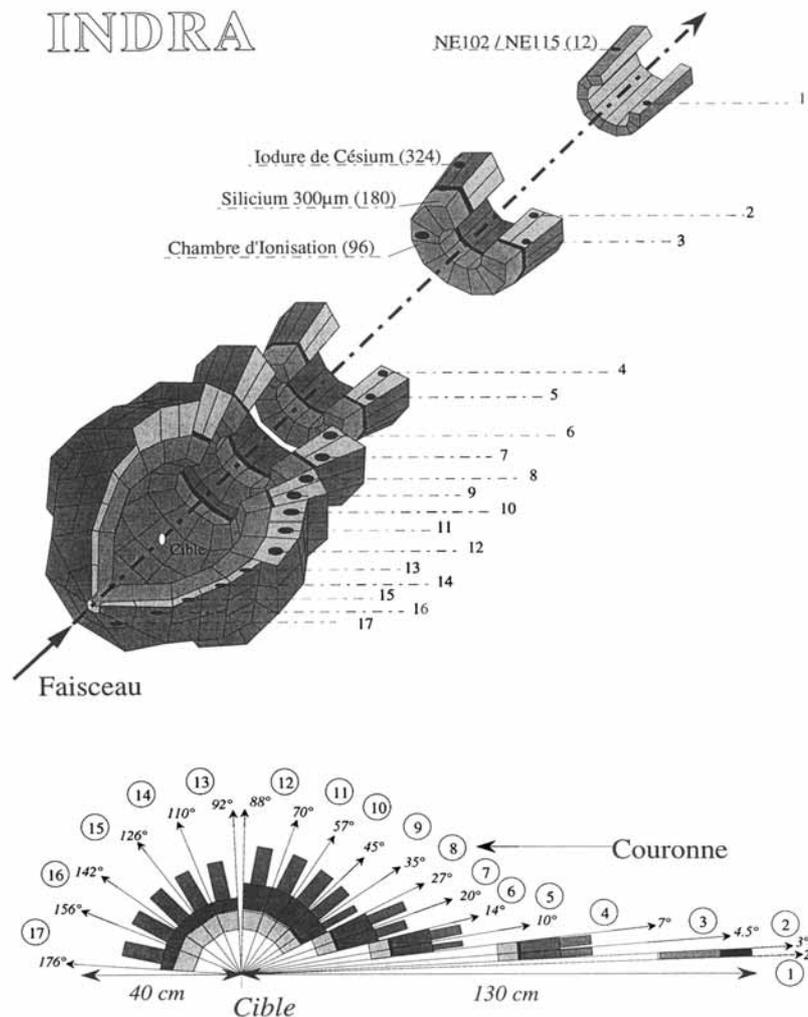


FIG. 1.1 – Vue générale et en coupe selon l'axe du faisceau du multidétecteur INDRA.

Dans INDRA, les zones perdues ont trois origines :

- Les trous pour que le faisceau entre et sorte de la chambre à vide ($0^\circ - 2^\circ, 176^\circ - 180^\circ$).
- L'emplacement de la cible ($88^\circ - 92^\circ$).
- La zone morte entre deux détecteurs.

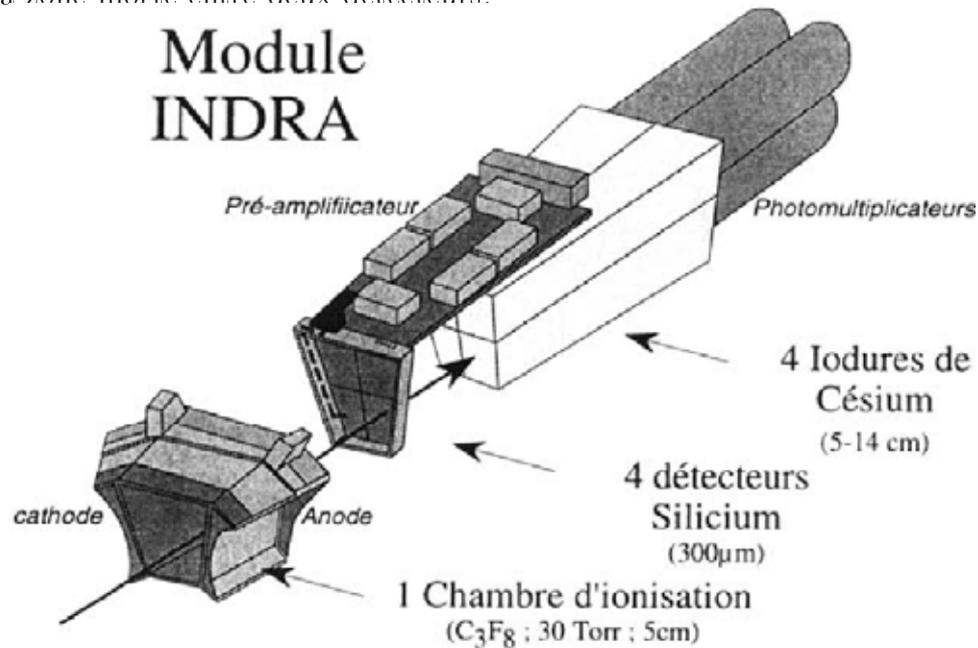


FIG. 1.2 – Exemple d'un module de détection d'INDRA à trois étages.

1.1.2 Les modules de détection

Nous allons maintenant décrire brièvement chaque type de détecteurs composant les télescopes d'INDRA.

Le premier étage de détection des couronnes 2 à 17 est formé de chambres à ionisation (cf. figure 1.3). Ces détecteurs ont été choisis car ils permettent de minimiser les seuils de détection à environ 1A MeV. Lorsqu'une particule traverse la chambre, le gaz (C_3F_8) est ionisé. Le champ électrique orienté axialement permet la collection des charges par l'anode. Pour une charge donnée, l'amplitude du signal électrique produit est proportionnelle à l'énergie déposée.

Le deuxième étage des couronnes 2 à 9 est composé des détecteurs silicium (cf. figure 1.2). L'interaction d'une particule chargée avec le silicium induit la création de paire électron-trou, qui sous l'effet d'un champ électrique externe diffusent vers l'électrode où le signal sera collecté. Associé avec le signal détecté dans les ChIo, il permet d'obtenir la charge et l'énergie des ions qui s'arrêtent dans le Si, tandis qu'un couplage avec les CsI permet d'avoir les caractéristiques des fragments les plus rapides et des particules légères.

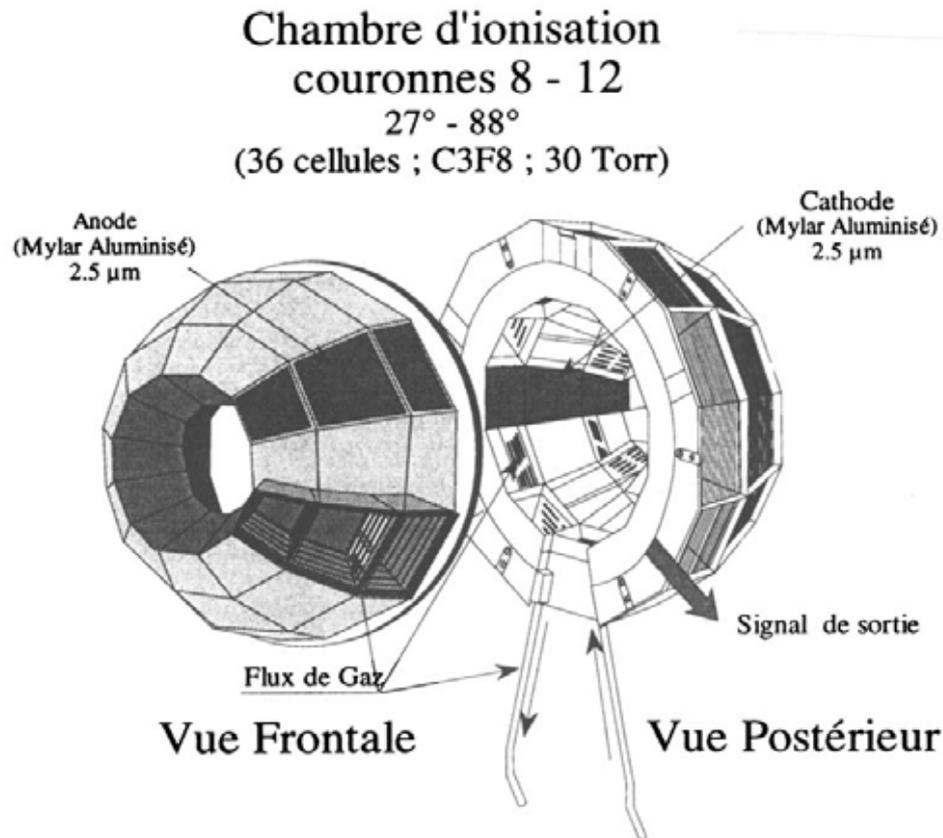


FIG. 1.3 – Représentations frontale et postérieure des chambres à ionisation des couronnes 8 à 12 d'INDRA.

Le dernier étage des télescopes d'INDRA est composé de scintillateurs CsI(Tl). Ils sont destinés à détecter les fragments et particules les plus énergétiques. Le passage d'une particule dans le scintillateur excite les atomes du réseau cristallin qui se désexcitent vers l'état fondamental par émission de photons. Ces derniers seront collectés par une photocathode couplée à un photomultiplicateur accolé à chaque cristal qui amplifiera et transformera le signal lumineux en un signal électrique.

La première couronne d'INDRA est constituée de 12 phoswichs. Ces derniers permettent une bonne identification en charge avec des seuils de l'ordre de 6A MeV pour les particules légères, et de 23A MeV pour les $Z \simeq 40$. Leur intérêt vient de leur capacité à supporter les forts taux de comptage attendus dans les angles avant.

1.1.3 L'identification

L'identification des produits de la réaction s'effectue selon deux procédures.

Identification à partir de l'énergie perdue dans le milieu

Lorsqu'une particule traverse un milieu, l'énergie déposée dans ce dernier est liée à l'énergie de la particule par [Bet30]

$$-\frac{dE}{dx} = \alpha \frac{Z^2 A}{E} \quad (1.1)$$

où A et Z sont la masse et la charge de la particule et α une constante de proportionnalité.

Si l'on connaît l'énergie (ΔE) déposée par la particule dans un détecteur suffisamment mince pour qu'elle ne s'y arrête pas, et l'énergie (E') qu'elle dépose dans le détecteur situé juste derrière le premier, on peut calculer l'énergie initiale de la particule ($E = \Delta E + E'$) et on est donc capable de calculer $Z^2 A$. Les points correspondant à un même Z se regroupent donc selon des hyperboles si l'on trace $\Delta E = f(E)$. De plus, si la résolution est suffisamment grande, nous sommes alors capables d'évaluer les valeurs de la charge et de la masse de la particule.

L'identification est faite en construisant plusieurs combinaisons de signaux :

- Si-ChI_o pour les fragments lourds et les moins énergétiques.
- CsI-Si pour les fragments les plus énergétiques et particules légères peu énergétiques.
- CsI-ChI_o pour les fragments.

Identification à partir de l'analyse de forme des signaux

Lorsqu'une particule chargée traverse un scintillateur, elle excite ses niveaux d'énergie moléculaires. La désexcitation se fait par émission de rayonnements dont l'intensité s'écrit sous la forme :

$$I = I_0 \exp(-t/\tau) \quad (1.2)$$

τ est la durée de vie du niveau excité.

Les CsI répondent selon deux constantes de temps différentes, l'une est courte (τ_R) et l'autre est longue (τ_L). L'intensité s'exprime alors par :

$$I = I_R \exp(-t/\tau_R) + I_L \exp(-t/\tau_L) \quad (1.3)$$

I_R et I_L dépendent de l'énergie déposée par la particule et sa nature, leur rapport est très sensible à sa charge et à sa masse. À l'aide des cartes CsI(long)-CsI(courte), on peut obtenir une identification isotopique des particules et fragments légers.

La figures 1.4 et 1.5 donnent un exemple d'une matrice d'identification CsI(long)-CsI(rapide) et Si-CsI.

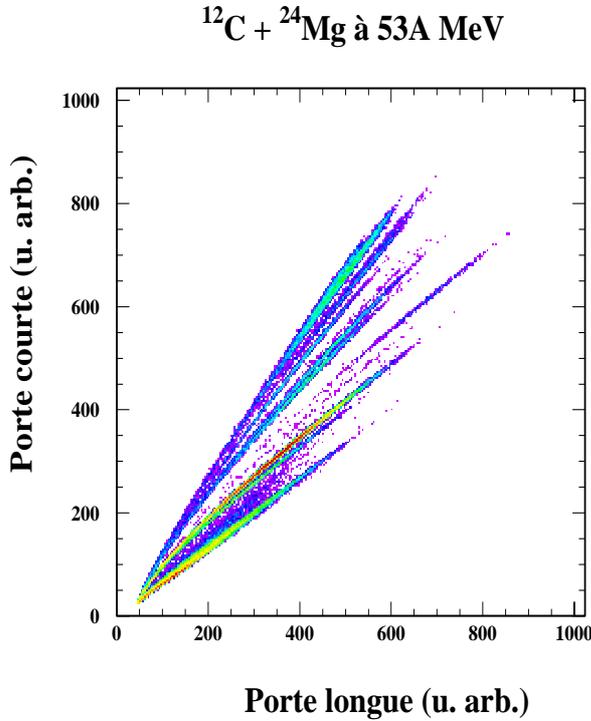


FIG. 1.4 – Exemple d'un spectre d'identification représentant la porte courte en fonction de la porte longue pour un détecteur CsI de la couronne 2.

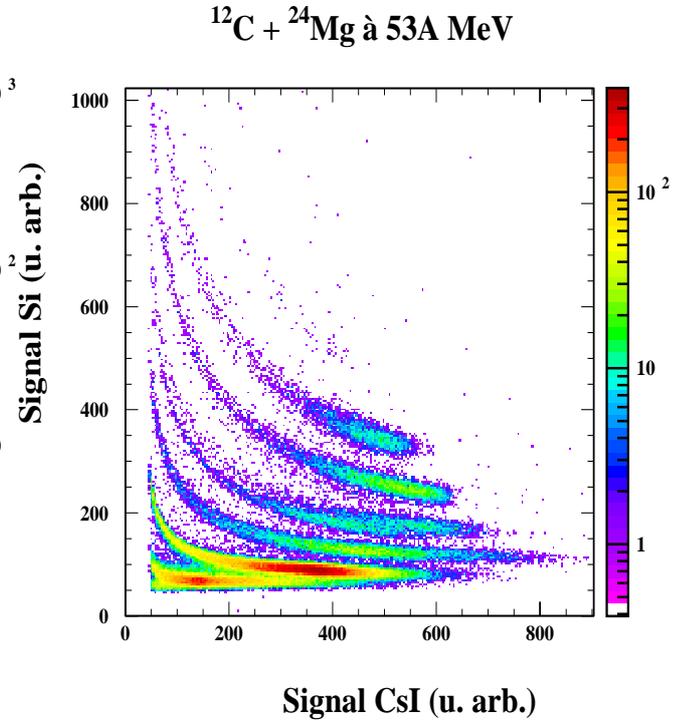


FIG. 1.5 – Exemple de matrice d'identification CsI-Si construite à partir d'un module de la couronne 2.

La calibration des détecteurs est faite suivant deux méthodes différentes. La première pour les chambres d'ionisation et les siliciums, et la seconde pour les scintillateurs. Ces méthodes ont déjà été présentées dans de nombreuses thèses [Sal97, Nei99, Mas99, Tab00, Nor01].

1.1.4 Description des données utilisées

La première partie de cette thèse concerne l'étude du système Ni+Ni à 32, 40, 52, 64, 74, 82 et 90A MeV. Ces collisions ont été réalisées lors de la deuxième campagne d'expériences faite avec le multidétecteur INDRA en mai et juin 1994. Un faisceau de ^{58}Ni chargé positivement a été accéléré et focalisé sur une cible de nickel, d'épaisseur $179\mu\text{g}/\text{cm}^2$, placée au centre de la matrice. Les prises de données ont été effectuées selon deux types de déclenchement : une multiplicité ≥ 1 et une multiplicité ≥ 4 . Le premier mode est utile pour calculer la section efficace, tandis que le deuxième permet d'éliminer les collisions les plus périphériques.

1.2 La matrice 4π CRL-Laval, ou HÉRACLÈS

1.2.1 La matrice 4π CRL-Laval

Le multidétecteur 4π CRL-Laval est composé de 144 détecteurs de forme trapézoïdale groupés en dix anneaux centrés sur l'axe du faisceau. Chaque anneau est constitué de cellules de détection en général identiques, mais leur nombre peut varier d'un anneau à l'autre. Les figures 1.6 et 1.7 montrent une représentation de la matrice. Deux types de détecteurs forment la matrice :

- **Anneaux 0 à 3** : ($2^\circ - 24^\circ$) comprennent 64 détecteurs de type phoswich. Dans ce cas les seuils de détection varient de 7.5A MeV pour les $Z = 1$ à 27.5A MeV pour les $Z = 28$.
- **Anneaux 4 à 9** : les anneaux 4 et 5 ($24^\circ - 46^\circ$) sont composés de 32 détecteurs de CsI(Tl), qui permettent une identification isotopique des particules légères jusqu'au Be. Les seuils de détection varient de 2.1 à 3.9A MeV pour les particules de $Z = 1$ à $Z = 4$. Pour les anneaux 6 à 9 ($46^\circ - 140^\circ$) on a un ensemble appelé mini-balle de détecteurs CsI.

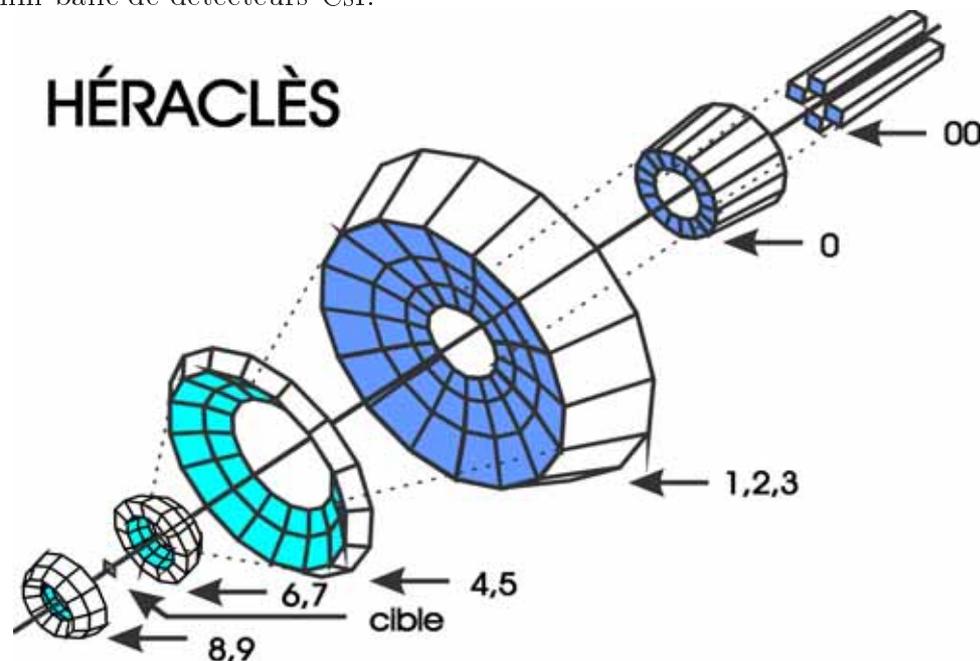


FIG. 1.6 – Vue générale du multidétecteur HÉRACLÈS.

Notons que pour l'expérience de juillet 1996, trois télescopes Si-Si-CsI ont remplacé des modules de détection dans les anneaux 2, 3 et 5. Ces détecteurs sont caractérisés par des signaux indépendants pour chaque étage. L'identification isotopique obtenue est très bonne pour les particules de charges $Z = 1$ à $Z = 4$.

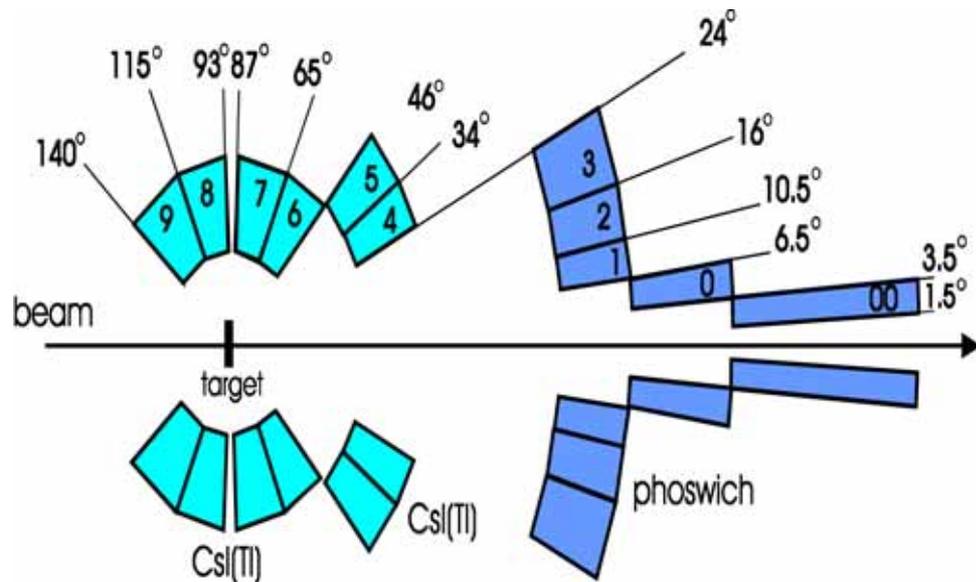


FIG. 1.7 – Vue en coupe selon l’axe de faisceau du multidétecteur HÉRACLÈS.

1.2.2 HÉRACLÈS

Pour l’expérience de mars 1999 le multidétecteur 4π CRL-Laval a été renommé HÉRACLÈS. Dans ce cas, quatre détecteurs plastiques, similaires à ceux des anneaux 0 à 3 ont été disposés dans un anneau 00 couvrant le domaine polaire compris entre $1.5^\circ - 3.3^\circ$. Trois détecteurs Si ont également été positionnés devant des détecteurs plastiques des anneaux 1, 2 et 3 pour avoir une résolution isotopique pour des fragments légers. Cinq télescopes Si-Si-CsI(Tl), possédant chacun quatre secteurs carrés ($5\text{cm} \times 5\text{cm}$) pour les couches de Si, ont été disposés à des angles de 40° (2x), 65° (2x) et 135° (1x) et à des distances par rapport à la cible de 20, 20 et 8cm, respectivement. Ces détecteurs permettent d’obtenir une résolution isotopique jusqu’aux ions du carbone. Finalement, une matrice de corrélation Si-Plastique a été positionnée à l’emplacement occupé précédemment par quatre détecteurs des anneaux 2 et 3. Cette matrice (cf. la figure 1.8) est constituée d’une plaque de Si de $300\mu\text{m}$ segmentée en 16 pistes de lecture dans les axes x et y, placée devant un groupement de 32 scintillateurs plastiques (BC444) couplés à un large photomultiplicateur sensible à la position. À partir de la position moyenne calculée de la lumière à la surface du photomultiplicateur, il est possible de déterminer la position d’entrée d’une ou plusieurs particules dans la matrice.

Les figures 1.9 et 1.10 donnent des exemples de matrices d’identification utilisées pour l’identification des particules dans 4π CRL-laval.

Les méthodes d’étalonnage et de calibration des détecteurs sont détaillées dans d’autres travaux [Lar94, Gin02a].

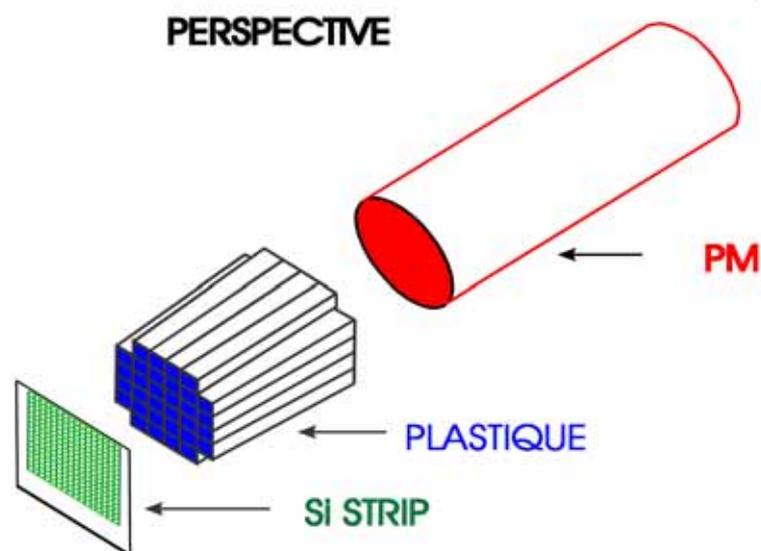


FIG. 1.8 – Vue en perspective de la matrice de corrélation.

1.2.3 Description des données utilisées

Expérience de juillet 1996

Cette expérience s'est déroulée au Tandem Accelerator Superconducting Cyclotron (TASCC) du laboratoire d'Énergie Atomique du Canada Ltée à Chalk River en juillet 1996. Un faisceau de $^{58}\text{Ni}^{22+}$ est accéléré jusqu'à une énergie de 34.5A MeV et focalisé sur une cible mince placée au centre de la matrice 4π CRL-Laval. Plusieurs cibles furent utilisées au cours de l'expérience : ^{14}C , ^{24}Mg , ^{nat}Ti et ^{197}Au .

Expérience de mars 1999

Cette expérience a été effectuée au Cyclotron Institute de l'Université Texas A&M à College Station en mars 1999. Des faisceaux de $^{58,64}\text{Ni}$ et ^{70}Zn de 40A MeV ont été focalisés sur une cible placée au centre de la chambre de réaction d'HÉRACLÈS. Des cibles de $^{58,64}\text{Ni}$ et $^{64,70}\text{Zn}$ ont été utilisées.

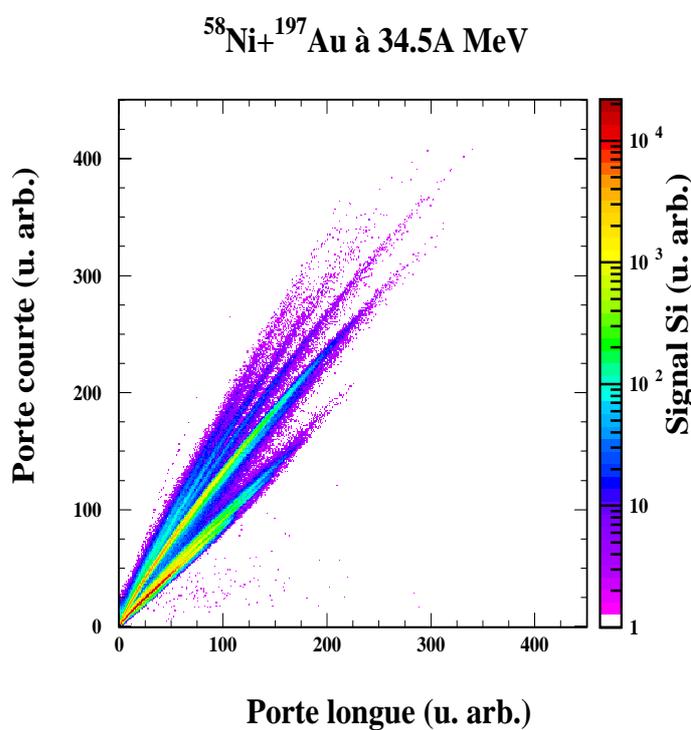


FIG. 1.9 – Exemple d’un spectre d’identification représentant la porte courte en fonction de la porte longue pour un détecteur CsI de l’anneau 4 de la matrice 4π CRL-Laval.

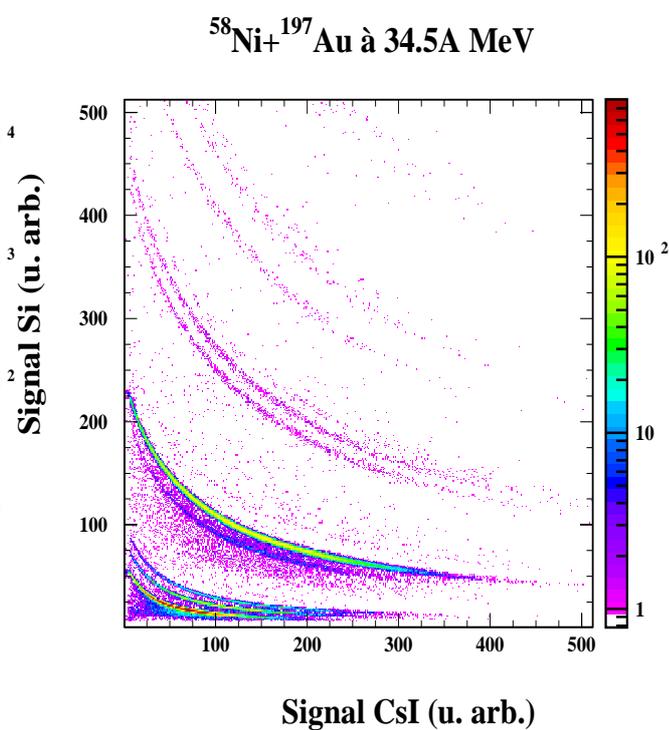


FIG. 1.10 – Exemple de matrice d’identification CsI-Si de l’anneau 2 de la matrice 4π CRL-Laval.

1^{ère} partie :

Étude des collisions centrales

Chapitre 2

Outils usuels de tri des événements

Nous nous proposons d’analyser les événements de source unique où tous les produits de la réaction proviennent de la multifragmentation ou de l’émission séquentielle d’un système constitué de la majorité des nucléons des deux noyaux de la voie d’entrée. La faible section efficace des événements monosource [Bro84, Met95, Mas99, Des00, Lau03] nécessite une méthode de sélection appropriée pour séparer les événements de source unique des événements binaires.

2.1 Caractérisation des événements

2.1.1 Événements complets

Dans l’analyse que nous allons présenter, il faut nous assurer que la quantité d’informations que nous possédons sur l’événement soit maximale, d’où la notion d’“événements complets”, c’est-à-dire des événements pour lesquels nous sommes sûrs d’avoir une détection presque complète de tous les produits de la réaction. Les événements complets sont définis en se servant des lois de conservation -de charge, de l’impulsion, de l’énergie-. Une méthode simple consiste à construire le diagramme $Z_{tot} = f(P_{tot})$ où Z_{tot} est la charge totale détectée et P_{tot} est l’impulsion totale parallèle au faisceau.

Les diagrammes $Z_{tot} = f(P_{tot})$ sont montrés sur les figures 2.1 (32A MeV) et 2.2 (90A MeV). Ces corrélations montrent clairement que pour un bon nombre de collisions, les événements ne sont pas complètement détectés. Nous distinguons trois zones :

- Zone (a) qui correspond à de faibles charges et impulsions totales détectées : la majeure partie des produits de ces événements a échappé à INDRA.
- Zone (b) où l’impulsion est voisine de l’impulsion initiale, mais la charge totale

est proche de celle du projectile. La quasi-cible n'avait pas suffisamment d'énergie pour franchir les seuils de détection et d'identification, et seules ses particules légères émises lors de collisions périphériques sont détectées.

- Zone (c) qui concerne les événements dont l'intégralité ou presque des particules a été recueillie. C'est naturellement sur ce type de données que porte notre analyse. Dans la suite nous gardons donc comme lot de départ pour notre étude les événements qui vérifient les critères $Z_{tot} \geq 0.8Z_{ini}$ et $P_{tot} \geq 0.8P_{ini}$.

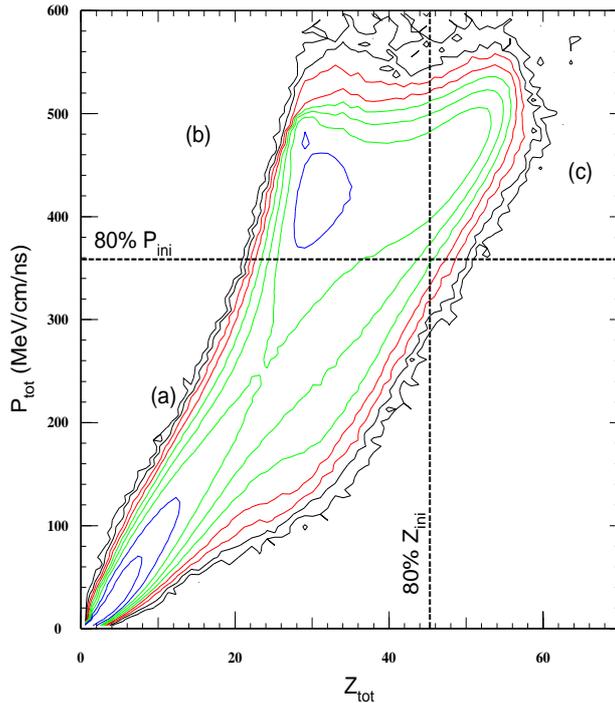


FIG. 2.1 – Ni+Ni à 32A MeV. Corrélation entre la charge totale détectée et l'impulsion totale parallèle au faisceau.

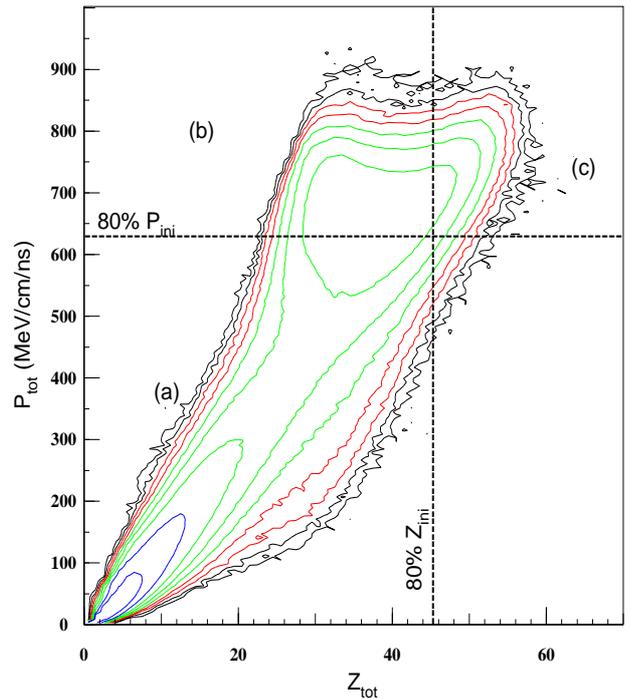


FIG. 2.2 – Ni+Ni à 90A MeV. Idem figure 2.1

2.1.2 Vision globale des événements

La figure 2.3 présente la charge de chaque fragment ($Z \geq 3$) en fonction de sa vitesse parallèle dans le référentiel du centre de masse, pour les événements incomplets (ceux qui ne vérifient pas la condition de complétude) et ceux sélectionnés par le critère de complétude pour le système Ni+Ni à 32A MeV, 52A MeV et 90A MeV. Pour les événements incomplets, nous distinguons une composante avec des grandes charges et une vitesse proche de celle du projectile. Ces événements sont donc liés à des collisions périphériques pour lesquelles un (ou les deux) partenaire(s) n'a pas (n'ont pas) été détecté(s); le projectile a très peu interagi avec la cible et s'est trouvé peu excité. Dans ce cas, la vitesse de la cible est trop faible pour qu'elle passe les seuils de détection. Pour les événements complets, ces collisions les plus périphériques ont été éliminées.

Etant donné que la vitesse relative entre le projectile et la cible croît quand l'énergie incidente augmente, les deux branches, correspondant à la vitesse du projectile et celle de la cible, sont moins séparées à 32 qu'à 90A MeV.

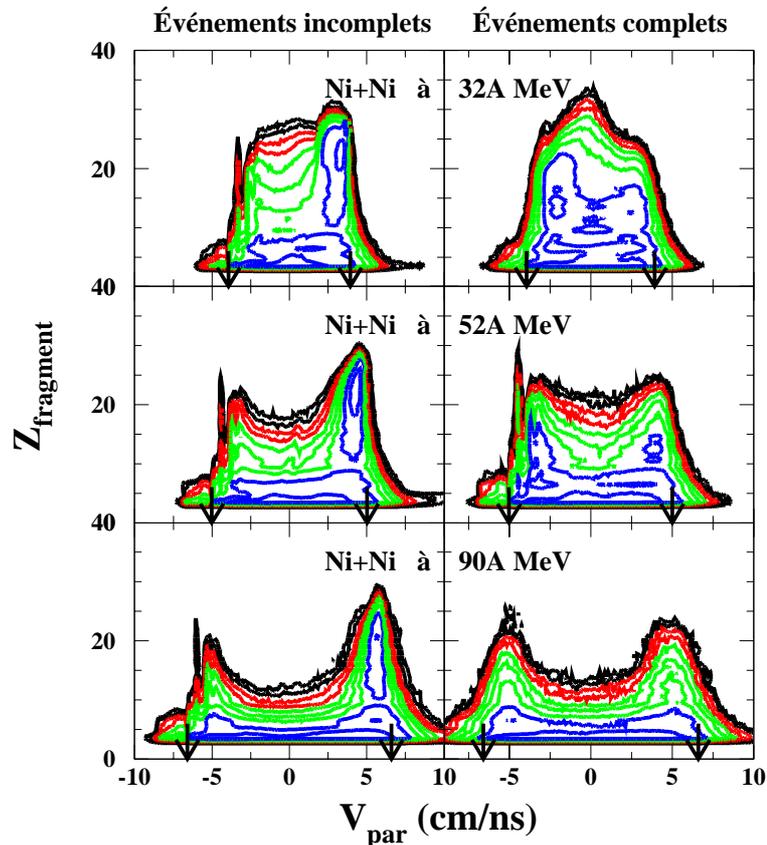


FIG. 2.3 – Corrélation entre la charge et la vitesse des fragments dans le centre de masse de la réaction pour les événements incomplets et complets à 32A MeV, 52A MeV et 90A MeV. Les deux flèches indiquent la vitesse de la cible et celle du projectile.

On se demande comment la multiplicité de particules chargées a évolué avec la sélection que nous avons effectué. La figure 2.4 permet une comparaison entre les multiplicités correspondant aux événements totaux, et celles associées aux événements complets. On constate que pour les événements complets, les événements associés à une basse multiplicité ont été éliminés et les événements de très haute multiplicité sont conservés. En ce qui concerne l'évolution en fonction de l'énergie incidente, la multiplicité moyenne de particules légères augmente avec l'énergie, alors que la multiplicité moyenne de fragments ne semble pas être sensible à l'énergie de faisceau.

La sélection en complétude permet donc un premier tri en paramètre d'impact en éliminant les collisions les plus périphériques mais reste insuffisante pour sélectionner les collisions centrales recherchées. L'étape suivante est de présenter les différentes variables couramment utilisées pour la sélection des événements monosource.

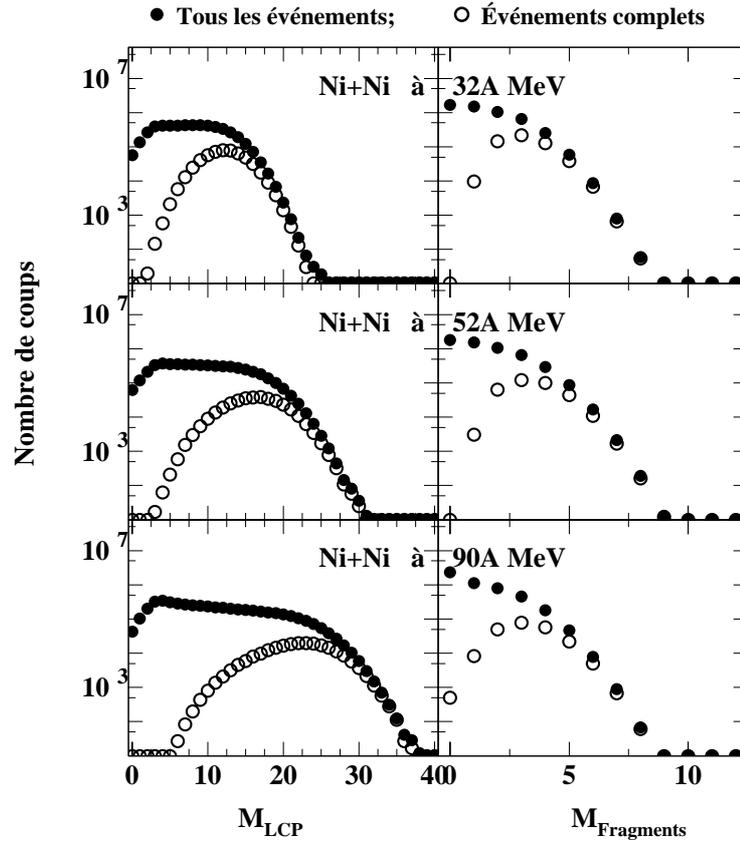


FIG. 2.4 – Distribution de la multiplicité de particules légères et de fragments pour tous les événements (points noirs) et pour les événements complets (points vides).

2.2 Variables globales

Maintenant que nous nous sommes assurés de la bonne qualité des données que nous allons utiliser, nous allons présenter les méthodes de sélection les plus couramment utilisées pour tenter de trier les événements. Ces méthodes reposent sur le choix de variables globales contenant un maximum d'information sur les collisions. Ces variables sont utilisées pour isoler des classes d'événements où les noyaux chauds ont des caractéristiques similaires. En plus des variables statiques, comme la multiplicité totale des particules chargées, M_{tot} [Cav90, Col98], la charge du plus gros fragment, Z_{max} [Col98, Lau98], la charge des particules liées ($Z \geq 2$), Z_{bound} [Hub91], ou la différence de charge entre les deux plus gros fragments, $Z_{max} - Z_{max-1}$ [Bis96]..., apparaissent des variables cinématiques comme le rapport d'isotropie, angle de flot, etc. ; le choix de ces variables globales varie selon le domaine d'énergie, le dispositif expérimental, le système étudié et bien sûr le lot d'événements que l'on désire sélectionner.

2.2.1 Rapport d'isotropie

Le rapport d'isotropie est une variable cinématique globale qui permet de déterminer l'existence d'une direction privilégiée dans l'espace des impulsions ou des énergies. Il est défini dans l'espace des impulsions par :

$$R_{iso} = \frac{2 \sum_{i=1}^{Mult} |p_{\perp}^i|}{\pi \sum_{i=1}^{Mult} |p_{\parallel}^i|} \quad (2.1)$$

Les impulsions p_{\perp}^i et p_{\parallel}^i sont calculées dans le centre de masse de la réaction sommées sur la multiplicité ($Mult$), et $\frac{2}{\pi}$ est un facteur de normalisation. Si l'événement présente une direction privilégiée selon la direction du faisceau, le R_{iso} sera proche de 0, alors que si les fragments sont émis de façon isotrope le R_{iso} tend vers 1.

Compte tenu des études antérieures faites sur le système Ni+Ni à 32A MeV [Mas99, Des00], il a été montré que le rapport d'isotropie est la variable globale usuelle la plus pertinente pour séparer les événements monosource des événements binaires.

Le rapport d'isotropie en énergie est défini de manière similaire par :

$$E_{rat} = \frac{\sum_{i=1}^{Mult} E_{\perp}^i}{\sum_{i=1}^{Mult} E_{\parallel}^i} \quad (2.2)$$

Les valeurs caractéristiques de E_{rat} sont 0 (respectivement 1) pour les événements allongés (respectivement sphériques ou compacts).

2.2.2 Moments de Fox et Wolfram

Le moment de Fox et Wolfram d'ordre deux [Fox78] est défini par

$$H_2 = \frac{1}{H_0} \sum_{i,j} |\vec{p}_i| |\vec{p}_j| \frac{3 \cos^2 \theta_{ij} - 1}{2} \quad (2.3)$$

avec $H_0 = \sum_{i,j} |\vec{p}_i| |\vec{p}_j|$. Les indices i et j varient de 1 à la multiplicité de l'événement, \vec{p}_k est le vecteur impulsion de la particule k et θ_{ij} est l'angle relatif entre les deux particules d'indices i et j .

Cette variable H_2 permet de discriminer les événements dans lesquels les particules sont distribuées isotropiquement de ceux dont l'émission se fait selon un axe privilégié. Pour les événements les plus sphériques H_2 est près de 0, tandis que pour les plus étirés H_2 tend vers 1.

Cette variable, bien que moins sélective par rapport au rapport d'isotropie, a l'avantage de ne pas être totalement corrélée au rapport d'isotropie et peut être utilisée en supplément de cette dernière dans le tri des événements.

2.2.3 Angle de flot

Une autre grandeur, qu'il est intéressant de définir, est la direction du flux de matière émis après la collision : l'angle de flot. Cette variable peut également nous renseigner sur le type de réaction mis en jeu. Ainsi, pour un événement peu dissipatif, le flux de la matière sera caractérisé par une direction proche de celle du faisceau. Dans le cas d'une réaction dissipative, la déviation par rapport à l'axe du faisceau sera beaucoup plus marquée et importante. Si le système perd la mémoire de la voie d'entrée, il n'existe plus de direction privilégiée.

Les axes de l'ellipsoïde (vecteurs propres \vec{e}_i dont les valeurs propres λ_i , $i = 1, 2, 3$) sont déterminés en diagonalisant le tenseur caractéristique de la forme de l'événement défini par [Cug83] :

$$T_{ij} = \sum_{n=1}^{Mult} \gamma(p^{(n)}) p_i^{(n)} p_j^{(n)}, \quad (2.4)$$

$p_i^{(n)}$ est l'impulsion de la particule n selon l'axe i d'un repère cartésien. $\gamma(p^{(n)})$ est un poids qui donne l'unité du tenseur :

- * Si $\gamma(p^{(n)}) = \frac{1}{m_n}$, T_{ij} a la dimension d'une énergie.
- * Si $\gamma(p^{(n)}) = \frac{1}{p^{(n)}}$, T_{ij} a la dimension d'une impulsion.
- * Si $\gamma(p^{(n)}) = \frac{1}{(p^{(n)})^2}$, T_{ij} représente la distribution des particules.

Dans la suite nous utiliserons le tenseur en énergie. L'angle de flot est défini comme étant l'angle entre le grand axe ($\lambda_1 \vec{e}_1$) de l'ellipsoïde et la direction du faisceau.

Cette variable quant à elle, qui présente une possibilité de discrimination analogue au rapport d'isotropie est fortement corrélée avec cette dernière.

2.2.4 Sphéricité et coplanarité

Certaines variables de forme utilisent les valeurs propres du tenseur des moments afin de mieux caractériser la forme de l'événement. La sphéricité S et la coplanarité C comptent parmi les plus courantes [Lop89, Mja87] :

$$S = \frac{3}{2}(1 - \lambda_1) \quad (2.5)$$

$$C = \frac{\sqrt{3}}{2}(\lambda_2 - \lambda_3) \quad (2.6)$$

avec $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$, valeurs propres du tenseur défini par l'équation 2.4. Les événements dont $S=1$ et $C=0$, correspondent à une forme compacte. Ceux pour lesquels $S=0$ et $C=0$ ont une forme allongée.

Ces deux variables relativement peu sélectives peuvent être utilisées pour visualiser l'effet des différentes sélections effectuées.

2.2.5 Énergie transverse

L'une des variables cinématiques qui mesurent la violence de la collision est construite sur la somme des énergies transverses, calculée à partir des vitesses perpendiculaires à la direction du faisceau, des particules légères ($Z \leq 2$),

$$E_{trans} = \sum_{i=1}^{M_{LCP}} E_i \sin^2 \theta_i. \quad (2.7)$$

M_{LCP} est la multiplicité de particules légères chargées. E_i est l'énergie de la particule i et θ_i est son angle d'émission. Cette variable mesure la dissipation de l'énergie, plus la collision est violente plus l'énergie transverse augmente. Cette variable a été utilisée comme sélecteur avec le détecteur INDRA [Luk97, Fra98, Pla99].

2.3 Conclusion

Dans ce chapitre on a discuté les caractéristiques globales des événements bruts et aussi celles des événements qui ont satisfait les critères de complétude. Une fois qu'on est assuré de la bonne qualité des données que nous allons utiliser, différentes variables globales, que nous allons utiliser dans le chapitre suivant, ont été présentées. Certaines vont nous être utiles pour sélectionner des événements monosource et binaires qui vont servir de support à l'Analyse Factorielle Discriminante (AFD), et d'autres pour comparer les caractéristiques des différentes tranches sélectionnées à partir de l'AFD.

Chapitre 3

Sélection des données : Analyse Multidimensionnelle

Si la sélection des événements complets permet d'éliminer les collisions très périphériques, la corrélation entre la charge des fragments et leur vitesse parallèle (chapitre 2), montre que les événements sélectionnés appartiennent à une large gamme en paramètre d'impact. Donc, comme l'objet de ce travail est la sélection des collisions centrales correspondant à une source unique, on doit trouver une variable de tri permettant de discriminer le plus efficacement possible les différents types de collisions en biaisant le moins possible les grandeurs physiques que nous voulons extraire de l'analyse.

3.1 Analyse Factorielle Discriminante (AFD)

L'utilisation d'une seule variable pour sélectionner les collisions peut ne pas suffire et/ou se rapporter à un aspect particulier de la collision, ce qui fait que l'information totale contenue dans les données, après une coupure sur cette observable, n'est pas conservée.

Les analyses multidimensionnelles comme l'analyse factorielle discriminante (AFD), l'analyse en composantes principales (ACP), ou l'analyse en réseaux de neurones, permettent d'intégrer divers aspects de la collision (forme, dissipation, etc.) en isolant différentes classes de réactions. L'AFD est une technique destinée à classer différentes familles d'événements, caractérisées par un nombre important de variables. Elle a été utilisée dans un premier temps, avec un générateur d'événements [[Mas99](#), [Des00](#), [Sam02](#), [Gui02](#)] pour chercher quelle est la combinaison linéaire de variables qui sépare le mieux les différentes classes de collisions ; pour la même classe de mécanismes, la majorité des variables doivent prendre des valeurs voisines et donc auront les mêmes caractéristiques

générales.

L'idée originale a été alors d'utiliser les moments quadridimensionnels [Mas99, Des00]. Les moments multidimensionnels généralisés sont définis par :

$$M_{jklm} = \left\{ \frac{1}{Mult} \sum_i \left(\frac{E_A(i) - \overline{E}_A}{\sigma_A} \right)^j \left(\frac{E_x(i) - \overline{E}_x}{\sigma_x} \right)^k \left(\frac{E_y(i) - \overline{E}_y}{\sigma_y} \right)^l \left(\frac{E_z(i) - \overline{E}_z}{\sigma_z} \right)^m \right\}^\mu;$$

$$\mu = \frac{1}{j + k + l + m} \quad (3.1)$$

E_A est l'énergie de masse et $E_\nu(i) = \frac{1}{2}A_i|v_\nu|v_\nu$, où $\nu \in \{x, y, z\}$, est l'énergie cinétique de la particule ou fragment i selon l'axe ν .

Les moments M_{0000} , M_{1000} (M_{0100} , M_{0010} , M_{0001}) et M_{2000} (M_{0200} , M_{0020} , M_{0002}) ne sont pas calculés par cette formule. Ils représentent respectivement la multiplicité, la moyenne de la masse (respectivement la moyenne de l'énergie selon x, y et z) et la déviation standard de la masse (respectivement la déviation standard de l'énergie selon x, y et z).

Le domaine de variation des paramètres (j, k, l, m) a été fixé à $\{0, 1, 2, 3, 4\}$, puisque l'on observe une saturation de l'information statistique à partir de l'ordre 4 pour Ni+Ni à 32A MeV [Mas99]. L'application de l'AFD avec les moments quadridimensionnels engendre une variable discriminante correspondant à la direction sur laquelle les projections des deux groupes initiaux sont le mieux séparées. Cette variable discriminante est notée :

$$D_{625} = \sum_{(j,k,l,m)=0}^4 \alpha_{jklm} M_{jklm}. \quad (3.2)$$

L'AFD consiste donc à calculer les coefficients α_{jklm} de sorte que les deux groupes aient une discrimination optimum.

Il est à noter que dans ce travail l'AFD est appliquée directement sur les données physiques sans utiliser de modèle dans un premier temps pour calculer les coefficients α_{jklm} , contrairement aux analyses précédentes [Mas99, Des00, Sam02, Gui02]. Ces analyses étaient basées sur un simulateur d'événements monosource et bisource, pour mettre en évidence la discrimination de ces deux classes d'événements. Par conséquent, pour tenter d'améliorer la méthode jusqu'à présent basée uniquement sur la simulation [Mas99], avec l'inconvénient que les événements monosource retenus comportaient tous un gros fragment associé à des petits (cf. chapitre 4 figure 4.5). Dans notre analyse nous allons donc utiliser l'AFD avec des événements expérimentaux, le premier tri qui servira de support à l'AFD étant effectué par les variables globales usuelles, pour tenter de récupérer l'ensemble des partitions pour les monosource.

3.2 Application de l'AFD

3.2.1 Définition des deux classes d'événements

Contrairement aux simulations où les événements monosource et bisource sont connus, avec les données expérimentales on n'est pas capable de distinguer *a priori* ces deux classes d'événements. Le fait que le rapport d'isotropie R_{iso} et H_2 sont deux variables qui représentent une bonne discrimination et qu'elles ne sont pas totalement corrélées l'une avec l'autre [Mas99], nous conduit à les utiliser ensemble. La figure 3.1 représente l'évolution du rapport d'isotropie en fonction du moment de Fox d'ordre deux. On constate que les deux variables présentent une anti-corrélation.

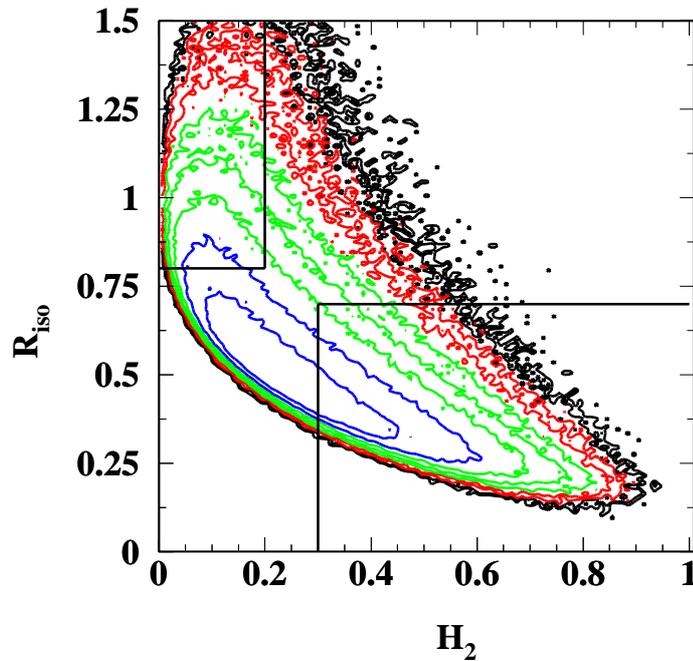


FIG. 3.1 – Corrélation entre le rapport d'isotropie et le moment de Fox d'ordre deux, dans le cas du système Ni+Ni à 32A MeV.

Pour construire les deux échantillons des événements monosource et bisource on définit une coupure sur le rapport d'isotropie R_{iso} et le moment de Fox d'ordre deux H_2 comme indiqué dans le tableau (3.1).

Si l'événement ne satisfait pas à ces conditions, on sélectionne suivant la charge des deux plus gros produits chargés, comme indiqué dans le tableau (3.2) pour récupérer le maximum de partitions correspondant à des événements monosource et bisource.

La figure 3.2 montre une comparaison de quelques variables, que ce soit de forme, cinématiques ou statiques, entre les deux classes d'événements que l'on vient de sélection-

Système	Collisions centrales	Collisions périphériques
Ni+Ni à 32-40A MeV	$R_{iso} > 0.8$ et $H_2 < 0.2$	$R_{iso} < 0.7$ et $H_2 > 0.3$
Ni+Ni à 52-90A MeV	$R_{iso} > 0.7$ et $H_2 < 0.2$	$R_{iso} < 0.7$ et $H_2 > 0.2$

TAB. 3.1 – Sélection sur le rapport d’isotropie (R_{iso}) et le moment de Fox d’ordre deux (H_2) pour définir les deux échantillons de départ.

Système	Collisions centrales	Collisions périphériques
Ni+Ni à 32-90A MeV	$Z_{max} - Z_{max-1} > 8$ ou bien $Z_{max} < 6$	$Z_{max} - Z_{max-1} < 6$ et $Z_{max} > 6$

TAB. 3.2 – Les conditions sur la charge des deux plus gros fragments de l’événement.

ner comme point de départ de l’AFD. Les caractéristiques des événements étant compatibles avec ce que l’on attend pour les monosource et les bisource. Nous pouvons alors utiliser l’AFD.

3.2.2 AFD pour les événements expérimentaux

Une fois que l’on a défini les deux échantillons de départ (événements monosource et bisource), ces événements sont plongés dans l’espace de Hilbert des observables choisies (moments multidimensionnels M_{jklm}) où ils forment deux nuages de points parfaitement identifiés. Ces deux nuages sont projetés sur un axe pour les séparer. Le calcul de l’AFD consiste à chercher l’axe δ' (D_{625}) pour lequel on est capable de placer chaque individu dans son nuage d’origine [Mas99], et donc sur lequel on sépare au mieux les projections des deux familles d’événements considérées. En d’autres termes, l’AFD calcule les coefficients α_{jklm} de l’équation 3.2 de sorte que la discrimination entre les deux groupes soit optimum.

Une fois connus les coefficients α_{jklm} , toutes les données expérimentales sont alors projetées sur l’axe discriminant δ' (D_{625}). La figure 3.3 montre la projection des événements expérimentaux sur l’axe D_{625} calculé. La distribution de D_{625} présente clairement deux contributions ; les événements monosource paraissent se détacher à gauche, tandis que les événements bisource occupent la droite de la distribution. Les deux catégories d’événements sont représentées dans la figure 3.3 par deux gaussiennes dont la somme reproduit de manière satisfaisante la distribution de D_{625} .

Avant d’aller plus loin, il faut s’assurer de la fiabilité des événements sélectionnés

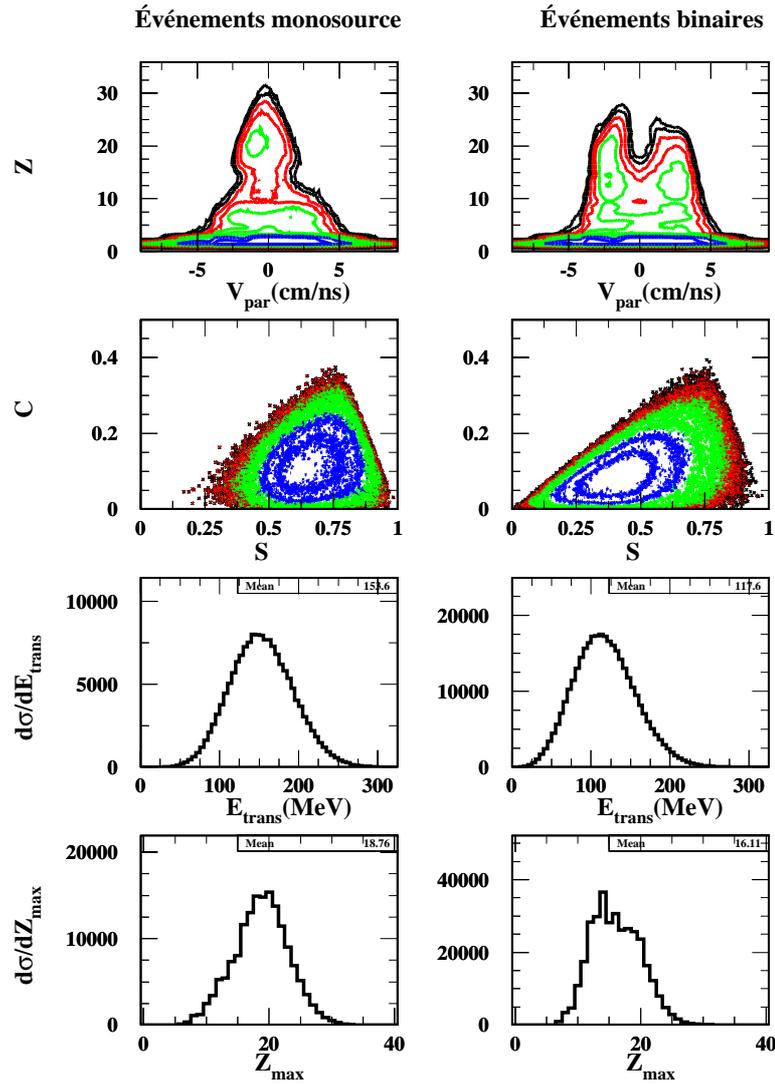


FIG. 3.2 – Comparaison de quelques variables entre les événements considérés comme monosource (à gauche) et bisource (à droite) à 32A MeV.

par le D_{625} . Pour ce faire, nous allons projeter directement une simulation avec la combinaison linéaire fournie par l'AFD à partir des données expérimentales, et voir si cette simulation permet de placer les deux nuages monosource et bisource initiaux de manière similaire aux données expérimentales.

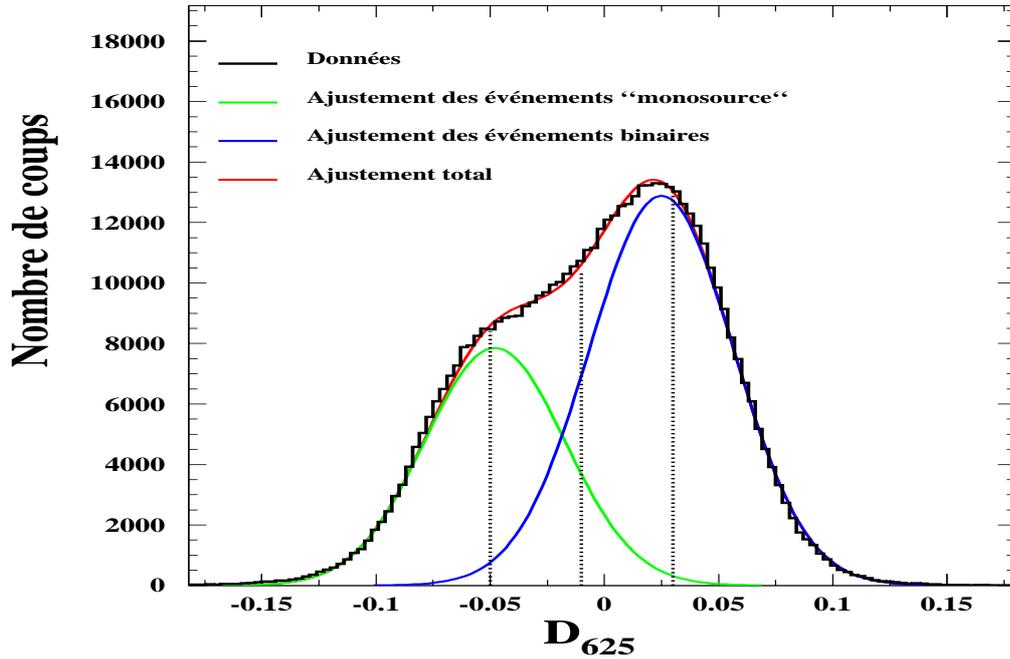


FIG. 3.3 – Projection des événements expérimentaux, à 32A MeV, sur l’axe D_{625} .

3.3 Fiabilité de la discrimination d’événements par la variable D_{625}

3.3.1 Variable D_{625} appliquée aux événements simulés

Pour pouvoir évaluer l’efficacité discriminante de la variable D_{625} expérimentale, l’échantillon des événements monosource et bisource généré par le simulateur doit être globalement comparable aux données expérimentales, tant du point de vue des variables statiques que cinématiques. C’est dans ce but que nous avons choisi le simulateur d’événements SIMON [Dur92, Dur95] dont l’utilisation de la voie d’entrée permet de prendre en compte différentes classes d’événements qui sont réparties sur une large gamme de paramètre d’impact. Les résultats de SIMON sont filtrés par le simulateur informatique INDRA, et la seule sélection porte sur la complétude en charge et impulsion. Sur les figures 3.4 et 3.5 on compare plusieurs caractéristiques des événements simulés et expérimentaux. Notre but est de reproduire globalement les données, de façon que les mécanismes sous-jacents aux événements simulés et expérimentaux ne soient pas incompatibles.

En projetant les données de SIMON sur la combinaison linéaire fournie par l’AFD à partir des données expérimentales trouvée au paragraphe précédent, on obtient la distribution de la figure 3.6. Comme dans les données expérimentales, la distribution de

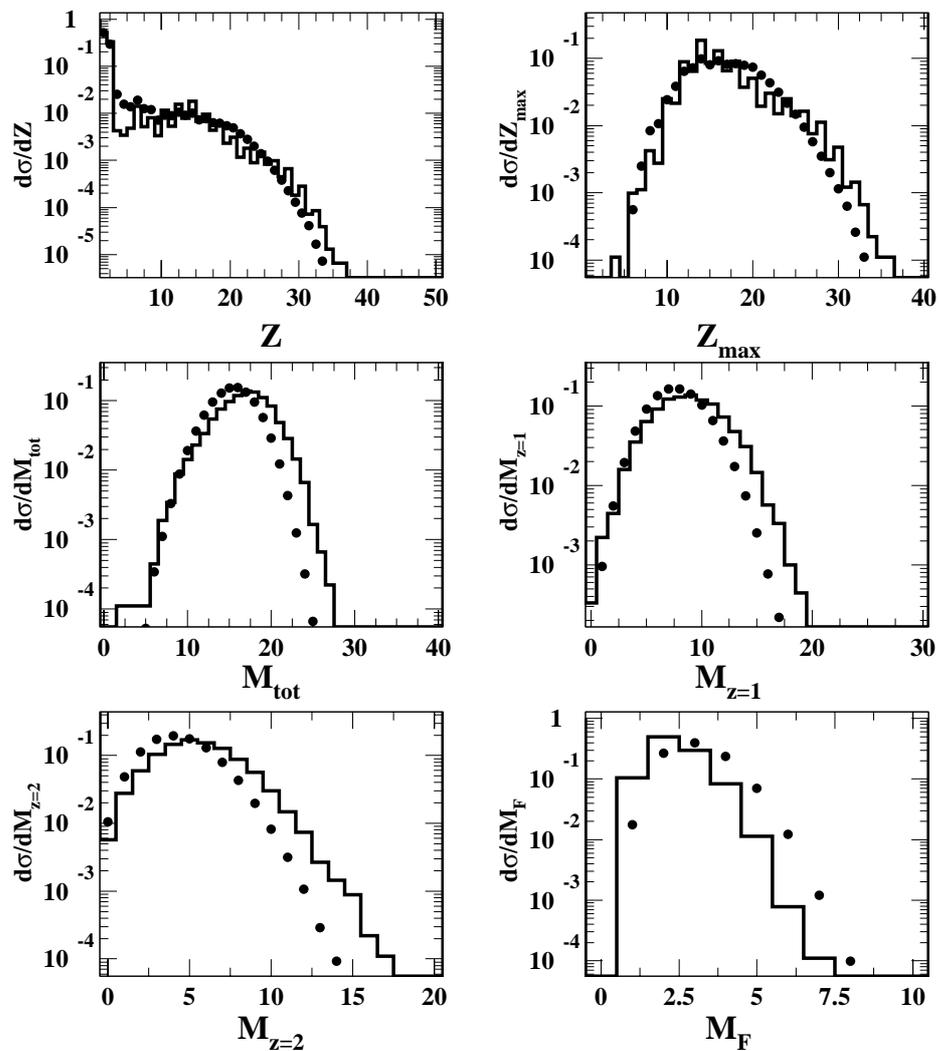


FIG. 3.4 – Distributions de la charge, de la charge du plus gros fragment Z_{\max} , de la multiplicité totale M_{tot} , de la multiplicité des $Z = 1$, de la multiplicité des $Z = 2$ et de la multiplicité des fragments pour les événements expérimentaux (points) et ceux générés par SIMON (trait plein) à 32A MeV.

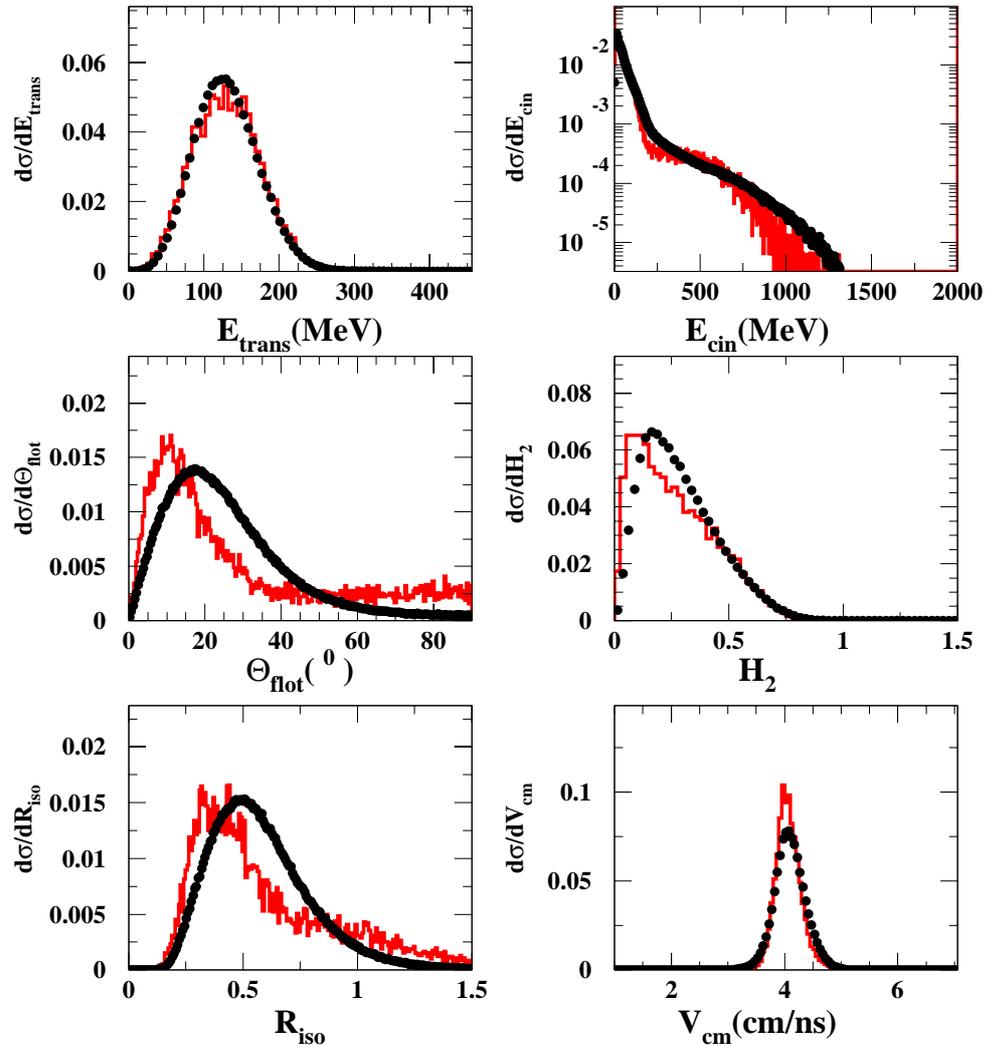


FIG. 3.5 – Distributions de l'énergie transverse E_{trans} (MeV), de l'énergie cinétique E_{cin} (MeV), de l'angle de flot θ_{flot} , du moment de Fox et Wolfram d'ordre deux H_2 , du rapport d'isotropie R_{iso} et de la vitesse du centre de masse reconstruit V_{cm} (cm/ns) pour les événements expérimentaux (points) et ceux générés par SIMON (trait plein) à 32A MeV.

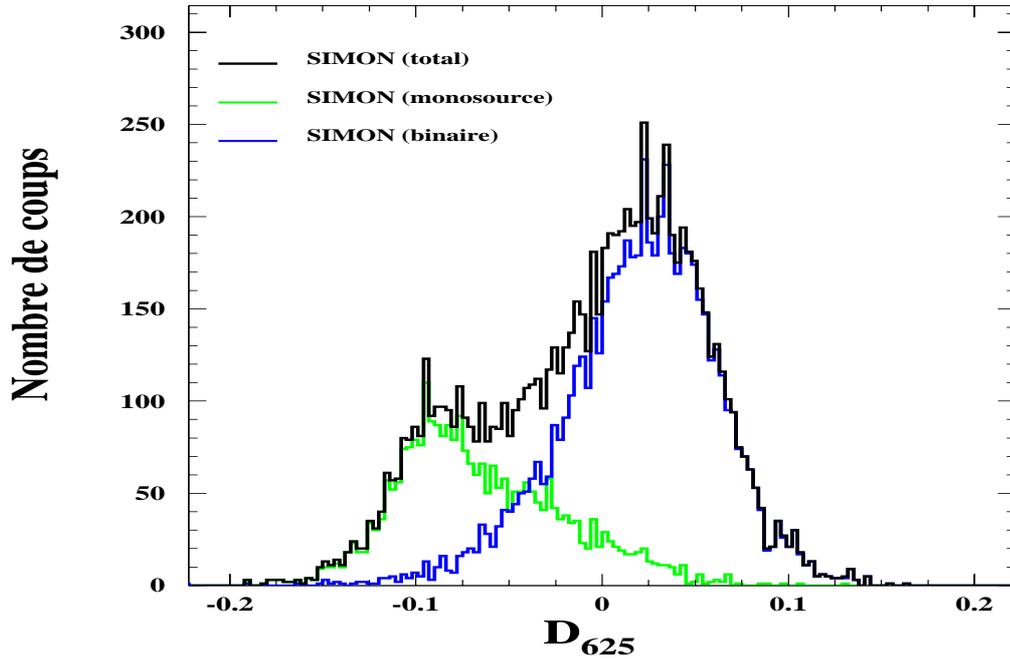


FIG. 3.6 – Projection des événements simulés, à 32A MeV, sur l'axe D_{625} défini à partir des données expérimentales.

D_{625} présente clairement deux contributions ; les événements monosource sont localisés à gauche, tandis que les événements bisource occupent la droite de la distribution.

3.3.2 Comparaison avec l'axe de D_{625} obtenu à partir de SIMON

Une autre façon d'évaluer l'efficacité discriminante de D_{625} expérimentale consiste à comparer la corrélation entre cet axe, qu'on appellera $(D_{625})^{exp}$, et celui calculé dans [Mas99] en utilisant le générateur d'événements SIMON dans un premier temps que nous appellerons $(D_{625})^{sim}$. Le résultat est présenté à la figure 3.7, sous la forme $(D_{625})^{sim} = f((D_{625})^{exp})$ pour les événements expérimentaux à 32A MeV. On remarque sur la figure une très bonne corrélation linéaire. Les deux îlots correspondant aux événements monosource et bisource occupent les lieux attendus (événements monosource aux faibles valeurs de D_{625} et les événements bisource aux grandes valeurs de D_{625}), et se rangent de manière tout à fait comparable.

Compte tenu de ces résultats et donc de la confiance que l'on peut accorder à la variable $(D_{625})^{exp}$, nous allons maintenant étudier les caractéristiques des différentes classes d'événements sélectionnés pour s'assurer qu'effectivement les collisions centrales, qu'on sélectionne avec le D_{625} , ne sont pas ou très peu polluées par les collisions binaires.

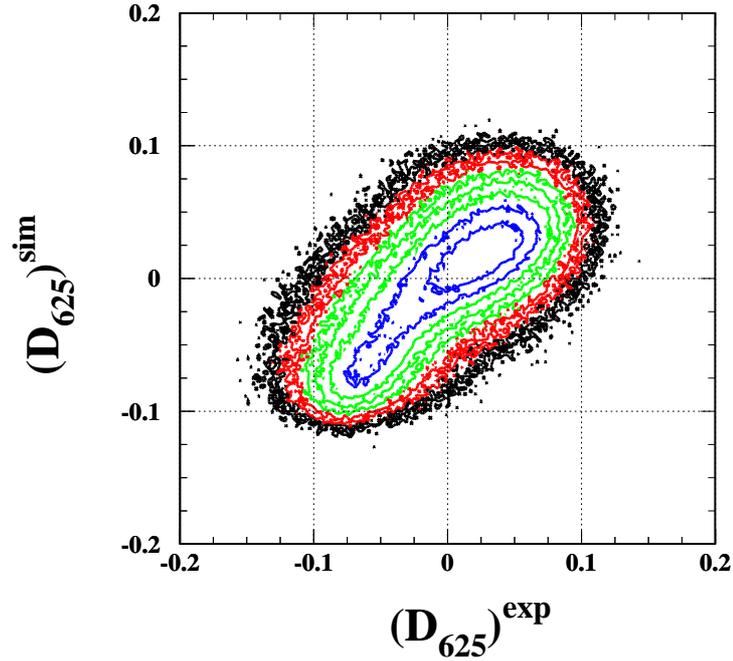


FIG. 3.7 – $(D_{625})^{sim}$ en fonction de $(D_{625})^{exp}$ pour les collisions de la réaction Ni+Ni à 32A MeV.

3.4 Évolution des événements en fonction de D_{625}

Pour classer les événements expérimentaux, nous avons découpé la distribution en D_{625} , représentée à la figure 3.3, en quatre tranches contigus :

- $D_{625} \leq -0.05$: cette tranche contient *a priori* les événements majoritairement monosource. Elle représente 18% de la distribution totale.
- $-0.05 < D_{625} \leq -0.01$: cette tranche contient une majorité d'événements monosource mais avec une contamination par les bisource plus importante que dans la première tranche. Elle représente 22% de la distribution totale.
- $-0.01 < D_{625} \leq 0.03$: cette tranche regroupe des événements majoritairement binaires mais avec une contamination par les monosource plus importante que dans la tranche suivante. Elle représente 30% de la distribution totale.
- $D_{625} > 0.03$: cette tranche regroupe des événements binaires les plus "purs". Elle représente 30% de la distribution totale.

Ces quatre tranches sont montrées par des intervalles hachurés dans la figure 3.8 a_0 , b_0 , c_0 et d_0 .

3.4.1 Variables statiques

Une première idée des caractéristiques des collisions est fournie par les variables statiques des figures 3.8 et 3.9. Les distributions de charge et de la charge du plus gros produit de l'événement (lignes indicées 1 et 2 de la figure 3.8) présentent une évolution significative entre a) et d) : la tranche qui correspond aux événements monosource les plus "purs" semble être constituée d'événements où on a de gros fragments (charges allant jusqu'à 35 et $\overline{Z_{max}} \sim 20$). La tranche qui correspond aux bisource les plus "purs" est formée de fragments dont la charge n'excède pas 30.

La corrélation entre la charge du deuxième plus gros produit Z_{max-1} et la charge du plus gros produit Z_{max} de l'événement (a_3 à d_3) semble montrer deux contributions pour les événements monosource. Les événements s'étendent de la zone de fragmentation relativement symétrique ($Z_{max-1} > 3$) vers la zone où la différence de charge est plus grande ($Z_{max-1} \leq 3$ et $Z_{max} > 20$). Pour les événements purement binaires (d_3), les charges des deux plus gros produits chargés de l'événement sont très voisines.

L'asymétrie de charge entre les trois plus gros produits chargés de l'événement est une variable qui peut donner des indices sur la nature du mécanisme de production de fragments, puisqu'elle permet de voir si la fragmentation a produit des morceaux très semblables ou encore très différents. Elle est définie par :

$$Asym_{123} = \frac{\sqrt{(Z_{max} - \overline{Z})^2 + (Z_{max-1} - \overline{Z})^2 + (Z_{max-2} - \overline{Z})^2}}{\sqrt{6} \overline{Z}} \quad (3.3)$$

où Z_{max} , Z_{max-1} et Z_{max-2} sont respectivement la première, deuxième et troisième plus grosse charge de l'événement. \overline{Z} est leur charge moyenne. L'asymétrie tend vers 0 lorsque les fragments ont des tailles semblables, et tend vers 1 dans le cas où on a un gros fragment et des particules légères. Lorsque l'asymétrie est égale à 0.5, on est en présence de deux gros fragments égaux et particules légères.

L'évolution de l'asymétrie de charge $Asym_{123}$ est montrée en bas de la figure 3.8. Dans la tranche d_4 , on voit un pic très net centré sur 0.45. Dans ce cas, l'asymétrie n'excède pas la valeur 0.55. Du fait de la symétrie du système initial, cette tranche correspond aux collisions binaires. Pour les événements que nous qualifions de monosource pure, la distribution d'asymétrie s'étend de 0.1 à 0.8.

Sur la figure 3.9 sont présentées les multiplicités pour différentes tranches en D_{625} . Les multiplicités de particules de charges $Z = 1, 2$ diminuent, et celles des fragments augmentent légèrement lorsque le D_{625} augmente.

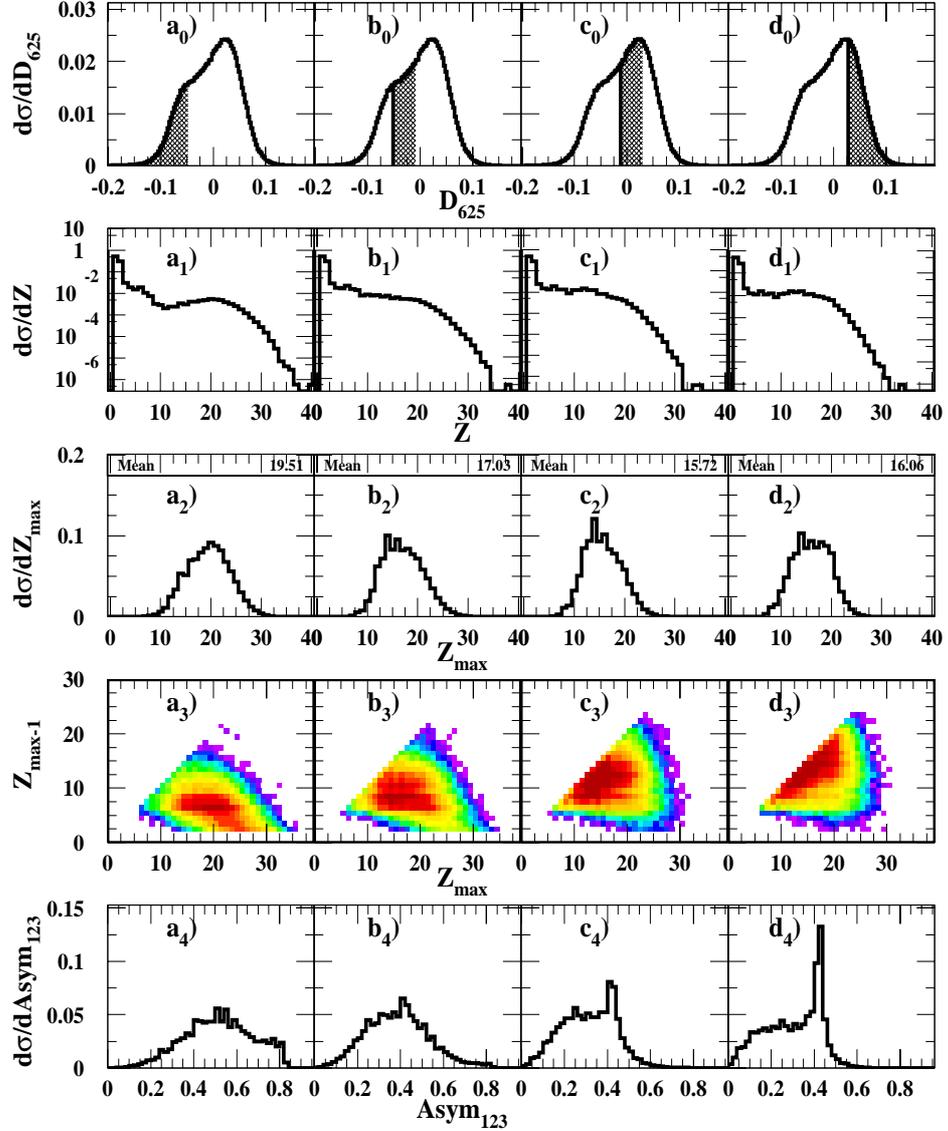


FIG. 3.8 – Évolution des caractéristiques statiques des collisions en fonction de leur position sur l'axe D_{625} pour le système Ni+Ni à 32A MeV. 1^{ère} ligne, la distribution de D_{625} , les zones grisées représentent les tranches sélectionnées. 2^{ème} ligne, la distribution de charge. 3^{ème} ligne, la distribution de charge du plus gros produit de l'événement. 4^{ème} ligne, la corrélation entre la charge du deuxième plus gros produit chargé en fonction de la charge du plus gros produit de l'événement. 5^{ème} ligne, la distribution d'asymétrie de charge entre les trois plus gros produits chargés de l'événement.

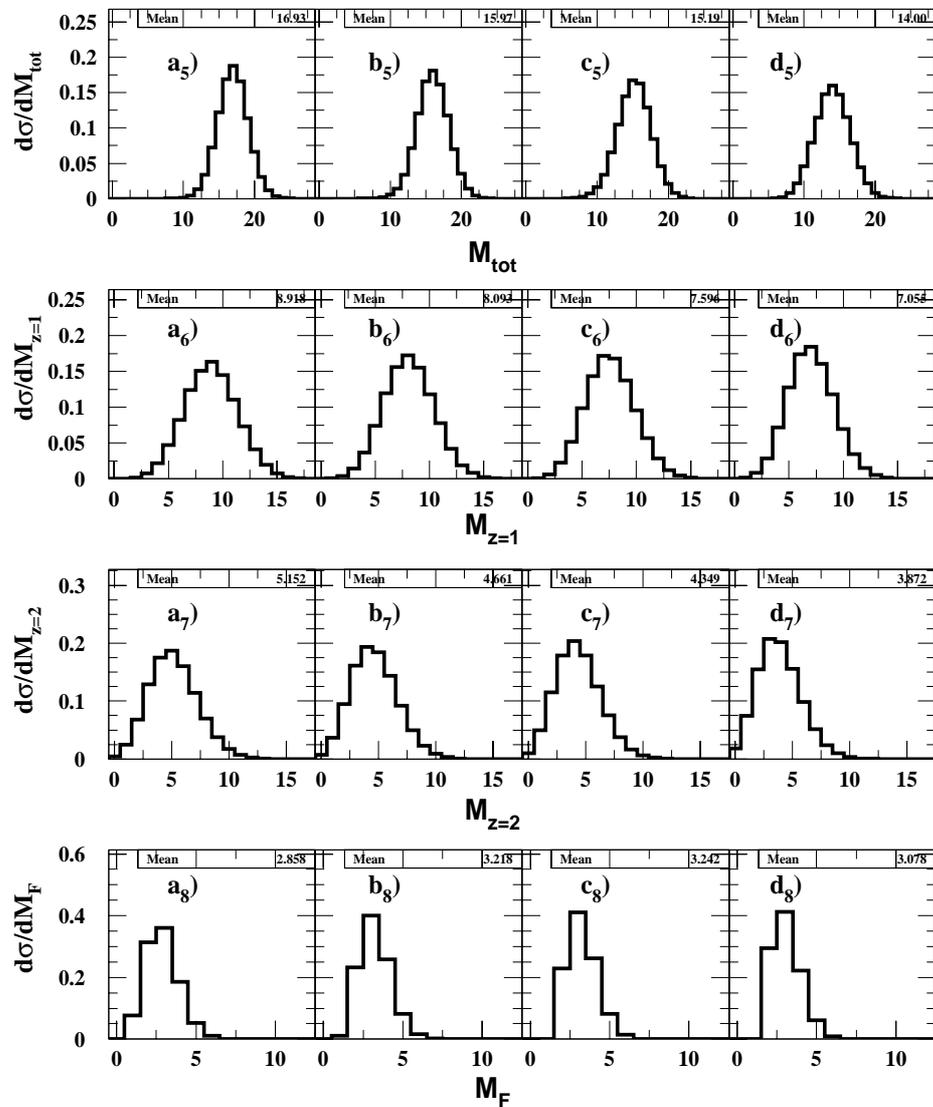


FIG. 3.9 – Évolution des caractéristiques statiques des collisions en fonction de leur position sur l'axe D_{625} pour le système Ni+Ni à 32A MeV. 1^{ère} ligne, la multiplicité totale. 2^{ème} ligne, la multiplicité des particules de charges $Z = 1$. 3^{ème} ligne, la multiplicité des particules de charges $Z = 2$. 4^{ème} ligne, la multiplicité des fragments.

3.4.2 Variables cinématiques

De la même manière que les figures 3.8 et 3.9, nous avons présenté quelques variables cinématiques pour différentes tranches en D_{625} sur la figure 3.10.

La ligne indicée 9 de la figure 3.10 présente une évolution très nette et continue entre $a)$ et $d)$: dans la tranche associée aux événements monosource les plus purs, les fragments les plus lourds sont localisés autour de la vitesse du centre de masse de la réaction. Dans ce cas, au voisinage de la vitesse de la cible ou du projectile, l'extension en taille est réduite. Dans la tranche $d_9)$, on retrouve clairement les deux partenaires principaux de la réaction.

La ligne indicée 10 de la même figure présente les diagrammes $V_{per} = f(V_{par})$ des fragments. Les collisions les plus périphériques sont caractérisées par deux zones de population intense très bien localisées au voisinage de la vitesse de la cible et du projectile. Les événements provenant des collisions les plus violentes sont centrés sur la vitesse du centre de masse.

La corrélation entre l'énergie cinétique moyenne dans le centre de masse et la charge des fragments ($Z \geq 3$) est montrée sur la ligne indicée 11. La distribution d'énergie cinétique en fonction de la charge, pour la première tranche $a_{11})$, est conforme à ce que l'on attend dans le cas d'un scénario de fusion incomplète suivie d'un processus d'évaporation, avec une diminution de l'énergie cinétique pour le plus gros fragment qui se déplace avec une vitesse proche de celle du centre de masse de la réaction. Les événements de la tranche $d_{11})$ présentent une forte augmentation de l'énergie cinétique avec la charge. Cette tranche peut être attribuée aux collisions binaires moins dissipatives qui gardent la mémoire de la voie d'entrée.

Les distributions angulaires des particules chargées et des fragments dans le repère du centre de masse sont présentées sur les lignes 12 et 13 de la figure 3.10. Pour les particules légères, quelle que soit la classe considérée, les distributions sont fortement piquées à l'avant et à l'arrière. Ces particules peuvent être d'origine d'une émission de pré-équilibre. Les différences de comptage observées entre 0^0 et 180^0 sont liées au fait que les seuils sont plus grands à l'arrière.

Pour les fragments, les collisions périphériques sont caractérisées par des distributions angulaires fortement piquées à 0^0 et 180^0 . Ces pics sont associés à la détection des résidus du quasi-projectile et de la quasi-cible en coïncidence avec les fragments légers qu'ils ont évaporé. Pour les collisions centrales l'anisotropie a considérablement diminué.

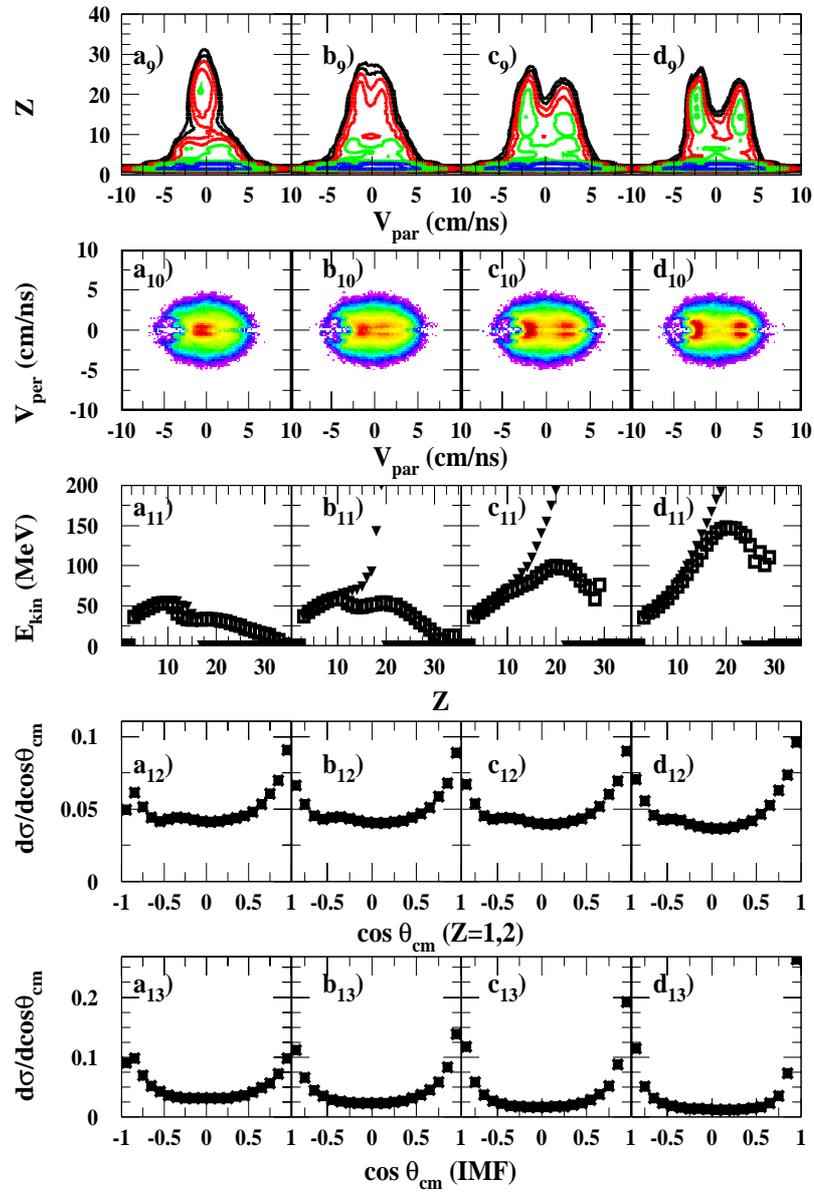


FIG. 3.10 – Évolution des caractéristiques des collisions en fonction de leur position sur l'axe D_{625} pour le système Ni+Ni à 32A MeV. 1^{ère} ligne, corrélation entre la charge et la vitesse parallèle dans le centre de masse. 2^{ème} ligne, vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle des fragments dans le centre de masse. 3^{ème} ligne, énergie moyenne dans le centre de masse en fonction de la charge des fragments avec (carrés) et sans (triangles) le plus gros produit de l'événement. 4^{ème} ligne, distribution angulaire des particules légères ($Z = 1, 2$) dans le centre de masse. 5^{ème} ligne, distribution angulaire des fragments dans le centre de masse.

3.4.3 Variables globales

Enfin, sur la figure 3.11 nous avons présenté quelques variables globales de forme pour les différentes tranches en D_{625} .

La coplanarité en fonction de la sphéricité (ligne indiquée 14) montre que les collisions centrales sont plus sphériques (compactes) que celles des autres tranches. Les collisions périphériques sont caractérisées par une forme cigare.

Les variations avec D_{625} de l'énergie transverse E_{trans} , moment de Fox d'ordre deux H_2 , angle de flot θ_{flot} et le rapport d'isotropie R_{iso} sont aussi compatibles avec la présence extrêmement majoritaire des événements monosource en $a)$ et des événements binaires en $d)$.

On note sur la figure $a_{17})$ la prépondérance des petits angles de flot, un effet qui existe toujours même en sélectionnant seulement les événements de quasi-fusion où on a un gros fragment qui se déplace avec la vitesse du centre de masse en présence des petits fragments [Mas99].

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, on a fait une sélection des données basée sur une analyse multidimensionnelle à partir d'événements expérimentaux, contrairement aux études développées précédemment [Mas99, Des00, Sam02, Gui02] qui utilisaient un simulateur d'événements monosource et bisource pour calculer les coefficients de discrimination. En effet, pour définir nos deux échantillons de départ, des coupures ont été faites sur le rapport d'isotropie et le moment de Fox, ainsi que sur la charge des deux plus gros fragments de l'événement. Afin de s'assurer de la fiabilité de la discrimination trouvée, des tests à l'aide de simulations ont été réalisés.

Nous avons appliqué cette procédure sur le système Ni+Ni, à différentes énergies incidentes allant de 32 à 90A MeV (cf. Annexe A pour les autres énergies), et nous avons pu isoler différents types de réactions. L'évolution des caractéristiques des collisions en fonction de leur position sur l'axe D_{625} nous permet de constater que les événements majoritairement monosource occupent les faibles valeurs de notre variable discriminante, alors que la présence des événements binaires est dominante pour les grandes valeurs.

Puisqu'on a montré que ce sont les événements monosource qui occupent le lot

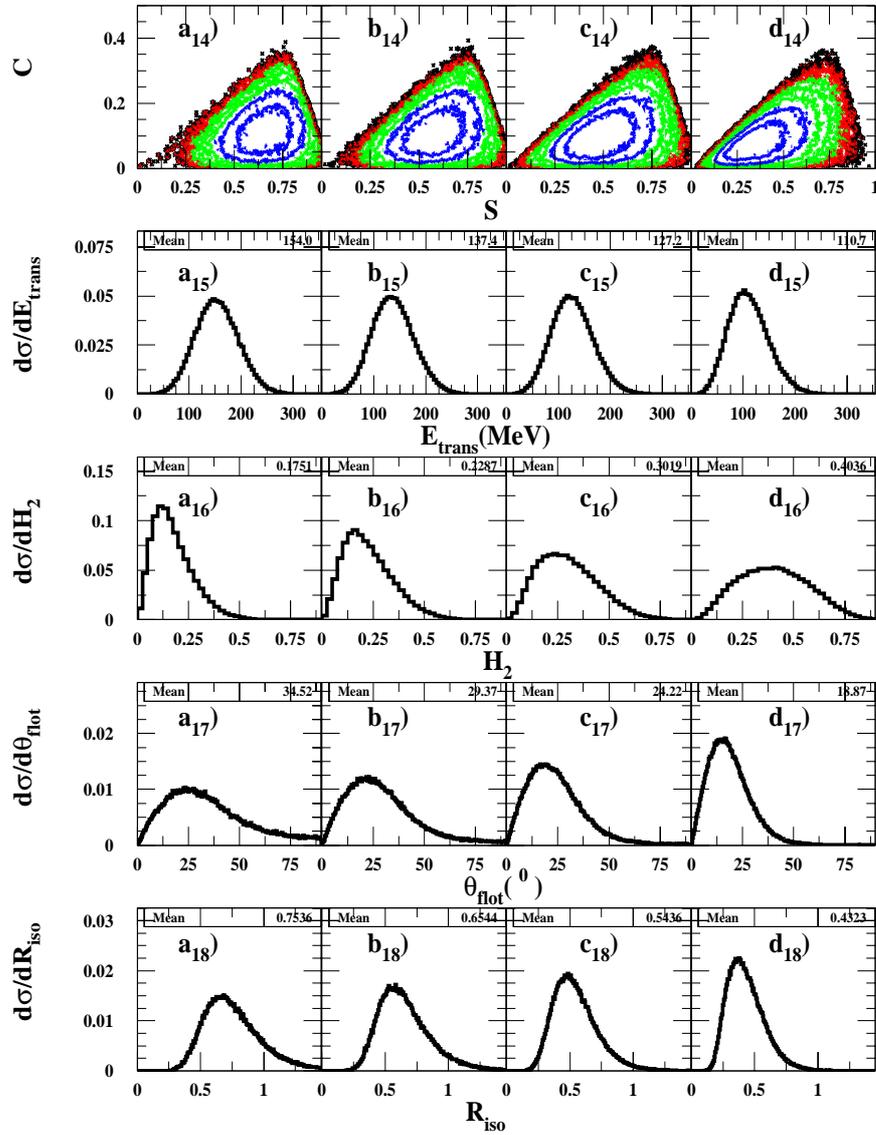


FIG. 3.11 – Évolution des variables de forme et globales en fonction de leur position sur l'axe D_{625} pour le système Ni+Ni à 32A MeV. 1^{ère} ligne, coplanarité en fonction de la sphéricité. 2^{ème} ligne, énergie transverse. 3^{ème} ligne, moment de Fox et Wolfram d'ordre deux. 4^{ème} ligne, angle de flot. 5^{ème} ligne, rapport d'isotropie.

expérimental de la première tranche de $D_{625}(a)$, ce sont les événements de cette tranche que nous prendrons pour l'étude des collisions centrales. On est donc dans les meilleures conditions possibles pour étudier les caractéristiques des événements monosource et bien sûr rechercher un éventuel signal de transition de phase.

Chapitre 4

Caractéristiques des collisions centrales

Nous avons, dans le chapitre précédent, isolé les collisions les plus centrales (les événements de la tranche a) en utilisant la méthode d'analyse factorielle discriminante. Nous allons, dans ce chapitre, décrire les caractéristiques des événements monosource que nous avons retenus. Nous montrerons le comportement général de ces collisions pour le système symétrique utilisé en fonction de l'énergie incidente. Enfin, nous allons montrer les méthodes utilisées pour extraire les valeurs significatives des réactions (la taille et l'énergie d'excitation de la source et son énergie collective) pour les collisions où l'on a formation d'une source unique.

4.1 Évolution des collisions centrales en fonction de l'énergie incidente

Nous allons maintenant décrire les caractéristiques des événements centraux que nous avons retenus pour nos analyses.

4.1.1 Distributions de charges

La figure 4.1 montre respectivement les distributions de charges des événements monosource et des charges des trois plus gros produits chargés de l'événement. La distribution de charge des produits de la réaction évolue d'une distribution très large aux faibles énergies incidentes, vers une forme exponentielle aux grandes énergies inci-

dentés. La taille du gros produit chargé formé est de plus en plus petite et la largeur de la distribution correspondante diminue quand l'énergie incidente augmente. On notera aussi que les largeurs des distributions de Z_{max-1} et Z_{max-2} diminuent aussi avec l'énergie incidente, alors que les valeurs moyennes correspondantes restent pratiquement constantes.

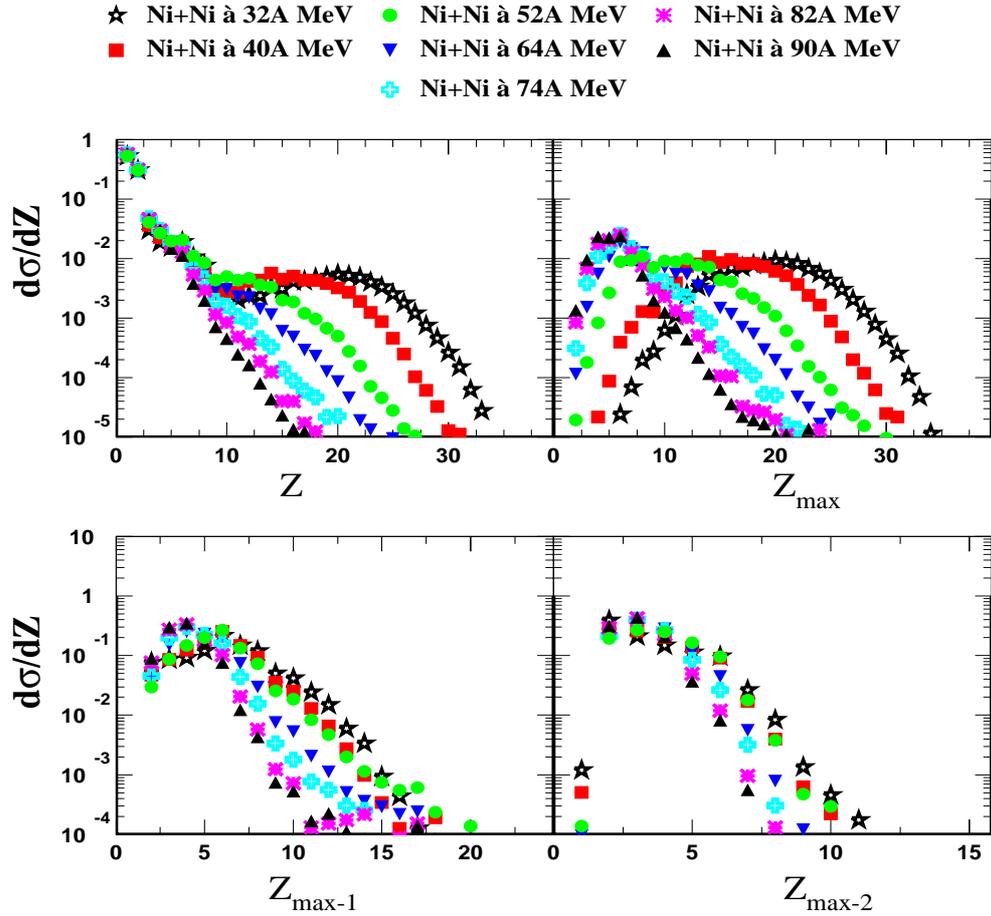


FIG. 4.1 – Évolution de la distribution de charge (Z), la charge du plus gros produit chargé (Z_{max}), du deuxième gros produit chargé (Z_{max-1}) et du troisième gros produit chargé (Z_{max-2}) de l'événement en fonction de l'énergie incidente.

Il faut noter que la distribution de Z_{max} pour le système à 32 et 40 A MeV est presque gaussienne, et pour les énergies à 64, 74, 82 et 90 A MeV on a des distributions dont la forme est différente, alors qu'à 52 A MeV on voit que la distribution a une forme intermédiaire entre les deux (voir aussi figure 4.2). Dans ce cas on voit deux maxima séparés par un minimum peu marqué. Ce comportement pourrait être lié à la bimodalité de la densité (présence de deux maxima dans sa distribution, chacun caractérisant une phase), le Z_{max} peut jouer alors le rôle de paramètre d'ordre. Dans le prochain chapitre, les propriétés de fluctuation du Z_{max} vont également être étudiées pour signer une possible transition de phase.

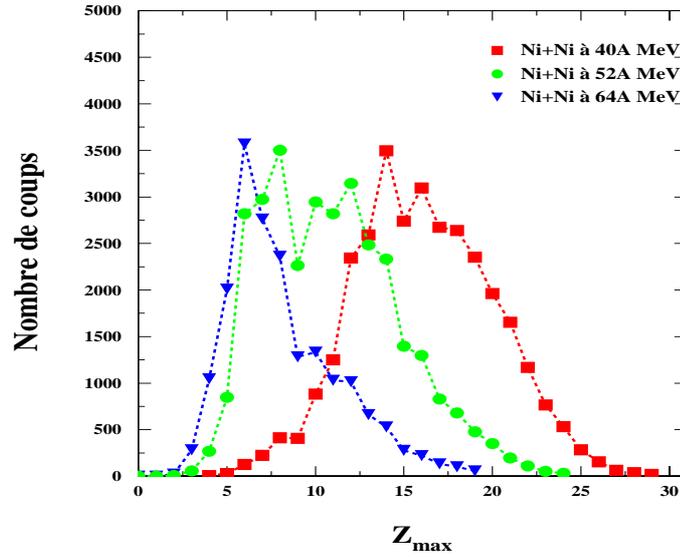


FIG. 4.2 – Évolution de la distribution de la charge du plus gros produit chargé (Z_{max}) à 40, 52 et 64A MeV.

4.1.2 Distributions de multiplicités

Sur la figure 4.3 on montre l'évolution des multiplicités, totales, de particules légères ($Z = 1, 2$) et de fragments. Quand l'énergie de bombardement augmente, les fragments produits sont de plus en plus petits (figure 4.1) et les particules chargées sont de plus en plus nombreuses comme on le voit pour les multiplicités totales et celles des particules légères de la figure 4.3. On remarque aussi la forte contribution des particules légères à la multiplicité totale ; la multiplicité des fragments est constante et ne dépend pas de l'énergie incidente. Peut-être est-ce l'effet de la petite taille du système qui provoque sa désexcitation en particules légères et un nombre de fragments limité. On peut aussi remarquer une saturation de la multiplicité des $Z = 2$ pour les énergies entre 64 et 90A MeV, dans ce cas les distributions sont presque identiques, et une augmentation de plus en plus faible de la multiplicité des $Z=1$ de 82 à 90A MeV. On semble tendre, pour les plus grandes énergies incidentes, vers une vaporisation du système Ni+Ni, phénomène déjà observé pour le système Ar+Ni [Riv96].

4.1.3 Corrélation entre la charge et la vitesse parallèle

La figure 4.4 présente les diagrammes $Z = f(V_{par})$ obtenus à 32, 52, 64 et 90A MeV. On constate qu'il y a persistance d'un résidu lourd (de quasi-fusion) pour les énergies entre 32 et 52A MeV qui tend à disparaître à 64A MeV et disparaît complètement à 90A MeV où seulement les fragments ayant une charge inférieure à 10 existent.

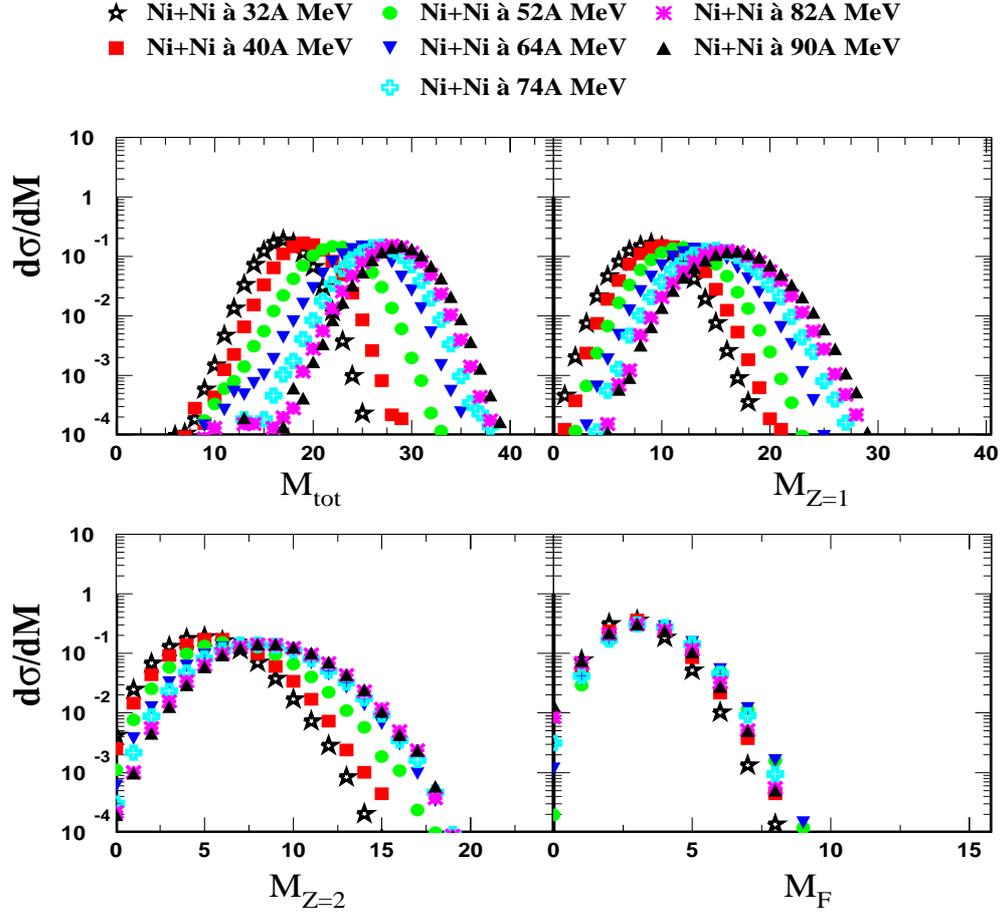


FIG. 4.3 – Évolution des multiplicités de particules chargées en fonction de l'énergie incidente.

L'étude de l'évolution des collisions centrales, sélectionnées avec l'AFD, en fonction de l'énergie incidente a donc montré un changement de mécanisme de production de fragments autour de 52A MeV, d'un processus évaporatif où un résidu est formé aux plus faibles énergies incidentes vers un autre processus où le système se casse en petits morceaux aux grandes énergies, sans que la production moyenne de fragments soit changée. Nous sommes là peut-être confrontés à la petite taille du système qui limite les autres voies de la multifragmentation et privilège les voies où on a plusieurs particules légères et un nombre de fragments limité.

Dans les prochaines sections, nous nous intéressons plus particulièrement aux énergies de bombardement entre 32 et 52A MeV, domaine pour lequel nous observons la disparition progressive du résidu de quasi-fusion. Nous allons donc décrire les caractéristiques de cette source unique : estimer sa taille et son énergie d'excitation, et voir comment ces quantités évoluent en fonction de l'énergie incidente.

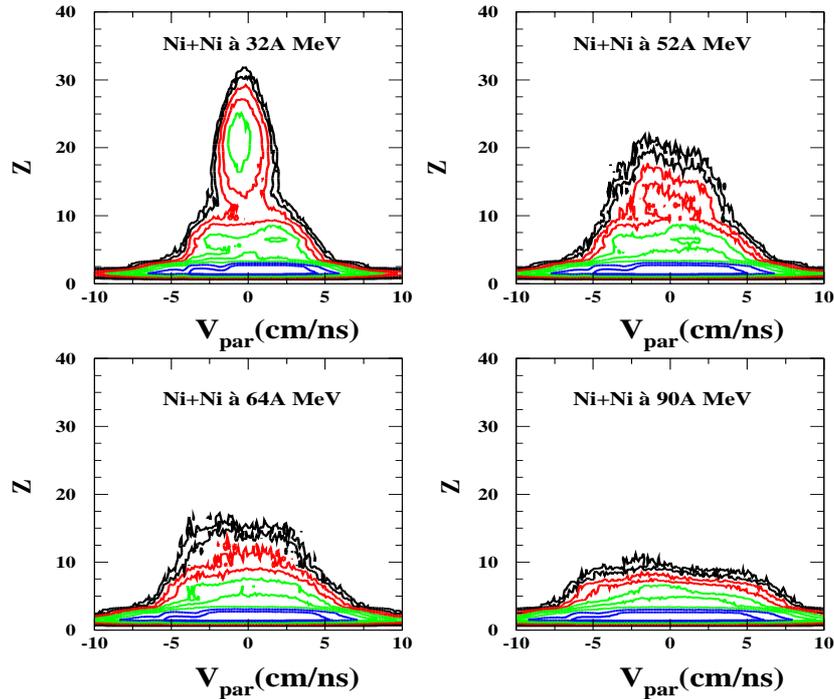


FIG. 4.4 – Corrélation entre la charge et la vitesse parallèle dans le centre de masse de la réaction.

4.2 Caractérisation des événements à une source

4.2.1 Comparaison avec les résultats obtenus à partir du code SIMON

Ce paragraphe est destiné à comparer les événements monosource que nous avons retenus à partir de notre méthode de sélection avec ceux retenus à partir de la sélection qui a été faite par [Mas99] selon la méthode décrite précédemment (chapitre 3).

Les principaux résultats nécessaires pour notre propos sont présentés sur la figure 4.5. Nous concluons que les événements retenus par l'ancienne méthode comportent tous un fragment plus au moins gros avec d'autres plus petits. Ceci se voit sur la figure 4.5 (a) où un trou se trouve dans la distribution de charge (autour de $Z=12$), et sur 4.5 (b) où les asymétries inférieures à 0.4 sont presque absentes. Avec l'ancienne méthode nous avons donc favorisé les partitions très asymétriques. Avec la nouvelle méthode, on conserve les partitions asymétriques, ce que l'on peut voir par les charges élevées de la distribution 4.5 (a) et les grandes asymétries de charges 4.5 (b) où les deux distributions sont identiques. Par ailleurs on sélectionne également d'autres types de partitions. Sur la figure 4.5 (d), on trouve que les événements qui remplissent le trou autour de $Z=12$, sont bien centrés autour de la vitesse du centre de masse. Donc, on récupère *a priori*

davantage de partitions de types de fragmentation. De plus la statistique d'événements monosource est supérieure à celle obtenue dans le travail précédent.

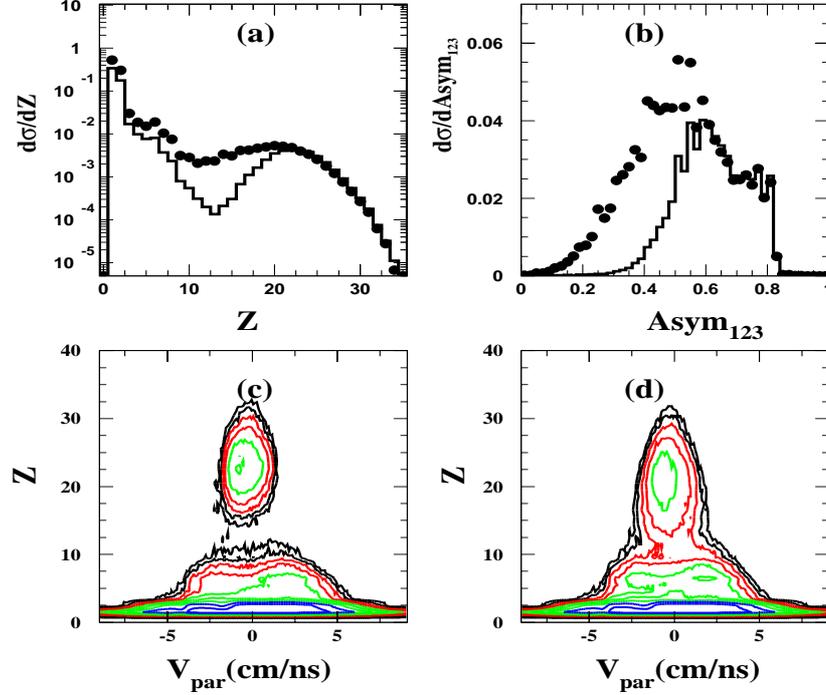


FIG. 4.5 – Comparaisons entre les distributions de charges expérimentales, l'asymétrie de charge et la corrélation entre la charge et la vitesse parallèle dans le centre de masse, pour les événements monosource sélectionnés à partir de la D_{625} calculée en utilisant SIMON (histogrammes et figure (c)), ou bien à partir de deux échantillons monosource et bisource expérimentaux (points noirs et figure (d)).

4.2.2 Caractérisation de la source de quasi-fusion

Détermination de la taille et de l'énergie d'excitation de la source

Nous avons vu (figure 3.10 du chapitre 3) que les distributions angulaires des particules légères sont fortement piquées à l'avant et à l'arrière. Ainsi, pour déterminer la taille de la source et son énergie d'excitation, nous allons utiliser tous les fragments et particules détectés en excluant les particules légères qui proviennent de la composante anisotrope. Il faut donc trouver une méthode pour éliminer ces particules probablement émises avant la formation de la source de quasi-fusion. Dans la mesure où la source se désexcite isotropiquement, on suppose que les particules émises dans le domaine angulaire que nous excluons ($\theta \leq 60^\circ$ et $\theta \geq 120^\circ$) ont les mêmes caractéristiques que celles émises entre 60° et 120° dans le centre de masse. La contribution totale des par-

Système	Z_{Source}	$E^*(A \text{ MeV})$	$Z_{Source}(\text{estimé})$
Ni+Ni à 32A MeV	46	6.1	51
Ni+Ni à 40A MeV	45	8	50
Ni+Ni à 52A MeV	43	11.2	48

TAB. 4.1 – Les caractéristiques moyennes de la source formée pour les différentes énergies incidentes utilisées. La charge estimée est calculée en tenant en compte l'acceptance de 90% de 4π .

ticules légères pour chaque événement est alors obtenue en doublant la contribution de ce domaine ($60^\circ - 120^\circ$) afin d'intégrer tout l'angle solide.

L'énergie d'excitation de la source formée est une grandeur fondamentale qu'il faut calculer pour connaître les mécanismes mis en jeu au cours de la collision; c'est une contrainte essentielle pour générer des partitions dans les modèles théoriques. Malheureusement son calcul est sujet à plusieurs incertitudes (le nombre de neutrons, leur énergie et la masse des fragments lourds sont inconnus). Pour déterminer l'énergie d'excitation, nous allons utiliser la méthode de calorimétrie [Cus93] qui consiste à faire un bilan d'énergie sur toutes les particules détectées événement par événement. Elle est donnée par :

$$E^* = \sum_{c=1}^{Mult} E_c + \sum_{n=1}^{M_n} E_n + Q + E_\gamma \quad (4.1)$$

avec $\sum_{c=1}^{Mult} E_c = \sum_{0^\circ-180^\circ} E_{Z \geq 3} + 2 \sum_{60^\circ-120^\circ} E_{Z=1,2}$ est l'énergie cinétique totale des produits chargés. $\sum_{n=1}^{M_n} E_n = 2\alpha T M_n$ est l'énergie cinétique totale des neutrons; $\alpha = 0.75$ pour prendre en compte la longueur de la chaîne d'émission. T est la température de la source. M_n est la multiplicité des neutrons. Elle est égale à la différence entre la masse totale détectée et la masse de la source. $E_\gamma = 2 \text{ MeV}$ est l'énergie résiduelle émise par un rayonnement γ . Q est le bilan de masse.

La figure 4.6 représente la taille et l'énergie d'excitation de la source formée pour les trois énergies incidentes. Les valeurs moyennes sont également indiquées dans le tableau (4.1). On remarque que la taille de la source représente 82% de la charge du système et qu'elle diminue de 3 unités quand l'énergie incidente augmente. Plus l'énergie incidente est grande, plus l'énergie déposée dans la source est grande. L'énergie d'excitation moyenne de la source est 6.1 à 32A MeV, 8.0 à 40A MeV et 11.2 à 52A MeV. Notons que ces valeurs sont légèrement inférieures à l'énergie disponible initialement (différence de 1A MeV). Étant donné que notre système est symétrique, la composante de pré-équilibre est symétrique par rapport au centre de masse de la réaction et il est difficile de la distinguer, un effet qui peut augmenter la valeur de l'énergie d'excitation calculée.

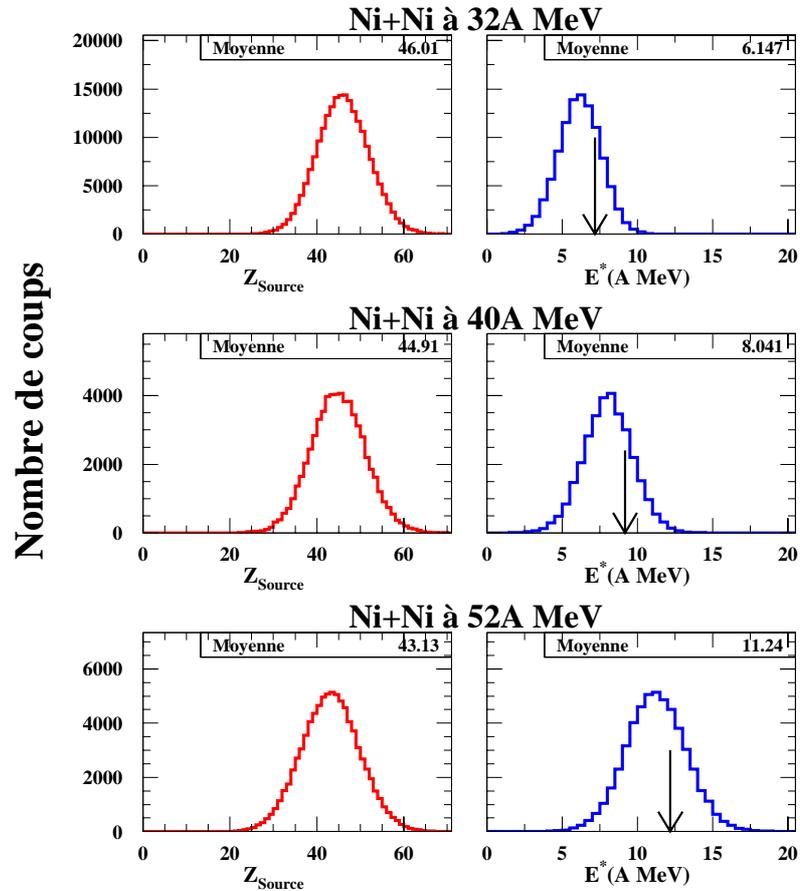


FIG. 4.6 – Distributions de la charge totale et de l'énergie d'excitation de la source de fusion incomplète. La flèche indique l'énergie par nucléon disponible initialement.

Ces valeurs de l'énergie d'excitation trouvées sont inférieures de 1A MeV par rapport à celles calculées par [Nei99] pour la source de quasi-fusion formée pour le système Xe+Sn. Une autre étude basée sur une sélection des événements monosource à partir de l'ACP [Gui02] pour le système Ni+Ni à 32A MeV trouve une énergie d'excitation de 7.5A MeV qui est supérieure même à l'énergie par nucléon disponible initialement (7.18A MeV). Après avoir supprimer les particules étrangères à la source, il trouve une énergie d'excitation de 6A MeV en accord avec nos résultats.

Comparaison des données avec SMM

Pour tester l'hypothèse d'un équilibre statistique à un instant donné de l'évolution du système, la confrontation des données avec un modèle de multifragmentation statistique n'est pas suffisante, mais elle est une étape indispensable. Notons que pour toutes les comparaisons que nous serons amenés à présenter, les résultats de SMM seront filtrés par le simulateur informatique INDRA.

SMM [Bon85a, Bon95] est un code qui simule la désintégration simultanée d'un noyau isolé à l'équilibre thermodynamique à partir du freeze-out, c'est-à-dire l'instant où les préfragments n'échangent entre eux ni de la matière ni de l'énergie et où leur évolution est gouvernée par l'interaction coulombienne qui existe entre eux. Dans ce cas la désexcitation des préfragments est supposée se produire à l'infini. Le modèle est basé sur le fait qu'au moment de la fragmentation le système a atteint l'équilibre thermodynamique, les partitions sont alors calculées à l'aide d'un algorithme de type Monte Carlo sur l'ensemble microcanonique constitué de toutes les partitions possibles. Dans ce cas, le calcul des partitions ne prend pas en compte la forme de la densité de freeze-out.

Nous allons utiliser une approche de SMM qui permet d'introduire une énergie collective et aussi une déformation ellipsoïdale du volume de freeze-out [Bou01, Lav01]. L'introduction d'une énergie d'expansion, d'une densité ρ et d'une déformation de la source au freeze-out ne sera utilisée que pour déterminer les énergies cinétiques des fragments à l'infini [Bou01, Lav01]. Dans le cadre de cette approximation l'énergie cinétique d'un fragment de masse A émis dans une direction θ , par une source déformée de déformation ε , est

$$\langle E_{cin}(\theta) \rangle = 3 \frac{A \cdot E_{flot}}{(2 + \varepsilon^2)(1 - (1 - \frac{1}{\varepsilon^2}) \cos^2(\theta))}, \quad (4.2)$$

avec E_{flot} l'énergie collective de la source. Pour une source sphérique, l'énergie moyenne du fragment est $\langle E_{cin} \rangle = A \cdot E_{flot}$.

Sur les figures 4.7, 4.8 et 4.9, nous avons comparé les résultats monsource expérimentaux Ni+Ni à 32, 40 et 52A MeV avec les prédictions de SMM pour une densité au freeze-out de $\rho_0/3$. Nous voyons que les calculs convergent puisque les variables statiques, distributions de charge, taille du plus gros produit chargé, multiplicités et l'asymétrie entre les trois gros de l'événement, sont reproduites de manière globalement acceptable par SMM. Le désaccord le plus important concerne les grandes valeurs de la distribution du deuxième plus gros produit chargé qui sont mal reproduites par SMM (ce qui influe sur l'asymétrie de charge) à 32 et 40A MeV, alors qu'à 50A MeV la distribution est mieux reproduite. SMM semble en effet générer davantage d'événements de fission que dans le lot d'événements monsource sélectionnés expérimentalement à 32 et 40A MeV.

Les spectres de l'énergie cinétique moyenne dans le centre de masse en fonction de la charge des particules et fragments $\langle E_{cin}^{cm} \rangle = f(Z)$ ne sont pas isotropes. C'est pour tenir compte de cet effet, qu'on a utilisé une source déformée. La déformation est égale à $\varepsilon = 1.7$ pour les trois énergies de faisceaux utilisées. La prépondérance des petits angles de flot pour les événements monsource, vue au chapitre 3, est due donc au fait qu'on a une source qui n'est pas tout à fait sphérique. Aussi, on doit ajouter une énergie d'expansion pour reproduire les énergies cinétiques des fragments, dont

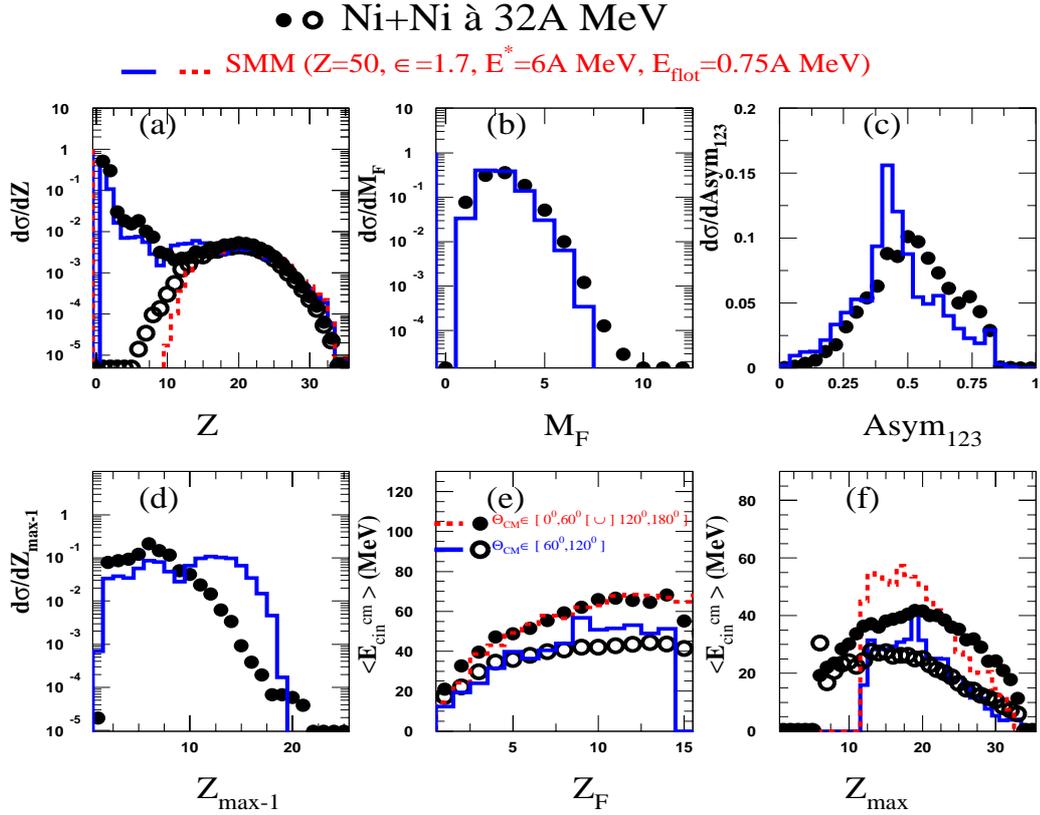


FIG. 4.7 – Distributions de : (a) la charge et la taille du plus gros produit chargé, (b) la multiplicité des fragments, (c) l’asymétrie de charge entre les trois plus gros produits de l’événement, (d) la charge du deuxième plus gros produit chargé, (e) l’énergie cinétique des produits chargés dans la réaction (tous les produits sauf le gros produit chargé) en fonction de leur charge et (f) l’énergie cinétique du plus gros produit chargé dans le centre de masse en fonction de sa charge. Les symboles correspondent aux données expérimentales et les traits aux données SMM à $\rho_0/3$.

l’origine vient des premiers instants de la collision où la matière nucléaire subit une compression qui peut induire une phase d’expansion de la source. L’énergie collective varie de 0.75, 1.7 et 2.4A MeV pour des énergies incidentes de 32, 40 et 52A MeV, respectivement. On remarque aussi que les énergies cinétiques ne sont pas reproduites pour les faibles charges du plus gros produit chargé de l’événement ($\langle E_{\text{cin}}^{\text{cm}} \rangle = f(Z_{\text{max}})$) à 32 et 40A MeV. Dans ce cas, le plus gros produit chargé semble se déplacer à une vitesse plus proche de celle du centre de masse pour les données expérimentales que pour les événements simulés. Un tel effet, qui existe aussi dans les événements monosource sélectionnés avec l’ACP [Gui02], peut-être dû au fait que dans SMM le calcul des partitions ne prend pas en compte la forme de la densité de freeze-out. C’est une hypothèse qui reste à vérifier.

Pour le système Xe+Sn [Nei99], les énergies de flot trouvées sont 0.8A MeV à 32A MeV et 2.1A MeV à 52A MeV, donc compatibles avec celles que nous trouvons

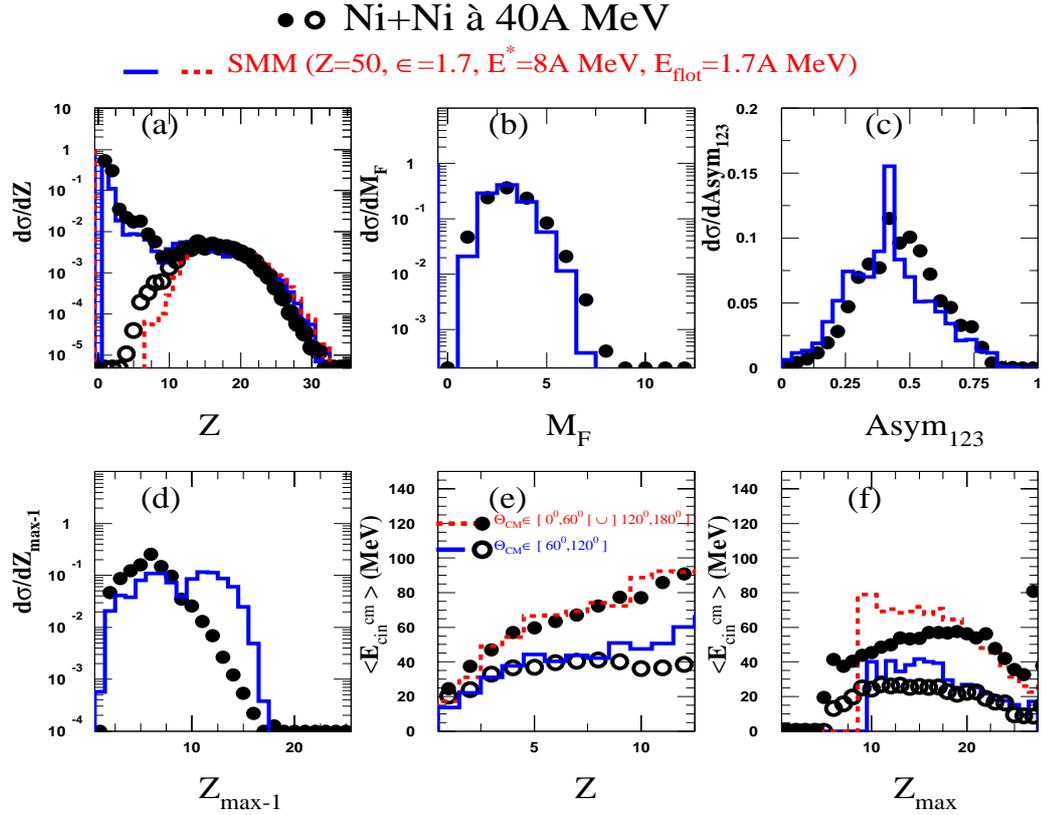


FIG. 4.8 – Ni+Ni à 40A MeV. Idem figure 4.7.

pour Ni+Ni, système symétrique mais de taille inférieure à Xe+Sn.

4.3 Conclusion

Nous avons étudié le comportement général des collisions centrales pour le système utilisé en fonction de l'énergie incidente. L'évolution la plus significative est la diminution de la taille du plus gros produit chargé avec l'énergie incidente, et l'augmentation de la multiplicité des particules légères ; le système se casse en un nombre limité de fragments de multiplicité moyenne constante ($\bar{M}_F = 3$). La méthode de sélection appliquée dans ce travail a permis d'isoler les collisions centrales ayant conduit à la formation d'une source de quasi-fusion pour les énergies inférieures à 52A MeV : il y a persistance d'un résidu de quasi-fusion, qui disparaît aux plus grandes énergies.

Le calcul de l'énergie d'excitation de la source de quasi-fusion indique des valeurs égales à 6.1, 8.0 et 11.2A MeV à 32, 40 et 52A MeV, respectivement. Sa charge moyenne varie de 46, 45 et 43 avec l'énergie de faisceau. L'objectif de la confrontation des données avec le modèle SMM était de vérifier dans quelle mesure un scénario de multifragmentation statistique permet de reproduire les observables statiques et

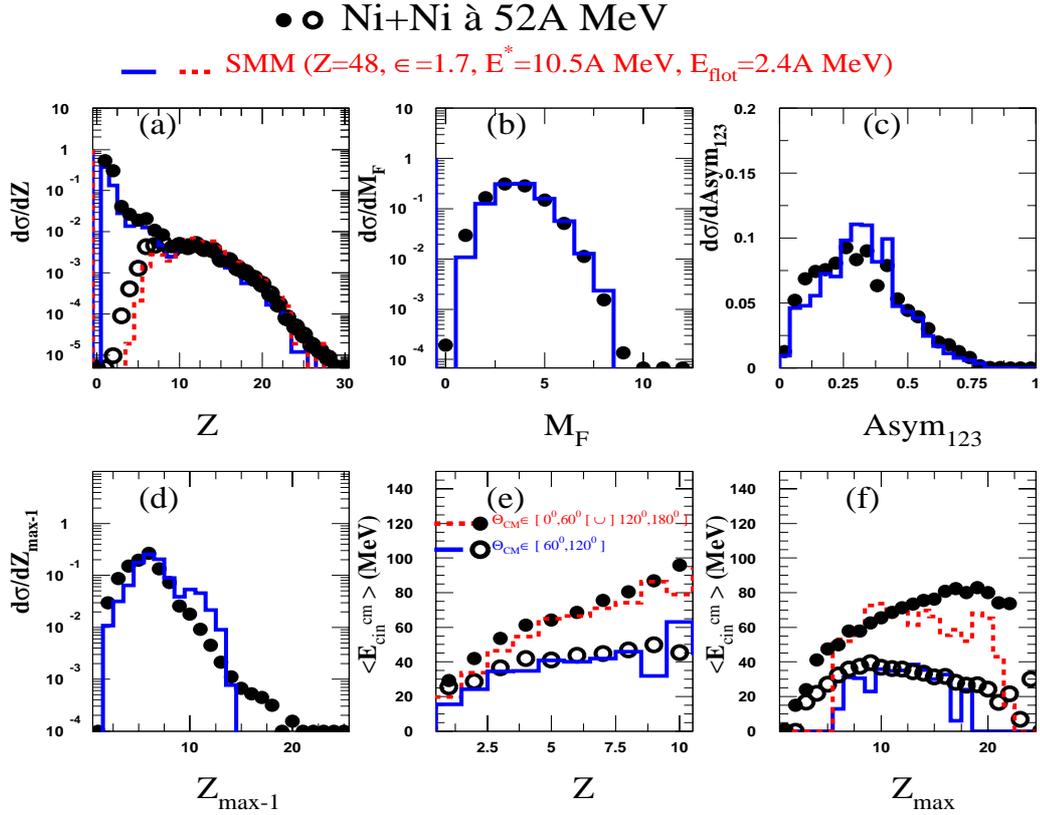


FIG. 4.9 – Ni+Ni à 52A MeV. Idem figure 4.7.

Système	Z_{Source}	$E^*(A$ MeV)	$E_{flot}(A$ MeV)	ϵ
Ni+Ni à 32A MeV	50	6	0.75	1.7
Ni+Ni à 40A MeV	50	8	1.7	1.7
Ni+Ni à 52A MeV	48	10.5	2.4	1.7

TAB. 4.2 – Les valeurs des paramètres d'entrée utilisés par le code SMM.

cinématiques construites expérimentalement. L'ajout d'une énergie radiale, qui augmente avec l'énergie incidente (voir tableau (4.2)), plus une déformation est indispensable pour reproduire les énergies des fragments légers. D'habitude il faut soustraire cette composante collective de l'énergie d'excitation calculée pour avoir l'énergie d'excitation thermique de la source. Si l'on arrive à reproduire l'ensemble des propriétés des partitions de charge, en revanche SMM ne reproduit pas l'énergie cinétique du résidu de quasi-fusion à 32 et 40A MeV.

Nous allons maintenant étudier si les événements monosource sélectionnés peuvent signer une éventuelle transition de phase dans la matière nucléaire finie.

Chapitre 5

Recherche d'un signal de transition de phase

Dans ce chapitre nous allons mettre en oeuvre quelques techniques déjà utilisées pour extraire des informations sur la possibilité de l'existence d'une de transition de phases pour les événements monosource issus des collisions Ni+Ni.

L'état d'un système macroscopique est déterminé d'une part, par les interactions existant entre les entités élémentaires qui le constituent (atomes, molécules, électrons, quarks) et d'autre part par les conditions extérieures qui lui sont imposées (la température, la pression ...). Lorsque l'état du système est homogène, c'est-à-dire que les propriétés physiques varient de manière continue en passant d'un endroit à un autre, on dit que le système est dans une phase donnée. Les phases sont caractérisées par des comportements collectifs de la matière, qui ne peuvent pas être décrits par la somme des propriétés individuelles [Diu89]. Un cas particulier est donné par les systèmes physiquement uniformes. Si l'on suppose le système dans une phase déterminée, par exemple une phase liquide, alors en faisant varier de façon continue un des paramètres extérieurs tel que la température, le système peut passer d'une phase à une autre. Ce passage est appelé transition de phase. Le processus, contrôlé par la température, qui conduit à un changement de phase, est une compétition entre l'ordre qui minimise l'énergie du système en interaction et le désordre qui maximise l'entropie, l'état stable étant donné par le minimum de l'énergie libre du système.

La phase ordonnée (faible température) est en général de symétrie plus basse que la phase désordonnée (haute température). Elle ne possède pas tous les éléments de symétrie de l'hamiltonien du système (la fonction des variables dynamiques donnant l'énergie du système), décrivant les interactions entre les différents constituants microscopiques du système. Il y a brisure spontanée de symétrie et l'on mesure l'ordre à partir d'un paramètre d'ordre, nul dans la phase haute température et non nul dans la

phase basse température. Pour la transition liquide-gaz, c'est la différence des densités respectives du liquide et du gaz qui joue le rôle de paramètre d'ordre.

Il y a essentiellement deux façons différentes de passer d'une phase à une autre. Pour les transitions dites du premier ordre, les deux phases coexistent au point de transition et sont parfaitement définies. Chaque phase est homogène et les deux phases sont en équilibre, ce qui se traduit par des potentiels chimiques égaux dans chacune des phases. Par exemple, lors de la transition liquide-vapeur, exactement au point de transition, les deux phases en présence ont des propriétés macroscopiques différentes, caractéristiques de l'état liquide et de l'état gazeux. On observe des discontinuités dans les propriétés physiques lorsqu'on passe d'un endroit à un autre du système (densités différentes du liquide et du gaz). Le système est constitué d'un mélange de domaines (par exemple des domaines de densité élevée caractéristique du liquide et des domaines de faible densité définissant le gaz) dont la taille typique nous donne la longueur de corrélation du système. Puisqu'il y a coexistence de phases lors d'une transition du premier ordre, la longueur de corrélation reste finie. Celle-ci nous donne une idée de la distance typique sur laquelle deux sous-parties du système sont corrélées, c'est-à-dire s'influencent mutuellement. Si l'on augmente la température légèrement au dessus du point de transition, il ne subsiste en général qu'une seule phase stable. De cette manière, on s'attend à observer des discontinuités dans les quantités thermodynamiques, et notamment du paramètre d'ordre, au passage du point de transition.

La situation est très différente dans le cas des transitions de phase du second ordre dites *transitions continues*. Dans ce cas, la longueur de corrélation du système diverge au point de transition, appelé point critique. Le système développe des fluctuations corrélées à toutes les échelles, allant de la taille inférieure donnée typiquement par la taille des constituants élémentaires jusqu'à la taille macroscopique du système. Il n'y a plus d'échelle de longueur naturelle du problème comme c'est le cas pour les transitions du premier ordre. Le passage d'une phase à l'autre se produit sans présenter de zone de coexistence entre les deux états du système. Les différentes phases de part et d'autre du point critique doivent se confondre mutuellement à mesure que l'on s'approche du point critique. Les différences entre les propriétés physiques des phases en compétition doivent disparaître au point de transition, ce qui implique que le paramètre d'ordre s'annule de façon continue lors du changement de phase. Un exemple de transition continue est le point critique de l'eau au bout de la ligne de transition du premier ordre liquide-gaz.

Les transitions de phases sont bien définies et discutées pour les systèmes macroscopiques pour lesquels on se trouve à la limite thermodynamique. Dans cette limite l'équation d'état et le potentiel thermostatique, c'est-à-dire le logarithme de la fonction de partition, devient non analytique lors de la transition de phase [Cho99]. Dans ce cas la transition de phase est facilement observée et reconnue si on arrive à contrôler la température du système et les conditions extérieures qui lui sont appliquées. Alors,

dans le cas de transition du premier ordre, l'augmentation de la température s'arrête et la température reste constante pendant la transition ; toute l'énergie fournie au liquide étant utilisée pour le transformer en vapeur.

Pour un système fini, le problème souvent rencontré est comment contrôler l'équilibre et comment extraire les variables thermostatiques à partir des observables dans le but d'identifier la probabilité de transition de phase. Lorsque le nombre de constituants du système est fini, le logarithme de la fonction de partition est toujours analytique [Cho99]. Dans ce cas des calculs théoriques montrent que la courbe calorifique associée à la transition liquide-gaz ne peut pas présenter de plateau horizontal. Pendant le changement de phase, le système se refroidit alors qu'on le chauffe. En effet la création d'interface entre les deux phases (interface de la bulle de gaz dans le liquide, ou de la goutte de liquide dans le gaz) ferait donc baisser la température. Pour un système très grand, le coût de cette interface serait trop faible pour faire baisser la température du système de façon significative.

Ce chapitre se divise en trois parties. Dans la première partie sont présentés les développements théoriques concernant les transitions de phases et l'extraction de la capacité calorifique. Dans la deuxième partie, nous étudierons les corrélations en charges afin de tenter d'extraire des signaux "fossiles" de transition de phases. Dans la troisième partie, nous allons chercher des signaux critiques dans la production des fragments en utilisant les fluctuations universelles et nous ferons le lien avec les résultats que nous avons obtenus (voir chapitre 4) en ce qui concerne la distribution du plus gros produit de l'événement en relation avec une éventuelle bimodalité.

5.1 Capacité calorifique

En physique le comportement thermique d'un système est caractérisé par sa capacité calorifique qui est l'énergie qu'il faut lui fournir pour augmenter sa température d'un degré (équation (5.1)).

$$C_v = \left(\frac{\partial \bar{E}}{\partial T} \right)_{P,N,V} \quad (5.1)$$

Théoriquement, la variation de la courbe calorifique devrait donner la capacité calorifique, mais il faut que la pression ou le volume soient constants. La capacité calorifique deviendrait négative lors du changement d'état pour un système fini.

La capacité calorifique n'est pas une quantité facile à extraire des données. L'extraction de celle-ci par la méthode des fluctuations se base sur des calculs théoriques et expérimentaux. Une démonstration théorique de la méthode sera d'abord présentée

et elle sera suivie par plusieurs hypothèses nécessaires pour le traitement des données. Finalement, quelques résultats expérimentaux seront présentés.

5.1.1 Calcul théorique

Dans cette section, on va suivre la démonstration proposée par Chomaz et Gulminelli [Cho99]. Le développement se fait via les fluctuations d'énergie des sous-systèmes dans l'ensemble microcanonique. L'entropie (S) se définit comme le logarithme de la densité d'état (W) :

$$S(E_t) = \ln W(E_t) \quad (5.2)$$

On considère que l'énergie est la somme de deux composantes : cinétique (E_1) et potentielle (E_2). Ainsi la densité d'état totale devient :

$$W(E_t) = \int_0^{E_t} dE_1 \exp(S_1(E_1) + S_2(E_t - E_1)). \quad (5.3)$$

On définit la température microcanonique pour chacun des sous-systèmes selon l'équation :

$$T_i^{-1} = \frac{\partial S_i}{\partial E_i}, \quad i = 1, 2. \quad (5.4)$$

La capacité calorifique devient donc

$$C_i^{-1} = \frac{\partial T_i}{\partial E_i}. \quad (5.5)$$

Pour un système microcanonique, l'énergie totale E_t est constante, alors que les énergies E_1 et E_2 peuvent varier. La probabilité pour que le système (1) ait l'énergie E_1 est donnée par l'équation :

$$P_1^{E_1} = \frac{W_1(E_1)W_2(E_t - E_1)}{W(E_t)} = \exp(S_1(E_1) + S_2(E_t - E_1) - S(E_t)) \quad (5.6)$$

À l'équilibre $W(E_t)$ est maximum, d'où la possibilité de calculer l'énergie moyenne (\bar{E}_1) en fonction de l'énergie totale à partir de l'équation :

$$\left. \frac{\partial S_1}{\partial E_1} \right|_{\bar{E}_1} = \left. \frac{\partial S_2}{\partial E_2} \right|_{E_t - \bar{E}_1}. \quad (5.7)$$

Donc à l'équilibre les deux sous-systèmes ont la même température microcanonique. La distribution de probabilité (équation (5.6)) peut être approximée par une distribution

gaussienne de la forme de l'équation (5.8).

$$P_1^{E_1} = (2\pi\sigma_1^2)^{-1/2} \exp \left\{ -\frac{(E_1 - \bar{E}_1)^2}{2\sigma_1^2} \right\} \quad (5.8)$$

\bar{E}_1 est la valeur moyenne de la distribution $P_1^{E_1}$ et σ_1^2 est la variance. En effectuant la dérivée seconde de l'équation (5.6) évaluée au maximum $\bar{E}_1(E_t)$ et en comparant avec celle de l'équation (5.8), on obtient

$$\sigma_1^2 = T^2 \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}. \quad (5.9)$$

C_i représente la capacité calorifique du sous-système (i) pour la valeur la plus probable de E_1 et de $E_t - E_1$. Donc les fluctuations de l'énergie du sous-système (1) sont directement reliées à la capacité calorifique du système total par l'équation :

$$C_T \sim C_1 + C_2 = \frac{C_1^2}{C_1 - \frac{\sigma_1^2}{T^2}} \quad (5.10)$$

En dehors de la zone de coexistence liquide-gaz, on s'attend à ce que les fluctuations σ_1^2 soient faibles devant le terme $C_1 T^2$ et donc que C_T soit positive. Des fluctuations anormales ($\sigma_1^2 \geq C_1 T^2$), dans la zone de coexistence, donneront des pôles et une valeur négative de la capacité calorifique total. L'équation (5.10) n'est valable que si la taille de l'émetteur est constante en fonction de E_t . Comme le système n'a pas de frontières, le volume fluctue et il est seulement connu en moyenne. Dans ce cas, la pression qui est interprétée comme le multiplicateur de Lagrange associé au volume moyen devient la variable d'intérêt. Ainsi, C_T est une mesure de C_P .

La transition de phase peut s'effectuer dans trois cas : sous-critique, critique et sur-critique. La distribution des fluctuations de l'énergie partielle réduite présente un pic pour la transition sous-critique et critique. Pour le cas sur-critique, il n'y a pas de signe apparent.

5.1.2 Hypothèses de travail et méthode expérimentale

L'extraction des informations sur les transitions de phase est liée au contrôle de l'équilibre et à la façon d'extraire les variables thermodynamiques [Dag00]. Pour savoir comment la transition de phase s'effectue lors de la fragmentation, il faut reconstruire les caractéristiques de la source initiale. Pour éviter trop de fluctuations sur la taille de la source, on utilise seulement les événements dont la taille de la source reconstruite se situe dans un intervalle de $\pm 10\%$ autour de la valeur moyenne.

Le calcul de la capacité calorifique doit être mené sur les partitions au freeze-out (au moment de la fragmentation de la source). Ceci suppose que la source d'émission des fragments doit émettre les fragments au même moment (fragmentation prompt).

La méthode la plus simple pour évaluer la capacité calorifique est de partir des fluctuations de l'énergie cinétique au moment où sont formés des préfragments chauds. Il faut donc séparer la composante cinétique et la composante d'interaction dans l'énergie des fragments événement par événement. L'extraction de l'énergie partielle à cet instant se base sur l'énergie d'excitation (E^*) de la source, calculée par calorimétrie, et le bilan de masse à l'aide de l'équation :

$$E^* = E_1 + E_2 \quad (5.11)$$

E_2 est la partie potentielle qui prend la forme de l'équation (5.12).

$$E_2 = \sum_{i=1}^{Mult} m_i - m_0 + E_{coul} \quad (5.12)$$

m_0 est l'excès de masse de la source, m_i est l'excès de masse des produits primaires et E_{coul} est l'énergie coulombienne des fragments. E_{coul} s'évalue en positionnant les fragments de forme sphérique dans un volume $V_{fo} = n.V_{normal}$:

$$E_{coul} = \frac{3e^2}{5n^{1/3}} \left(\frac{Z_0^2}{r_0} - \sum_{i=1}^{Mult} \frac{Z_i^2}{r_i} \right). \quad (5.13)$$

E_1 est la partie thermique de l'énergie cinétique. Comme les énergies cinétiques des fragments primaires sont inconnues, E_1 est calculée indirectement événement par événement de la manière suivante :

$$E_1 = E^* - E_2 = E^* + m_0 - \sum_{i=1}^{Mult} m_i - E_{coul} \quad (5.14)$$

Pour reconstruire la taille des fragments primaires (formés au freeze-out), on considère que toutes les particules légères ($Z = 1, 2$) sont formées au freeze-out, et que les préfragments chauds ne se désexcitent que par évaporation de neutrons. Dans ce cas, la charge des fragments primaires sera donc celle des fragments froids, et leur masse sera le produit de leur charge Z par le rapport A_{sys}/Z_{sys} du système initial.

Le nombre total de neutrons émis est :

$$M_n^{tot} = A_0 - \sum_{i=1}^{Mult} A_i, \quad (5.15)$$

la somme porte sur toutes les particules chargées et fragments détectés. Les masses A_i des fragments détectés sont calculées par une formule décrivant la vallée de stabilité.

Le nombre de neutrons évaporés par les préfragments chauds est [Nei99] :

$$M_n^{eva} = \sum_{f=1}^{M_f} \left(\frac{A_{sys}}{Z_{sys}} - \frac{A_f}{Z_f} \right) Z_f \quad (5.16)$$

Le nombre de neutrons présents au freeze-out (à considérer dans le bilan de masse de l'équation (5.12)) est

$$M_n^{f.o.} = M_n^{tot} - M_n^{eva} \quad (5.17)$$

On est maintenant capable de calculer l'énergie E_1 événement par événement en utilisant l'équation (5.14). Pour chaque intervalle de l'énergie d'excitation, nous calculons $\langle E_1 \rangle$ la valeur moyenne de E_1 et les fluctuations σ_1^2 de

$$\sigma_1^2 = \left\langle \frac{E_1^2}{A_0^2} \right\rangle - \left\langle \frac{E_1}{A_0} \right\rangle^2 \quad (5.18)$$

La température T est ensuite calculée en inversant l'équation d'état cinétique moyenne

$$\langle E_1 \rangle = \left\langle \sum_{i=1}^{Mult} a_i \right\rangle T^2 + \left\langle \frac{3}{2}(M-1) \right\rangle T \quad (5.19)$$

$a_i = A_i/8$ est le paramètre de densité de niveau qui tient compte de la masse du fragment et M est la multiplicité totale des particules (chargées ou neutres) et fragments au freeze-out. Sous cette forme (équation (5.19)), la capacité calorifique C_1 est obtenue par :

$$C_1 = \frac{d\langle \frac{E_1}{A_0} \rangle}{dT} \quad (5.20)$$

Enfin la chaleur massique totale C_T s'écrit :

$$C_T = \frac{C_1^2}{C_1 - \frac{\langle A_0 \rangle}{T^2} \sigma_1^2} \quad (5.21)$$

5.1.3 Application de la méthode

La figure 5.1 montre l'évolution des fluctuations de l'énergie cinétique $A_0 \frac{\sigma_1^2}{T^2}$ et de la chaleur massique C_1 (figures du haut), ainsi que les chaleurs massiques totales C_T (figures du bas) pour le système Ni+Ni à 32, 40 et 52A MeV.

Nous constatons sur la figure à 32A MeV l'existence d'une branche négative, puis une valeur positive pour la chaleur massique totale. La transition s'opère vers $\approx 6A$ MeV. En revanche, comme pour le système Xe+Sn [Nei99], la branche qui correspond au passage liquide-coexistence ($\approx 2.5 - 3A$ MeV) n'est pas observée. Pour les énergies à 40 et 52A MeV, la chaleur massique totale semble prendre des valeurs positives.

La calorimétrie employée n'est pas corrigée pour la composante d'énergie d'expansion. En effet, nous avons vu au chapitre précédent, que dans les événements monosource

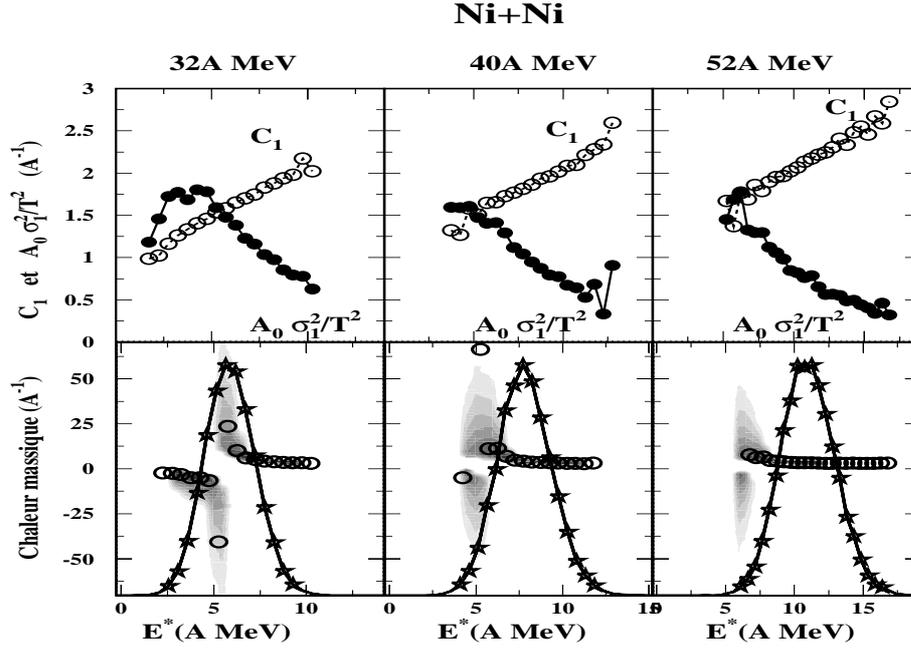


FIG. 5.1 – Ni+Ni à 32, 40 et 52A MeV. En haut : évolution des fluctuations $A_0 \frac{\sigma_1^2}{T^2}$ et de la chaleur massique C_1 en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon. En bas : évolution de la chaleur massique totale C_T en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon. La courbe représente la distribution de l'énergie d'excitation. Les contours en gris indiquent les zones de confiance pour C_T .

on trouve une composante d'énergie collective d'expansion qui augmente avec l'énergie du faisceau. Cette énergie collective va diminuer les fluctuations et donc perturber la mise en évidence du signal de la transition de phase [Nei99]. Un travail antérieur [Nei99] montre, en utilisant SMM, que la correction sur la valeur moyenne de l'énergie collective permettait de retrouver les fluctuations de la partie thermique de l'énergie cinétique et d'observer le signal de la divergence de la chaleur massique. La valeur de l'énergie collective a donc été soustraite de l'énergie d'excitation. Dans le chapitre précédent, on a vu qu'avec SMM on n'arrive pas à reproduire l'énergie cinétique moyenne du plus gros produit chargé de l'événement. Il semble qu'il n'y ait pas d'énergie collective pour ce gros produit chargé. Donc une simple soustraction de la valeur moyenne de l'énergie collective, dans ce cas, ne correspond pas à la partie thermique de l'énergie. Aussi, il faut que l'énergie coulombienne (équation (5.13)) soit calculée pour une source déformée (voir chapitre 4) au lieu d'une source sphérique uniformément chargée. Tout cela rend difficile la correction du signal de la capacité calorifique.

La question qui se pose maintenant est la suivante : le signal qu'on voit pour les données à 32A MeV est-il robuste? Afin de tester la fiabilité du signal expérimental obtenu, nous allons comparer les résultats obtenus avec ceux issus du code SMM qui peut prédire une transition de phase du premier ordre ou une émission séquentielle pour la source. Dans le premier cas, nous devrions observer un signal de capacité calorifique

négative alors que l'on s'attend à un résultat négatif dans le second cas. Les résultats sont donnés par les figures 5.2 et 5.3. Notons que pour tous les résultats de SMM que nous allons montrer, le freeze-out est reconstruit par la même méthode que les données expérimentales, avec toutes les hypothèses de reconstruction, et seul le calcul de l'échelle en énergie d'excitation diffère.

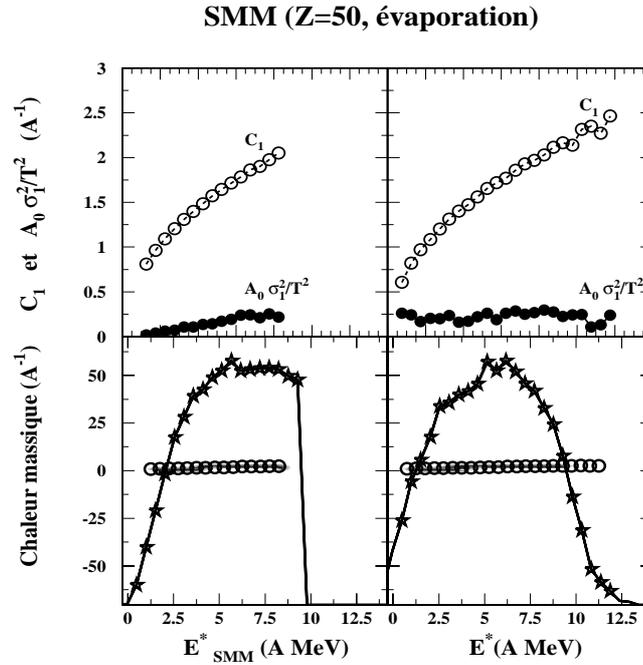


FIG. 5.2 – Résultats des simulations, par SMM, pour une source qui se désexcite par évaporation séquentielle. En haut : évolution des fluctuations $A_0 \frac{\sigma_1^2}{T^2}$ et de la chaleur massique C_1 en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon. En bas : évolution de la chaleur massique totale C_T en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon. La courbe représente la distribution de l'énergie d'excitation. À gauche : l'énergie d'excitation correspond à celle fournie au code pour générer les partitions. À droite : l'énergie d'excitation est calculée par la méthode utilisée pour les données expérimentales.

Dans le cas d'une source qui se désexcite par évaporation on n'a pas de capacité calorifique négative, alors que si la source multifragmente on voit nettement trois branches, une qui correspond à la zone spinodale et les deux autres aux phases liquide et gazeuse. On peut remarquer que les positions des transitions se déplacent un peu par rapport à leurs positions initiales lorsque l'on calcule l'énergie d'excitation par calorimétrie. D'après ce premier test, la méthode semble fonctionner.

Jusqu'à maintenant, on a supposé que la source est sphérique et n'a pas de composante collective, ce qui est faux dans notre cas. La figure 5.4 montre les résultats lorsqu'on tient compte de la déformation et de l'énergie collective, en prenant les valeurs obtenues à 32A MeV. On voit que le signal est écranté (figures à gauche), mais si on construit l'énergie d'excitation par calorimétrie on observe une branche négative.

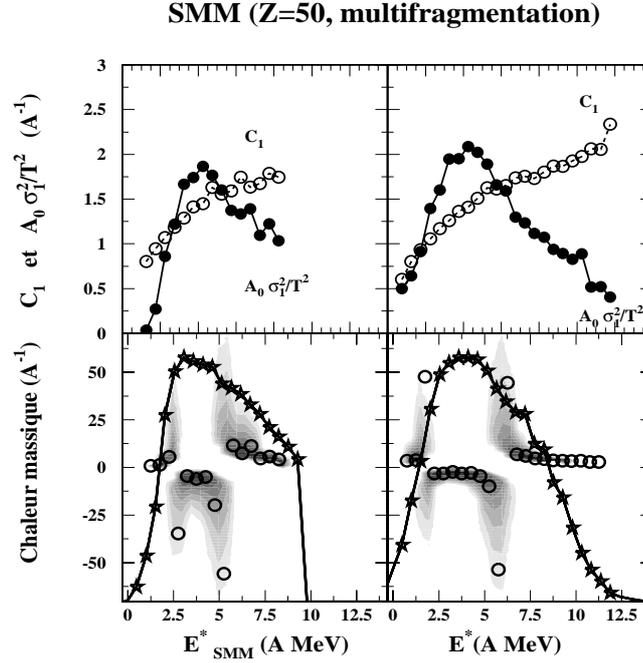


FIG. 5.3 – Résultats des simulations, par SMM, pour une source qui se déexcite par multifragmentation. Idem figure 5.2.

Ce résultat pose donc le problème du calcul de l'énergie d'excitation, c'est-à-dire que le calcul expérimental de l'énergie d'excitation peut entraîner un mélange des événements ce qui peut provoquer des fluctuations dans le calcul de l'énergie cinétique. En effet, il a été montré, pour un système plus lourd, que la reconstruction du freeze-out baisse les fluctuations d'environ un facteur deux alors que la calorimétrie les augmente d'environ 30% [Dag02]. On s'attend à ce que l'effet augmente dans le cas d'une source déformée (surtout dans le calcul de l'énergie d'excitation) ce qui pourrait expliquer le résultat de la figure 5.4. Néanmoins il sera nécessaire d'extraire le résultat de SMM au freeze-out pour conclure quant à l'existence du signal dans le modèle et quant à l'effet des perturbations apportées par les hypothèses indispensables à la reconstruction des fragments au freeze-out ainsi que dans notre cas, la prise en compte d'une source déformée.

L'extraction de la capacité calorifique est une opération délicate. Les informations manquantes (non mesurées) et la reconstruction du freeze-out amènent à formuler un certain nombre d'hypothèses dont il faut soigneusement tester l'influence à l'aide de modèles. Une deuxième analyse relative aux fragments, les corrélations en charges vont être présentées afin d'apporter une information supplémentaire quant au passage du système dans la zone spinodale.

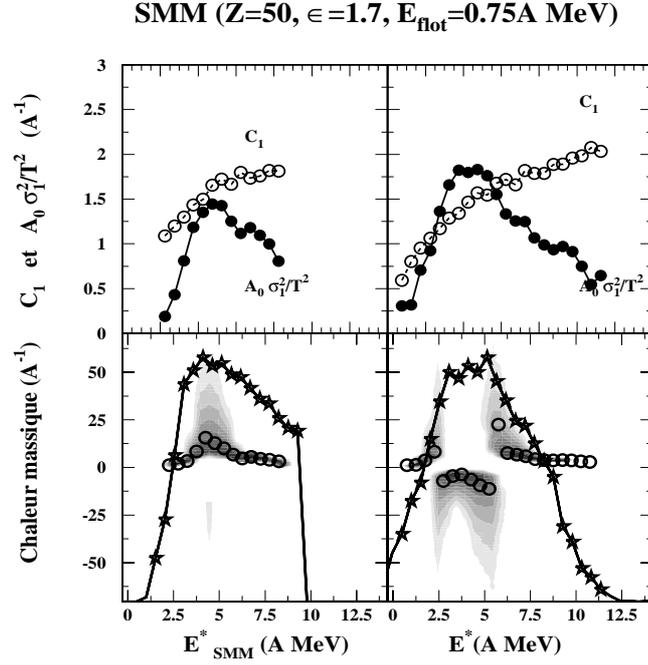


FIG. 5.4 – Résultats des simulations, par SMM, pour une source, déformée et avec une énergie collective, qui se désexcite par multifragmentation. Idem figure 5.2.

5.2 Décomposition spinodale

5.2.1 Introduction théorique

Pour l'équation d'état de la matière nucléaire, il est possible de définir dans la région de coexistence liquide-gaz une région dite spinodale dans laquelle la dérivée de la pression par rapport à la densité est négative. Dans cette région, la matière est mécaniquement instable; une fluctuation de densité peut être amplifiée jusqu'à devenir de l'ordre de grandeur de la densité elle-même et donc casser le système en fragments. Ce mécanisme fut donc proposé par G.F. Bertsh et al. [Ber83] pour expliquer la multifragmentation.

En étudiant la propagation des petites perturbations de densité dans un fluide infini à partir du concept du champ moyen [Jac96], les auteurs ont remarqué que l'évolution dynamique du fluide était complètement déterminée par l'amplification initiale des fluctuations de densité. En effet, les fluctuations sont liées aux pôles ω_0 (fréquences propres du système) des fonctions de réponse du système (fonctions qui décrivent le comportement du système sous l'action du champ exciteur), par

$$\delta\rho(k, t) \propto e^{\pm i\omega_0 t} \quad (5.22)$$

Si la fonction de réponse possède un couple de pôles réels, les fluctuations de densité

oscillent avec la fréquence ω_0 . Par contre, dans la région spinodale on a des solutions complexes de $\omega_0 = \omega(k)$ associées aux différents modes instables (perturbations) de nombre d'onde k .

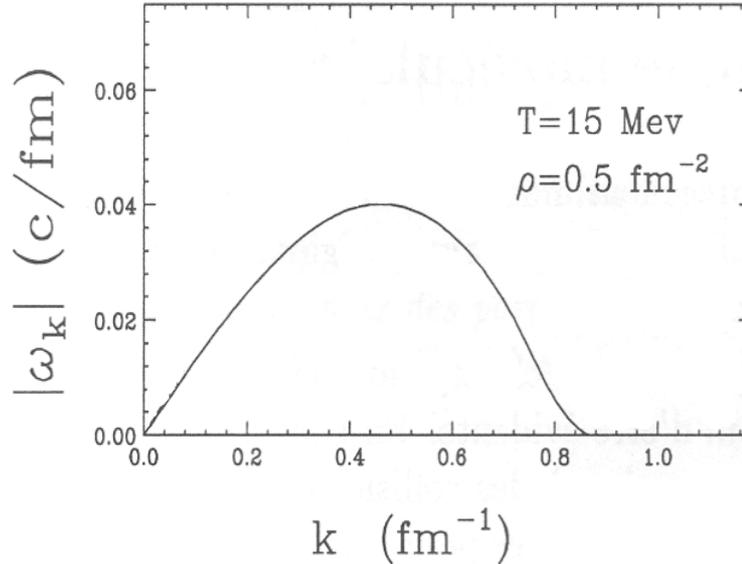


FIG. 5.5 – Les fréquences imaginaires en fonction du nombre d'onde de la perturbation considérée obtenues grâce à la réponse linéaire de l'équation de Vlasov. Extrait de [Jac96].

La relation de dispersion ($\omega = f(k)$) obtenue au coeur de la région spinodale est présentée sur la figure 5.5. Elle montre un maximum à un nombre d'onde $k_{max} = 0.4 \text{ fm}^{-1}$ suivi par une diminution pour s'annuler à $k_c = 0.86 \text{ fm}^{-1}$. Cette diminution reflète le fait que les fluctuations avec des longueurs d'onde plus petites que la portée des interactions ne peuvent pas être amplifiées (modes stables). Les fluctuations de densité seront amplifiées plus rapidement que les autres à $\lambda_{max} = \frac{2\pi}{k_{max}}$. Les modes les plus instables sont caractérisés par des longueurs d'ondes autour de $\lambda = 10 \text{ fm}$ et des temps caractéristiques autour de $\tau = 40 \text{ fm}/c$, peu dépendants de la température et de la densité [Gua96]. La conséquence directe de la relation de dispersion est la production des fragments avec une taille voisine de $\lambda/2 \simeq 5 \text{ fm}$ ce qui correspond à des charges $Z \simeq 10$.

Dans le cas de la matière nucléaire finie, les modes les plus privilégiés sont ceux qui vont créer une oscillation radiale de la densité [Jac96]. Par conséquent, le développement d'une instabilité de multipolarité L ($\lambda = \frac{2\pi R}{L}$, R le rayon du système) dans un noyau, peut mener à la formation de L fragments. La figure 5.6 montre la relation de dispersion pour une source sphérique. Le taux de croissance des instabilités est presque le même jusqu'à un maximum L_c . Ceci indique qu'un système fini instable se brise suivant différentes voies avec des probabilités semblables.

La figure 5.7 montre l'évolution d'un noyau d'or plongé dans la région spinodale.

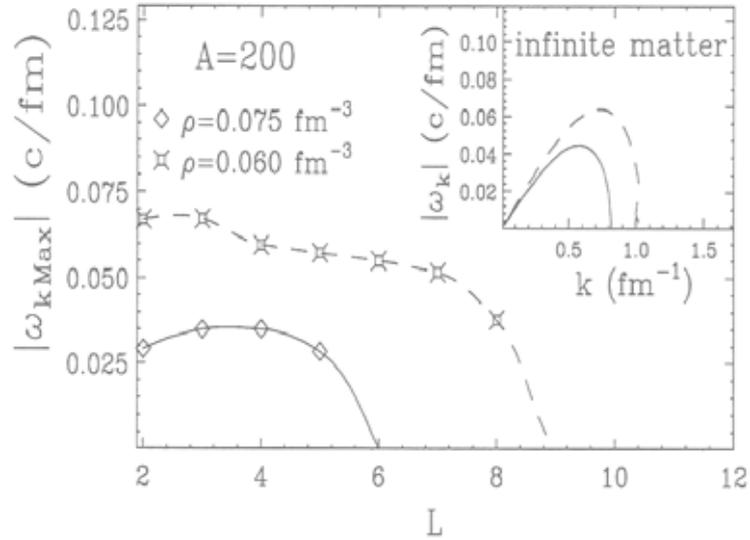


FIG. 5.6 – Relation de dispersion pour deux densités, pour un système fini. Dans la fenêtre, les résultats pour les mêmes densités pour un système infini. Extrait de [Jac96].

La décomposition conduit à la formation d'un trou au centre du système [Gua96]. La croissance des fluctuations a abouti, après $120 fm/c$, à la formation de six fragments de taille comparable, dont deux fusionnent pour former un gros fragment. La formation dans ce cas a lieu à la surface, pour pouvoir placer radialement au moins une oscillation avec une longueur d'onde autour de $10 fm/c$ (cf. figure 5.8 a))

La conséquence directe de la taille finie du système est la production de fragments de masses comprises entre $A/2$ et A/L_c , donc la taille initiale joue sur le nombre moyen de fragments formés. Par ailleurs, les interactions coulombiennes entre les fragments et l'expansion de la source peuvent réduire le temps des interactions mutuelles entre les fragments et augmenter les possibilités de garder la mémoire des instabilités (multiplicité des préfragments) [Gua96]. En revanche, l'image de la cassure de la source en plusieurs fragments de taille égale est brouillée par [Gua96] : i) les effets de coalescence, la présence de surface va accélérer les recombinaisons, les fragments du bord étant attirés par ceux du centre (figure 5.7) ce qui modifie donc la partition initiale (nombre et tailles de fragments). ii) l'absence de modes instables singuliers et par conséquent le phénomène de battements entre plusieurs modes instables se produit (cf. figure 5.8 a) et b)). iii) la désexcitation des fragments primaires.

Ces effets rendent la possibilité de présence de fragments de taille égale difficile à observer expérimentalement. La technique de corrélation en charge des fragments [Tab00, Bor01, Des02, Gui02, Tab03] semble un outil puissant pour chercher cette surproduction de fragments de taille égale.

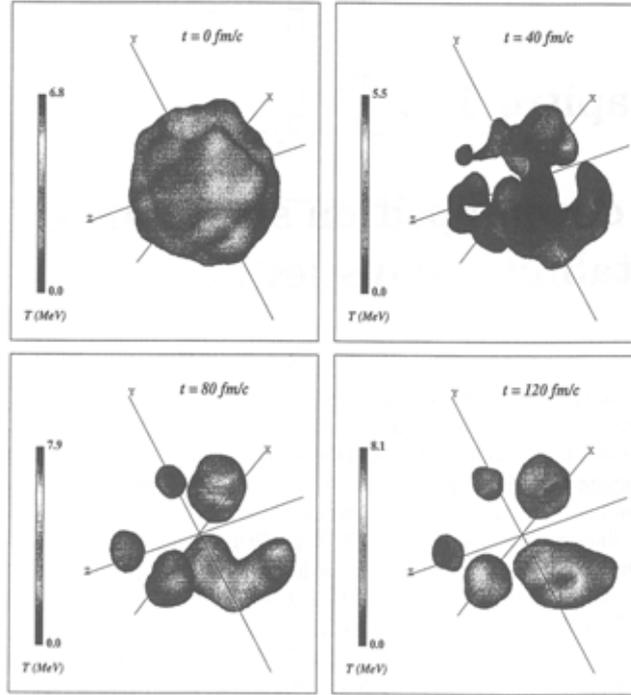


FIG. 5.7 – Simulation de la décomposition spinodale pour un noyau d'Or à $\rho = \rho_0/2$ et $T=3$ MeV. Extrait de [Gua96].

5.2.2 Corrélations en charges

Les corrélations en charges d'ordre supérieur ont été proposées par [Mor96] pour chercher des événements où on a une surproduction de fragments de taille égale. La fonction de corrélation est définie par :

$$1 + R(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_F) = \frac{Y(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_F)}{Y_{nc}(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_F)}, \quad (5.23)$$

avec $\langle Z \rangle = \frac{1}{M_F} \sum_{i=1}^{M_F} Z_i$ et $\sigma_Z = \sqrt{\frac{1}{M_F-1} \sum_{i=1}^{M_F} (Z_i - \langle Z \rangle)^2}$. Le numérateur $Y(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_F)$ est le nombre d'événements de l'échantillon étudié comprenant M_F fragments, de charge moyenne $\langle Z \rangle$ et d'écart-type σ_Z . Le dénominateur $Y_{nc}(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_F)$ est construit, pour les événements décorrélés, en choisissant au hasard M_F fragments dans des événements différents.

La méthode des probabilités intrinsèques [Des02] (MPI), permet de construire le dénominateur, en utilisant les probabilités expérimentales de partitions qui sont directement affectées par la conservation de la charge totale. Elle suppose donc que les corrélations entre les charges sont très faibles lors de la cassure de la source. Chaque charge est donc entièrement décrite par une probabilité d'émission ${}^Z P_{\text{intr}}$ appelée probabilité intrinsèque. Ce modèle est dit à charges indépendantes car il ne contient aucune corrélation, autre que celles induites par la conservation de la charge totale. Cette

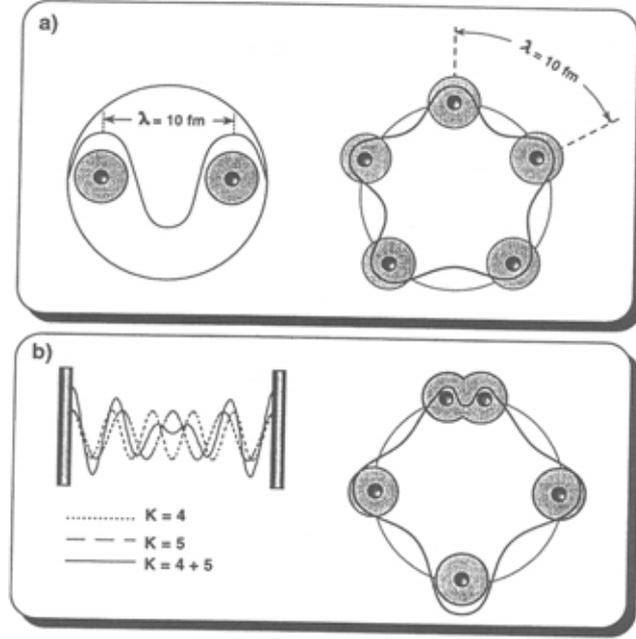


FIG. 5.8 – Vision amplifiée du processus de formation de fragments par décomposition spinodale, correspondant au développement du mode le plus instable a) et au battement entre deux modes différents b). Extrait de [Gua96].

définition revient à dire que les probabilités des partitions générées par un tel modèle peuvent s'écrire sous la forme [Des02] :

$$P_{cc}(\{n_Z\}) = \alpha \left(\sum_{Z \geq 1} n_Z \right)! \prod_{Z \geq 1} \frac{Z P_{\text{intr}}^{n_Z}(Z)}{n_Z!} \delta\left(\sum_{Z \geq 1} Z n_Z - Z_{\text{tot}}\right), \quad (5.24)$$

avec $\{n_Z\} = \{n_1, \dots, n_{Z_{\text{tot}}}\}$ une partition ($\sum_Z n_Z \cdot Z = Z_{\text{tot}}$), et α une constante de normalisation :

$$\alpha^{-1} = \sum_{\{n_Z | Z_{\text{tot}}\}} \left(\sum_Z n_Z \right)! \prod_{Z \geq 1} \frac{Z P_{\text{intr}}^{n_Z}(Z)}{n_Z!}. \quad (5.25)$$

Le dénominateur est obtenu en sommant les probabilités des partitions de fragments de charge moyenne et d'écart-type donnés,

$$Y_{\text{nc}}(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_F) = \sum_{\{\{n_Z\} | M_F, \langle Z \rangle, \sigma_Z\}} P_{cc}(\{n_Z\}). \quad (5.26)$$

La première étape consiste à calculer les probabilités intrinsèques des particules et des fragments pour chaque multiplicité de fragments. Ces probabilités sont obtenues en minimisant le χ^2 entre les probabilités expérimentales (P_{exp}) et les probabilités de partitions (P_{cc}) données par la formule (5.24) ($\chi^2 = \sum_{\{n_Z\}} \frac{(P_{cc}(\{n_Z\}) - P_{\text{exp}}(\{n_Z\}))^2}{P_{cc}(\{n_Z\})}$).

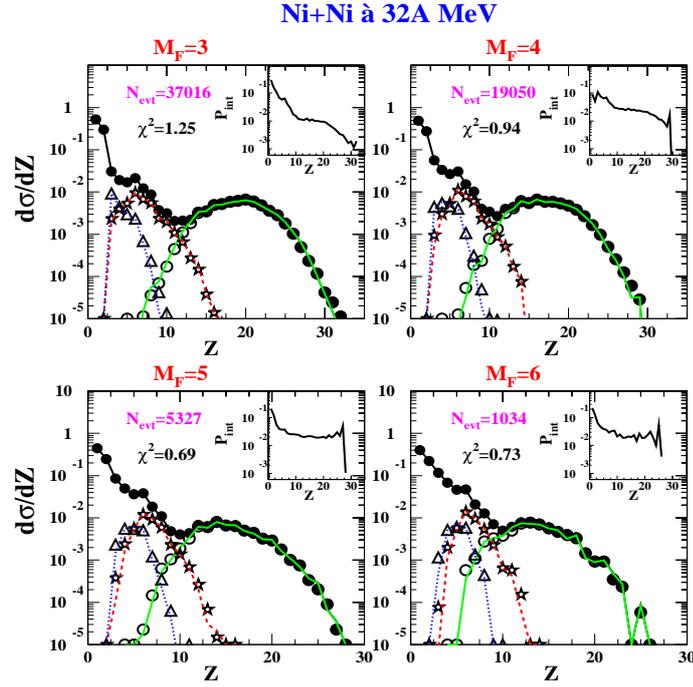


FIG. 5.9 – Ni+Ni à 32A MeV. Distributions expérimentales (symboles) de charges (cercles pleins), de la charge du plus gros produit (cercles), du deuxième plus gros produit (étoiles) et du troisième plus gros produit de l'événement (triangles) en fonction de la multiplicité des fragments. Les lignes correspondent aux résultats obtenus avec MPI. Dans les petites fenêtres sont présentées les distributions des probabilités intrinsèques.

5.2.3 Calcul des probabilités intrinsèques

Les distributions de charge et les probabilités intrinsèques correspondantes, calculées avec la formule (5.24) par la minimisation sur l'ensemble des événements, sont représentées en fonction de la multiplicité des fragments et l'énergie de faisceau sur les figures 5.9, 5.10 et 5.11. On note qu'à 40A MeV, le nombre d'événements utilisés est à peu près la moitié de celui disponible à 32 et à 52A MeV. Les χ^2 obtenus et le nombre d'événements (N_{evt}) sont indiqués sur les spectres. Les distributions expérimentales sont bien reproduites par le modèle. La procédure de minimisation converge vers de petites valeurs de χ^2 . Les probabilités intrinsèques dépendent de la charge des fragments ainsi que leur multiplicité. Le succès de la procédure de minimisation ($\chi^2 \sim 1$) à première vue semble indiquer que les données sont compatibles avec un processus d'émissions indépendantes et donc les corrélations physiques autres que celles dues à la conservation de la charge sont faibles.

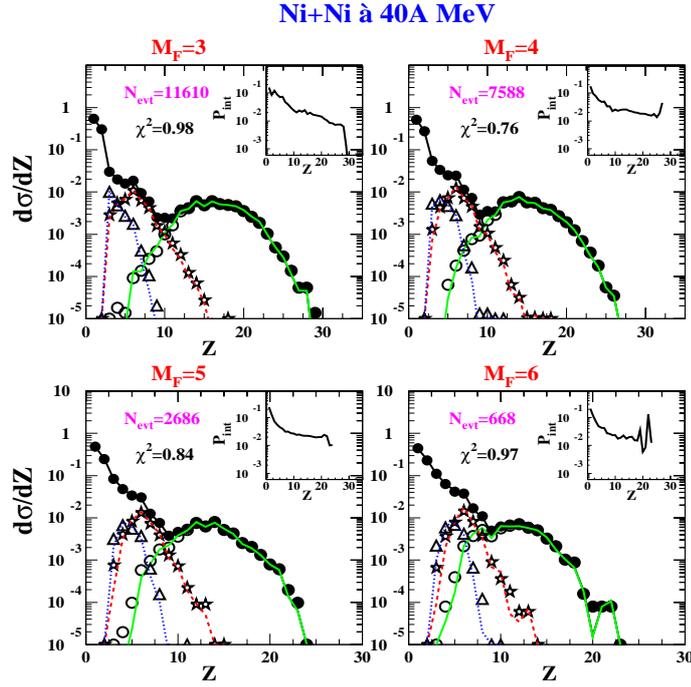


FIG. 5.10 – Ni+Ni à 40A MeV. Idem figure 5.9.

5.2.4 Les corrélations

Lorsque les fragments sont formés avec à peu près les même tailles (événements candidats à la décomposition spinodale), des pics dans les fonctions de corrélation sont attendus pour les petites valeurs de σ_Z . La largeur des canaux en $\langle Z \rangle$ et σ_Z est prise égale à une unité. Le premier canal en σ_Z contient donc des événements tels que $\sigma_Z < 1$, qui correspondent à un écart maximum de deux unités entre le plus gros fragment et les plus petits [Tab00, Tab03].

Pour calculer la *significance* statistique des pics qui vont apparaître dans les fonctions de corrélation on utilise la *méthode de l'hypothèse nulle* [Des02]. Cette méthode consiste à faire l'hypothèse qu'il n'y a pas de corrélation, puis de calculer la probabilité que le pic soit alors d'une hauteur égale ou supérieure à celle obtenue. Si la probabilité est très faible on en déduit que l'hypothèse nulle est très probablement fautive (la *significance* du pic est grande). D'après l'hypothèse nulle, la fonction de corrélation devrait tendre vers l'unité pour un nombre d'événements ($n(M_F)$) infini, c'est-à-dire

$$\lim_{n(M_F) \rightarrow \infty} Y(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_F) = Y_{nc}(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_F) \quad (5.27)$$

On notera $p = Y_{nc}(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_F)$ dans la suite. La probabilité que k événements parmi les $n(M_F)$ appartiennent à la case $(\langle Z \rangle, \sigma_Z)$ est donnée par la formule binômiale :

$$P(k) = C_{n(M_F)}^k p^k (1-p)^{n(M_F)-k} \quad (5.28)$$

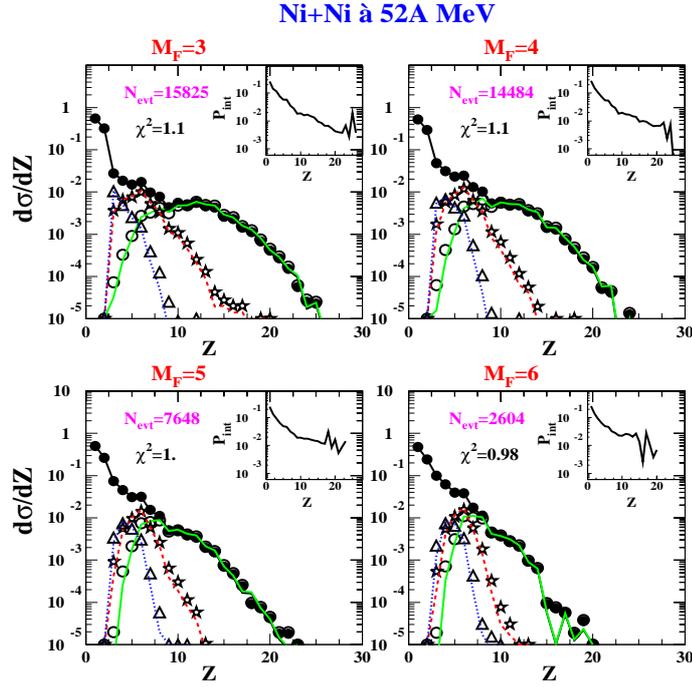


FIG. 5.11 – Ni+Ni à 52A MeV. Idem figure 5.9.

La signifiante sera d'autant plus grande que le pic sera élevé et que le nombre d'événements de l'échantillon sera grand. La signifiante S est la probabilité d'obtenir un nombre d'événements strictement inférieur à celui observé expérimentalement. D'après l'hypothèse nulle la probabilité inverse, c'est-à-dire la probabilité pour que le pic ait une hauteur supérieure ou égale à la hauteur mesurée expérimentalement, est donnée par :

$$1 - S = \sum_{k=Num}^{n(M_F)} P(k) = 1 - \sum_{k=0}^{Num-1} P(k) \quad (5.29)$$

où $Num = n(M_F)Y(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_F)$, est le nombre d'événements expérimentaux tombant dans la case considérée $(\langle Z \rangle, \sigma_Z)$. Le calcul de la fonction d'échantillonnage (équation (5.28)) dans le cadre de l'hypothèse nulle ne fait pas intervenir le nombre d'événements mesurés ; elle n'est donc pas entachée d'erreur statistique.

La figure 5.12 présente les fonctions de corrélation pour le système Ni+Ni à 32, 40 et 52A MeV pour différentes multiplicités des fragments. Un seuil en nombre de coups au moins égal à 4 a été imposé. Pour faire en sorte que les effets soient clairs, seuls les pics avec une signifiante supérieure ou égale à 90% sont conservés. On remarque à 32A MeV le manque d'événements dans le canal $\sigma_Z < 1$, alors que lorsque l'énergie incidente augmente le nombre de pics dans ce même canal augmente, comme on peut s'y attendre du fait de la diminution de la taille des fragments.

Sur la figure 5.13 est représentée l'évolution des fonctions de corrélation en fonction de $\langle Z \rangle$ pour les événements du canal $\sigma_Z < 1$. Pour les événements à 40 et 52A MeV

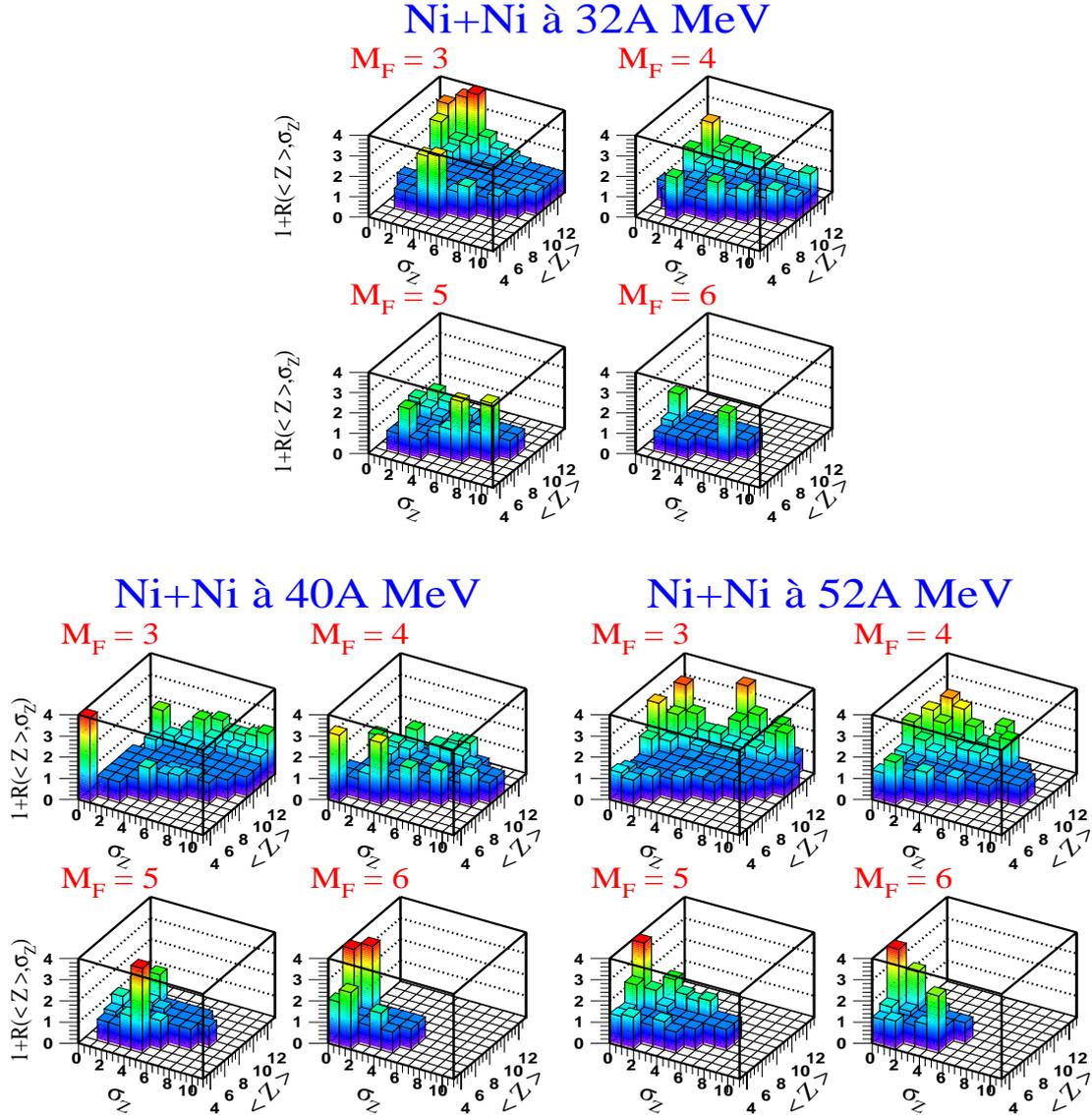


FIG. 5.12 – Les fonctions de corrélation expérimentales en charges en fonction de la multiplicité des fragments. La valeur maximale dans l'échelle des fonctions de corrélation est limitée à 4 sur les figures.

les pics au-dessus du fond 1 ont des barres d'erreurs plus faibles et leur nombre devient important à 52A MeV. Pour les fonctions de corrélations en σ_Z pour différentes tranches de $\langle Z \rangle$, les figures sont dans l'annexe B.

Quelques caractéristiques des pics du canal $\sigma_Z < 1$ au-dessus du fond 1 sont reportées dans le tableau (5.1). On constate que ces derniers sont des signaux physiques significatifs avec une faible proportion d'événements. Par ailleurs, les charges moyennes pour lesquelles on a une indication qu'il y a un signal de surproduction de fragments de taille égale sont inférieures à celles prévues par la théorie ($Z \sim 10$) [Gua96] et ce indépendamment de la taille du système.

On peut constater qu'il n'y a pas de signal de surproduction d'événements produisant des charges quasi-identiques à 32A MeV ; l'effet semble apparaître à 40A MeV

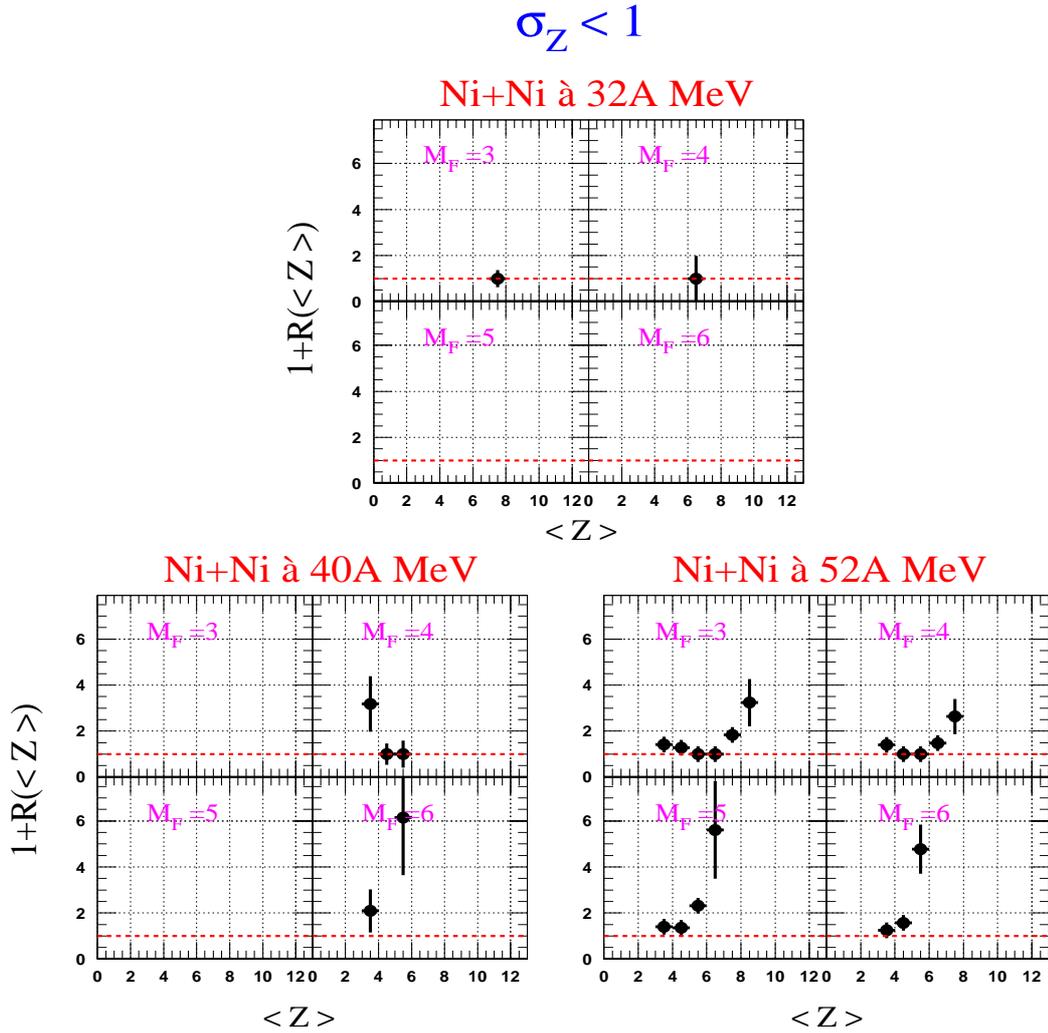


FIG. 5.13 – Évolution des fonctions de corrélation avec $\langle Z \rangle$ pour $\sigma_Z < 1$ et pour les quatre intervalles de la multiplicité des fragments considérés.

et augmenter avec l'énergie du faisceau. Un tel signal a été déjà observé par [Tab00, Bor01, Tab03] pour le système Xe+Sn et [Gui02] pour le Ni+Au à 52A MeV. Dans le cas de Ni+Ni à 32A MeV [Gui02], les incertitudes sur la qualité de la fonction de corrélation ne permettent pas aux auteurs de conclure sur l'existence de fragments de charges identiques. À l'aide du support théorique fourni par le code BOB [Gua97], les auteurs de [Tab00, Bor01, Tab03] ont lié la faible proportion d'événements avec des fragments de taille égale à la décomposition spinodale d'un système fini. En ce qui concerne notre analyse, nous avons donc trouvé une surproduction statistiquement significative de fragments à partir d'une énergie incidente de 40A MeV. Ces résultats plaident en faveur d'une possible transition de phase liquide-gaz.

systeme	M_F	$\langle Z \rangle$	$(1 + R)_{\sigma_Z < 1}$	$N_{evt}(\%)$	$S(\%)$
Ni+Ni à 40A MeV	3	3	16.2	4 (0.03)	100
	4	3	3.2	7 (0.09)	99
	6	3	2.1	5 (0.75)	91
	6	5	6.2	6 (0.90)	100
Ni+Ni à 52A MeV	3	3	1.4	117 (0.74)	100
	3	4	1.3	84 (0.53)	98
	3	7	1.8	40 (0.25)	100
	3	8	3.2	10 (0.06)	100
	4	3	1.4	224 (1.55)	100
	4	6	1.5	91 (0.63)	100
	4	7	2.6	12 (0.08)	100
	5	3	1.4	222 (2.90)	100
	5	4	1.4	142 (1.86)	100
	5	5	2.3	77 (1.01)	100
	5	6	5.59	7 (0.09)	100
	6	3	1.25	120 (4.61)	99
	6	4	1.6	88 (3.38)	100
	6	5	4.8	20 (0.77)	100

TAB. 5.1 – Caractéristiques des pics supérieurs au fond 1.

5.3 Loi d'échelle

Une étude différente de la précédente est celle de R. Botet et al. [Bot97, Bot99, Bot00, Bot01] qui ont montré que l'on est capable d'étudier les transitions de phases pour les systèmes finis sans savoir si le système a atteint un équilibre au moment de la transition de phase. On a seulement besoin d'étudier les propriétés des fragments. Spécifiquement toutes les informations pertinentes peuvent être obtenues par une mesure des distributions de taille et de multiplicité des fragments ainsi que de la taille du plus gros fragment. En effet, ces auteurs ont montré que la distribution du paramètre d'ordre associé à un phénomène critique suit une loi d'échelle universelle (c'est-à-dire invariante par changement de taille du système) dite Δ -*scaling*. En se basant sur des simulations avec un modèle de gaz sur réseau les auteurs ont constaté que la charge du plus gros fragment est un bon candidat pour jouer le rôle de paramètre d'ordre.

Si la multifragmentation est interprétable comme un phénomène critique, la distribution $P[m]$ de la taille du plus gros fragment doit vérifier la loi d'échelle

$$\langle m \rangle^\Delta P[m] = \Phi(z_{(\Delta)}) = \Phi\left(\frac{m - \langle m \rangle}{\langle m \rangle^\Delta}\right), \quad 1/2 \leq \Delta \leq 1 \quad (5.30)$$

avec $m = Z_{max}$, $\langle m \rangle$ est la valeur moyenne de la distribution $P[m]$ et Φ est la fonction d'échelle.

Une condition nécessaire mais pas suffisante pour la loi d'échelle Δ -*scaling* est que la variance de la distribution $P[m]$ soit liée à sa valeur moyenne par

$$\sigma^2 \propto \langle m \rangle^{2\Delta} \quad (5.31)$$

$\Delta = 1/2$ est associée aux faibles températures (phase ordonnée) et $\Delta = 1$ est observée à grandes températures (phase désordonnée) ainsi que pour le point critique.

On applique les équations (5.30) et (5.31) aux données expérimentales à toutes les énergies incidentes. Sur la figure 5.14, on présente le logarithme de la variance de la distribution de la charge du plus gros produit chargé en fonction de sa valeur moyenne. On constate que l'on peut identifier deux régimes différents avec un changement de pente comparable à une transition de $\Delta = 1/2$ à $\Delta = 1$.

Sur la figure 5.15, on présente les fonctions d'échelle des distributions de charge du plus gros produit chargé en fonction de l'énergie incidente. En utilisant les valeurs de Δ extraites à partir de la figure 5.14, on trouve une loi d'échelle en utilisant $\sigma \sim \langle Z_{max} \rangle^{1/2}$ aux plus faibles énergies (figure 5.15 a), alors que pour les grandes énergies les fluctuations de la taille du gros produit chargé varient comme $\sigma \sim \langle Z_{max} \rangle$ (figure 5.15 b). Ce travail donne des résultats compatibles avec ceux obtenus par [Fra04] pour le même système mais avec des sélections différentes pour extraire les collisions centrales.

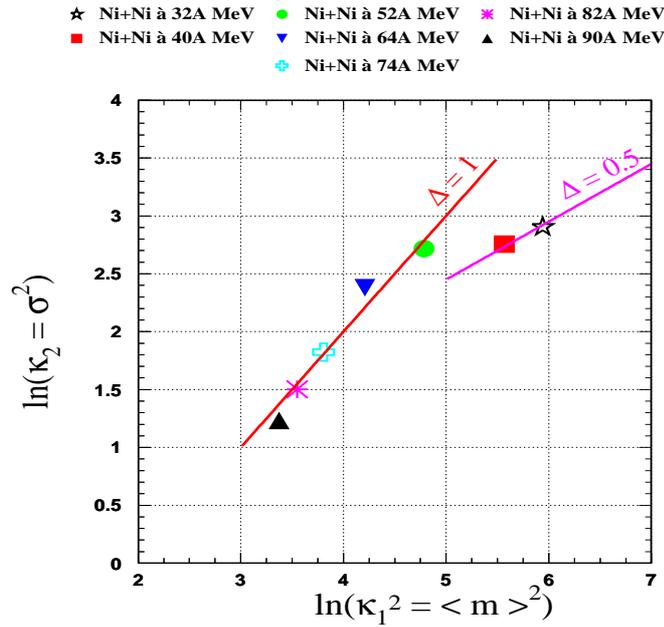


FIG. 5.14 – Logarithme de la variance de la distribution de la taille du plus gros produit chargé en fonction du logarithme de sa valeur moyenne.

Même si les fonctions d'échelle se regroupent en deux familles distinctes, la loi d'échelle n'est pas vérifiée de façon rigoureuse pour le système à 52A MeV. Pour cette énergie le point tombe plus loin que la ligne qui correspond à la phase ordonnée (figure 5.14) et ni une fonction gaussienne ni une fonction de Gumbel (figure 5.15) ne reproduit de manière satisfaisante les données expérimentales à cette énergie ce qui pourrait s'interpréter par un mélange des phases ordonnée et désordonnée dans les événements sélectionnés. Cette hypothèse est renforcée par les distributions de la charge du plus gros produit chargé (voir chapitre 4) où l'on observe à cette même énergie incidente deux composantes, l'une proche des distributions obtenues à partir de 64A MeV et l'autre composante proche des distributions obtenues à 32 et 40A MeV. Ces résultats sont également compatibles avec les distributions de charge aux différentes énergies, la distribution à 52A MeV semblant intermédiaire entre les distributions à 32, 40A MeV et celles à partir de 64A MeV. Par ailleurs c'est également autour de 50A MeV que la section efficace de fusion a été trouvée compatible à zéro pour le système Ni+Ni [Lau03].

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons cherché un signal de transition de phase dans le noyau. La première partie était consacrée à la méthode d'extraction de la capacité calorifique à partir des fluctuations d'énergie cinétique. On a constaté que le manque d'informations sur la configuration au freeze-out (énergie cinétique + tailles des préfragments) ainsi

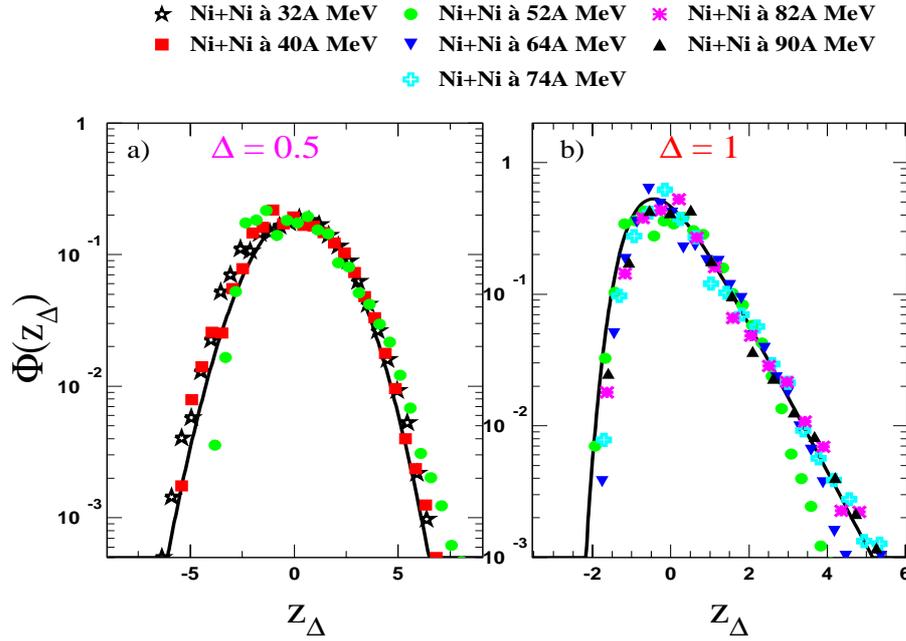


FIG. 5.15 – Les fonctions d'échelle des distributions de Z_{max} groupées en deux familles. a) correspond aux énergies 32 – 52A MeV. La ligne correspond au fit des données en utilisant une fonction gaussienne. b) correspond aux énergies 52 – 90A MeV. La ligne correspond au fit des données en utilisant une fonction de Gumbel ($\exp(-z - \exp(-z))$).

que dans notre cas la prise en compte d'une énergie collective pour une source déformée, rend délicate l'interprétation du signal expérimental de capacité calorifique négative à 32A MeV.

La méthode de corrélation utilisée dans la deuxième partie met en évidence une surproduction de fragments de taille égale à 40 et 52A MeV. Cet effet semble augmenter avec l'énergie incidente. En calculant leur signifiante statistique, nous avons constaté que ces événements, qui représentent une très faible proportion de la statistique totale, sont significatifs d'un point de vue statistique. Ces résultats plaident en faveur d'une possible transition de phase du premier ordre.

Dans la dernière partie de ce chapitre nous avons étudié les distributions de charge du plus gros produit chargé de l'événement dans le but d'observer une loi d'échelle où l'on a clairement observé que les fonctions d'échelle se regroupent en deux familles distinctes (phase ordonnée et phase désordonnée) pour toutes les énergies excepté à 52A MeV où les deux phases semblent coexister. Ce comportement signerait un phénomène critique.

2^{ème} partie :

Étude des collisions périphériques

Chapitre 6

Reconstruction du quasi-projectile

Dans ce chapitre, nous allons, dans un premier temps, examiner les caractéristiques générales des événements enregistrés, avant de sélectionner et caractériser les événements qui entrent dans le cadre de notre étude. La dernière partie du chapitre portera sur la méthode de reconstruction de la source quasi-projectile (QP), qui consiste à déterminer l'origine d'une partie des particules émises.

6.1 Caractéristiques des événements

Avant de s'intéresser aux données expérimentales, le tableau 6.1 rappelle les principales caractéristiques des quatre systèmes utilisés. E_{inc} est l'énergie incidente, V_{cm} est la vitesse du centre de masse, θ_{gr} est l'angle d'effleurement, E_{disp} est l'énergie disponible, après soustraction de la barrière coulombienne, et σ_{geo} est la section efficace géométrique.

ystème	E_{inc} (A MeV)	V_{cm} (c)	θ_{gr} (degré)	E_{disp} (A MeV)	σ_{geo} (barn)
Ni+C	34.5	0.225	2.9	4.47	1.77
Ni+Mg	34.5	0.131	5.0	7.02	2.80
Ni+Zn	40	0.133	3.8	8.99	2.98
Ni+Au	34.5	0.062	8.5	5.05	4.39

TAB. 6.1 – Les caractéristiques cinématiques et la section efficace géométrique (σ_{geo}) pour les différents systèmes utilisés.

6.1.1 Sélection des événements

Une analyse cinématique rapide des événements nous donne une idée qualitative sur les divers mécanismes en présence et sur l'influence du dispositif expérimental pour le système qu'on va étudier. Pour ce faire, sur les figures 6.1 et 6.2 on compare la somme des charges détectées en fonction de l'énergie cinétique totale dans le laboratoire, parallèle à l'axe de faisceau, pour les deux systèmes $^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$ et $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$.

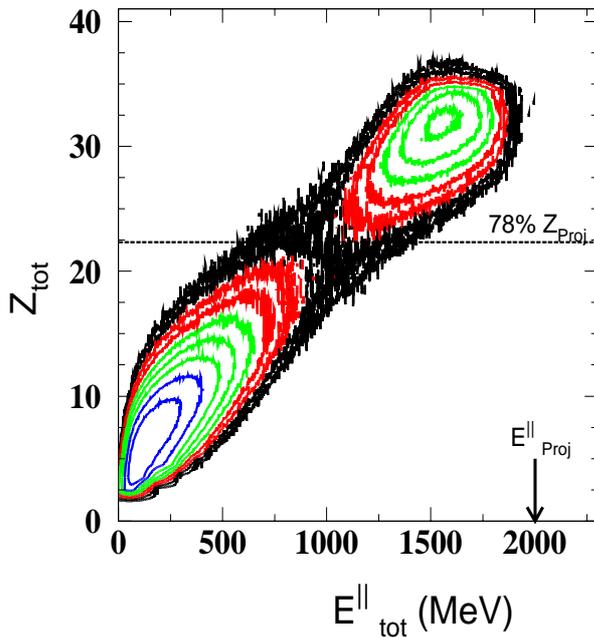


FIG. 6.1 – Corrélation entre la charge totale détectée et l'énergie cinétique totale parallèle au faisceau, dans le cas du système $^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$ à 34.5A MeV.

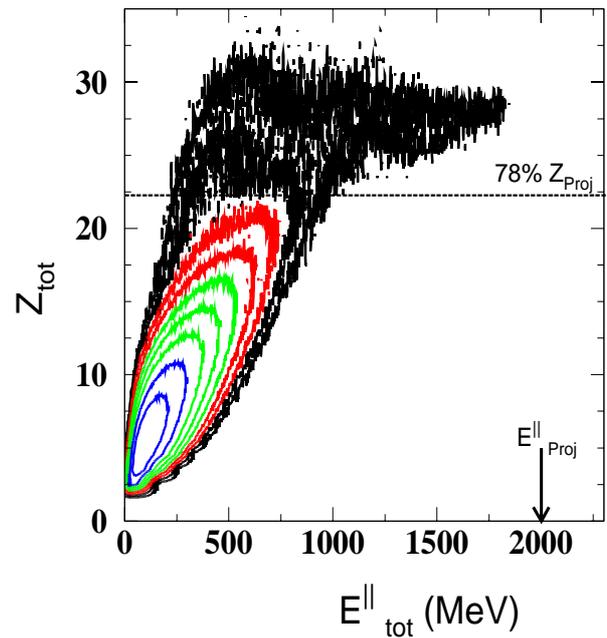


FIG. 6.2 – Corrélation entre la charge totale détectée et l'énergie cinétique totale parallèle au faisceau, dans le cas du système $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$ à 34.5A MeV.

Pour ces deux systèmes, on peut distinguer une zone qui est caractérisée par une faible charge totale et une faible énergie parallèle totale, correspondant aux événements pour lesquels on n'a pas détecté ni le résidu du projectile, ni celui de la cible.

Dans le cas de la cible de carbone, on voit une autre zone où l'énergie parallèle totale et la charge totale sont presque totalement collectées. Pour la cible d'or la charge totale détectée dans cette zone est inférieure à celle du système. Ces événements correspondent aux collisions périphériques où le résidu de la quasi-cible (QC) n'a pas l'énergie suffisante pour franchir les seuils de détection.

Pour notre analyse qui a pour objectif d'étudier le quasi-projectile (QP), nous gardons tous les événements pour lesquels nous avons recueilli au moins 78% de la charge du projectile ($Z_{tot} \geq 22$).

6.1.2 Classement des événements

Une fois le premier tri en complétude réalisé, avant de procéder à la reconstruction du QP, il faut classer les événements suivant le degré de violence de la collision. Généralement, on cherche à classer les collisions suivant la valeur de leur paramètre d'impact qui est considéré comme un paramètre de la voie d'entrée qui gouverne le devenir de la collision.

Une équation empirique du paramètre d'impact est obtenue en utilisant la quantité de mouvement totale parallèle au faisceau pour les particules plus rapides que le centre de masse du système ($\Pi_{||}^{cm}$) et le rapport d'anisotropie (R_A) des particules légères ($Z \leq 2$) [Gin02a]

$$b_{exp} = r_0(A_{proj}^{1/3} + A_{cible}^{1/3}) \frac{1 + \frac{\Pi_{||}^{cm}}{P_P^{cm}} - 1.2 \frac{tg^{-1}(R_A)}{\pi/2}}{2}, \quad (6.1)$$

où $r_0 = 1.2fm$ et P_P^{cm} l'impulsion du projectile dans le centre de masse.

Une analyse antérieure [Gin02a] a montré que cette formule analytique décrit bien les différentes classes de la collision pour les systèmes qu'on utilise dans ce travail.

La figure 6.3 contient les cartes représentant la charge des particules en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse de la réaction pour le système $^{58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$ à 34.5A MeV. Les faibles paramètres d'impact semblent sélectionner les collisions ayant mené à la formation d'une source se déplaçant à la vitesse du centre de masse. À grand paramètre d'impact, on voit la présence d'une composante ayant la vitesse du QP.

Dans ce travail, nous nous intéressons exclusivement aux désexcitations binaires du QP. Pour cela, nous sélectionnerons tous les événements pour lesquels la somme de la charge des deux plus gros fragments de l'événement est au moins égale à 50% de la charge du projectile ($Z_H + Z_L \geq 14$) et le deuxième gros fragment est plus large que le lithium ($Z_L \geq 4$).

6.2 Reconstruction du quasi-projectile

6.2.1 Méthodologie

La technique utilisée pour reconstruire le QP a été élaborée dans le cadre des travaux qui avaient pour objet l'analyse des transferts de masse dans les réactions symétriques

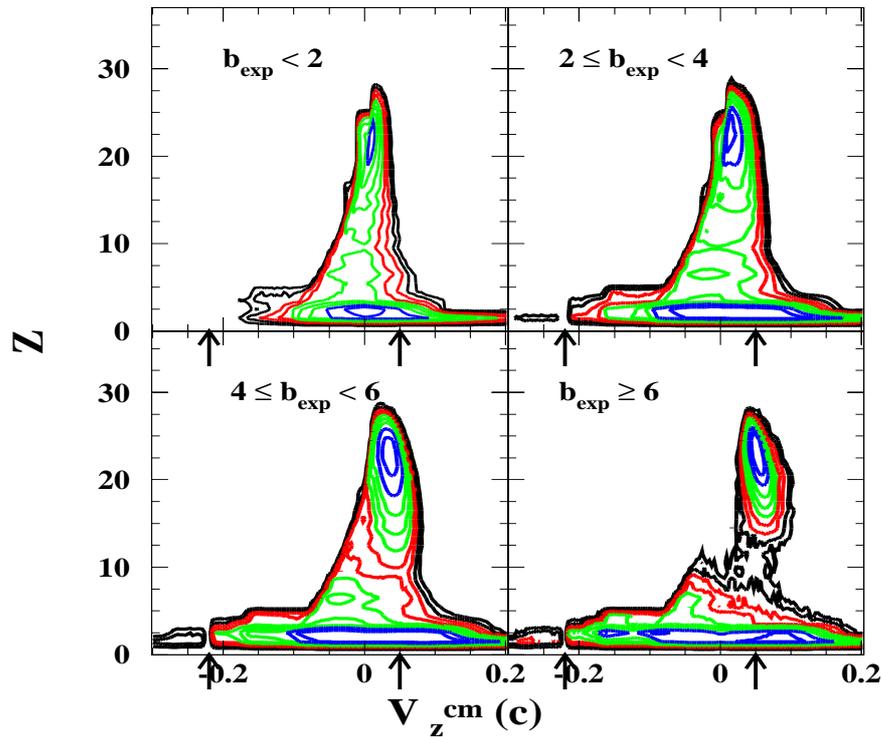


FIG. 6.3 – Courbes de niveaux logarithmiques de la charge des particules et des fragments en fonction de leur vitesse parallèle au faisceau dans le centre de masse de la réaction pour plusieurs classes de paramètre d'impact, dans le cas du système $^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$ à 34.5A MeV. Les flèches indiquent les vitesses du projectile et de la cible

et asymétriques [Gin98, Gin02a]. Il s'agit d'une méthode qui a pour but d'isoler les différentes sources d'émission, et dont l'intérêt est d'être applicable à chaque événement, à l'encontre des autres qui fondent leurs résultats sur les caractéristiques moyennes d'un très grand nombre d'événements. Étant donné qu'on n'est pas capable de déterminer l'origine (source émettrice : QP, QC, mi-rapidité ...) de la particule événement par événement, l'idée est d'attribuer une probabilité sur l'origine de cette particule.

Plusieurs hypothèses viennent servir de base à la méthode de reconstruction utilisée dans ce travail :

- Les deux plus gros fragments détectés à l'avant dans chaque événement ($\theta_{lab} \leq 24^\circ$) sont considérés comme étant les fragments dus à la cassure binaire du QP.
- Les particules émises par le QP sont distribuées isotropiquement autour de la vitesse du centre de masse des deux gros fragments dans l'espace des vitesses.
- L'hémisphère d'émission avant ne contient aucune contamination de particules provenant d'autres sources ou des émissions secondaires.

À partir de ces hypothèses, on doit suivre une procédure cohérente pour établir des tables de probabilité d'attribution d'une particule au QP. Dans un premier temps, nous avons effectué un classement des événements selon leur centralité, et nous avons

constitué des spectres de vitesse de chaque type de particules dans le repère du QP (V_{QP}^p) défini au début par les deux plus gros fragments, pour chaque classe de centralité. Ensuite, d'après la troisième hypothèse, toutes les particules de l'hémisphère avant sont attribuées au QP avec une probabilité égale à 1. La figure 6.4 montre les spectres de V_p^{QP} obtenus pour différentes charges et pour une classe de centralité donnée. Dans ce cas, la vitesse est multipliée par (+1) lorsque la particule est émise dans l'hémisphère avant et par (-1) lorsque la particule est émise dans l'hémisphère arrière.

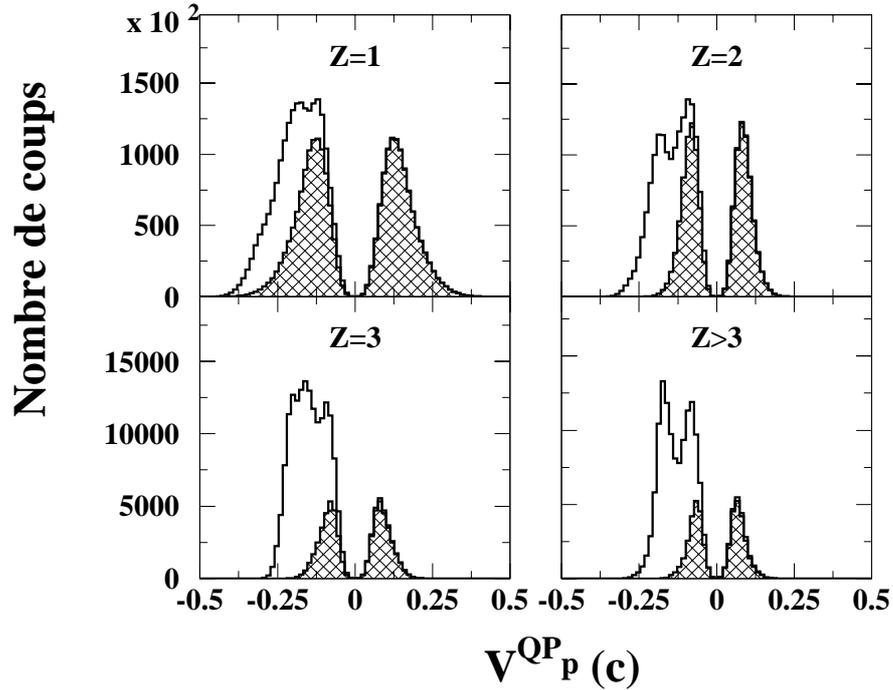


FIG. 6.4 – Distributions de vitesse V_p^{QP} , dans le repère du QP reconstruit par les deux gros fragments, de particules de charges $Z = 1, 2, 3$ et $Z > 3$ pour une classe de centralité $4fm \leq b_{exp} < 6fm$, pour le système $^{58}\text{Ni}+^{24}\text{Mg}$ à 34.5A MeV. En gris est représentée la réflexion par rapport à l'origine de la partie positive de chaque spectre.

Il reste maintenant à attribuer de façon probabiliste les particules de l'hémisphère arrière. Pour ce faire, pour les particules à vitesse négative, nous divisons le spectre réfléchi par le spectre réel pour déterminer la probabilité d'attribution de la particule au QP. Les tableaux de probabilité sont donc calculés en fonction de V_p^{QP} pour différentes classes de centralité (b_{exp}), de la charge du plus gros (Z_H), de la charge du deuxième plus gros (Z_L) et de la charge de la particule (Z_p) dont on veut évaluer la probabilité. La figure 6.5 présente les spectres de V_p^{QP} obtenus pour différentes charges et pour deux classes de centralité lorsque on utilise les tableaux de probabilité.

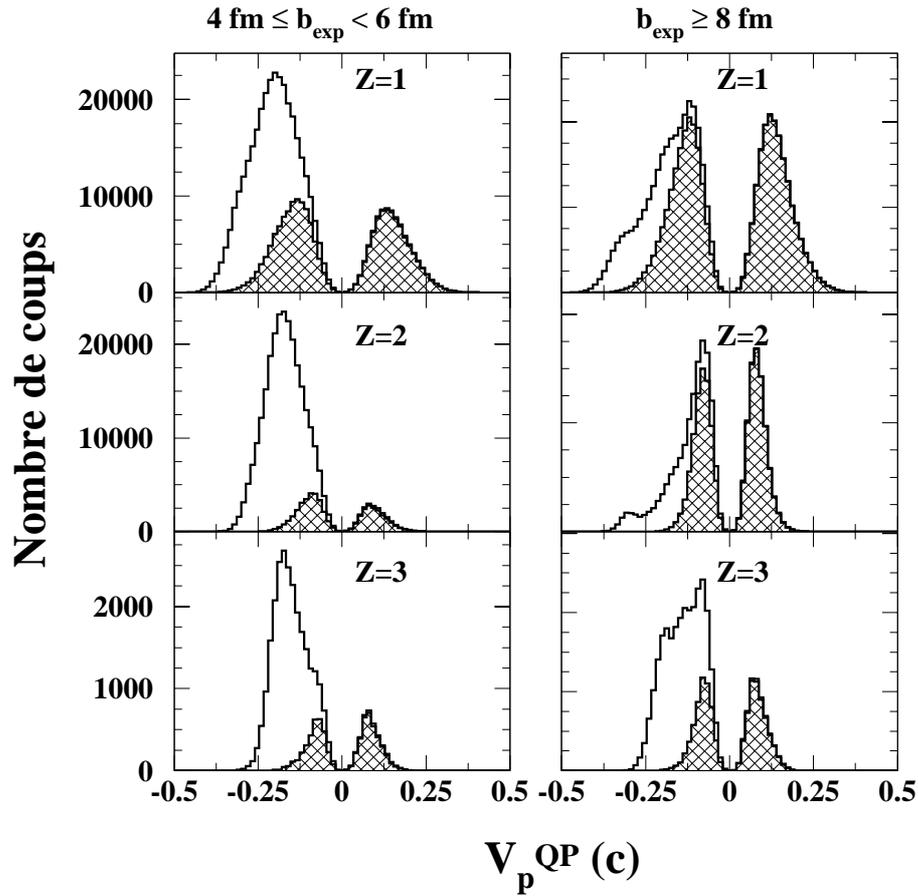


FIG. 6.5 – Distributions de vitesse V_p^{QP} , dans le repère du QP reconstruit, de particules de charge $Z = 1, 2$ et 3 pour deux classes de centralité, pour le système $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$ à 34.5A MeV . En gris est représentée la contribution du QP.

6.2.2 Caractéristiques du QP reconstruit

Nous allons maintenant étudier certaines caractéristiques générales du QP reconstruit à partir des particules qui lui ont été attribuées. Sur la figure 6.6 sont portées les charges moyennes du QP obtenues par la méthode de reconstruction en fonction de la centralité. Dans le cas du système $^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$, la charge moyenne du QP ne change pas beaucoup avec la centralité. Au fur et à mesure que la taille de la cible augmente, on voit que la taille du QP reconstruit devient plus petite et décroît lorsque la centralité augmente. L'évolution de la charge moyenne du plus gros fragment du QP est présentée sur la figure 6.7. On constate que la charge moyenne du plus gros fragment décroît fortement lorsque la charge de la cible augmente.

La figure 6.8 présente l'évolution de la vitesse du QP reconstruit dans le centre de masse en fonction de la centralité. En règle générale, la vitesse du QP est proportionnelle à la centralité. Nous voyons que pour les collisions périphériques, la vitesse moyenne du QP est très proche de celle du projectile initial.

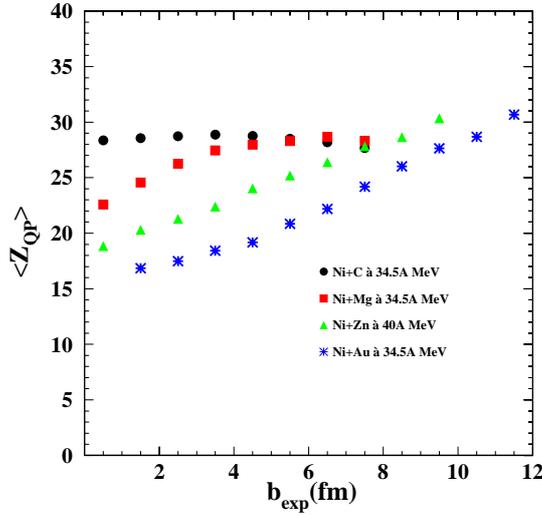


FIG. 6.6 – Charge moyenne du QP reconstruit en fonction du paramètre d'impact expérimental pour les systèmes $^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$, ^{24}Mg , ^{70}Zn et ^{197}Au .

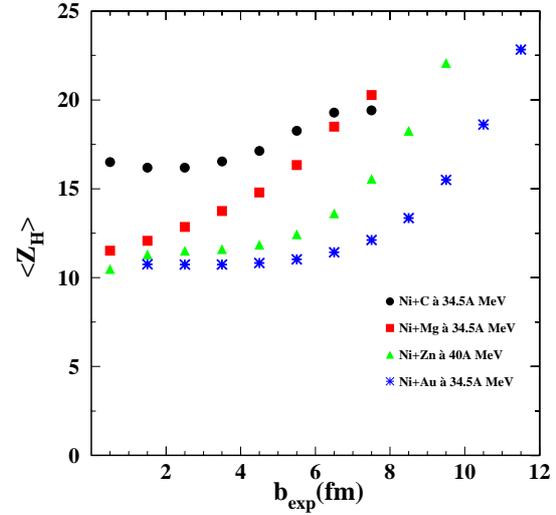


FIG. 6.7 – Charge moyenne du plus gros fragment de l'événement en fonction du paramètre d'impact expérimental pour les systèmes $^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$, ^{24}Mg , ^{70}Zn et ^{197}Au .

La figure 6.9 présente la valeur moyenne de l'angle du QP reconstruit dans le laboratoire. Nous constatons que cet angle est indépendant de la centralité pour le système $^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$. Lorsque la taille de la cible augmente $\langle \theta_{QP} \rangle$ augmente avec la centralité.

Dans les prochains chapitres, le paramètre d'impact minimal est fixé à $3fm$ (respectivement $4fm$) pour la cible du carbone (respectivement pour les autres cibles) pour garder seulement les collisions périphériques ou semi-périphériques, pour lesquels les hypothèses de la méthode de reconstruction du QP semblent être valides.

6.3 Conclusion

Ce chapitre a été divisé en deux parties. Dans la première partie, après avoir présenté brièvement les résultats bruts de l'expérience, une première sélection a été faite par les critères de complétude et de charge des deux plus gros fragments. Ensuite, on a présenté la méthode de reconstruction probabiliste du QP, et étudié certaines caractéristiques globales du QP reconstruit à partir des particules qui lui ont été attribuées.

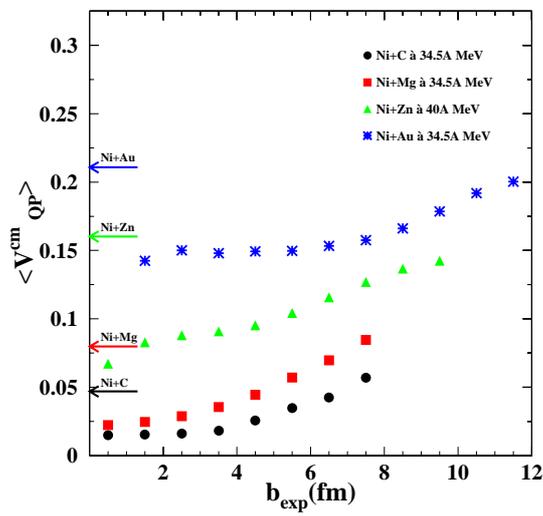


FIG. 6.8 – Évolution de la vitesse du QP reconstruit dans le centre de masse en fonction du paramètre d'impact expérimental pour les systèmes $^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$, ^{24}Mg , ^{70}Zn et ^{197}Au .

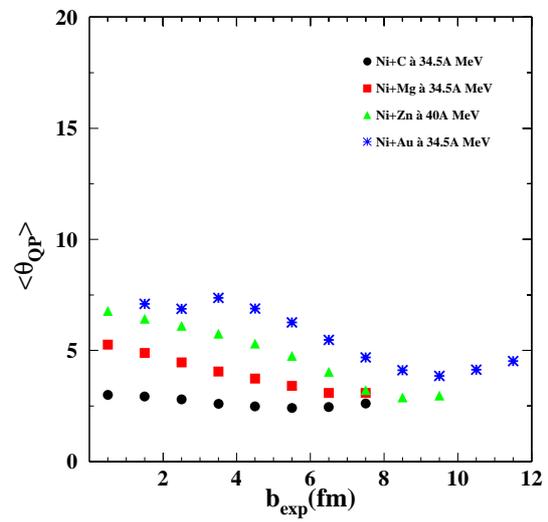


FIG. 6.9 – Évolution de l'angle moyen du QP reconstruit dans le laboratoire en fonction du paramètre d'impact expérimental pour les systèmes $^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$, ^{24}Mg , ^{70}Zn et ^{197}Au .

Chapitre 7

Corrélations entre les deux plus gros fragments

L'objet de ce chapitre est de présenter les caractéristiques de la cassure binaire du QP ainsi que leur évolution avec la taille de la cible. D'autre part, nous allons consacrer une partie de ce chapitre à l'étude des corrélations en vitesse réduite et angles azimutaux, entre les deux plus gros fragments, ce qui permet d'obtenir des informations sur l'environnement où les deux fragments sont produits.

7.1 Déviation par rapport à une émission statistique

On va s'intéresser aux cas où le QP se brise en deux gros fragments en coïncidence avec des particules légères, un processus qu'on considère comme une fission, par analogie à la fission des noyaux lourds. Nous allons étudier les effets de masse sur la brisure binaire du QP.

7.1.1 L'asymétrie de charge

Une observable souvent utilisée pour classer les événements est l'asymétrie de charge η définie par :

$$\eta = (Z_H - Z_L)/(Z_H + Z_L) \quad (7.1)$$

où Z_H et Z_L sont la charge du plus gros fragment et celle du deuxième gros, respectivement.

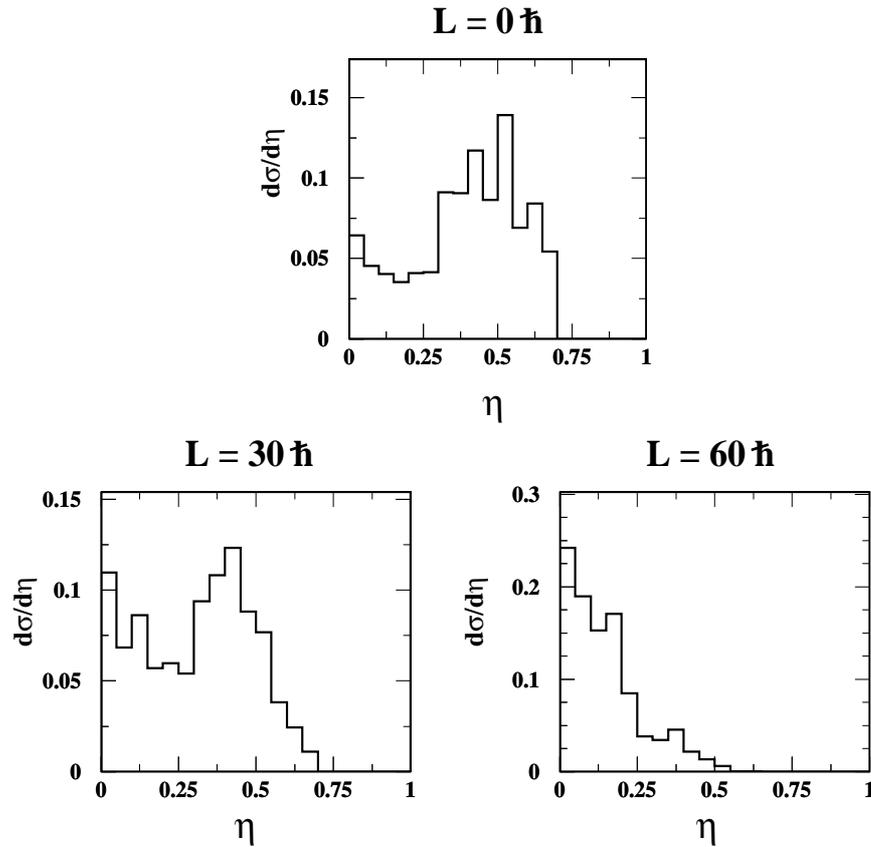


FIG. 7.1 – Distributions d’asymétrie de charge η en fonction du moment angulaire du QP simulées avec SMM.

Sur la figure 7.1 sont présentées les distributions d’asymétrie calculées avec SMM dans le cas de la fragmentation statistique d’un noyau de ^{58}Ni en fonction de son moment angulaire avec une énergie d’excitation de 3.5A MeV. On voit que SMM favorise les cassures asymétriques à faible moment angulaire et les cassures symétriques pour les grands moments angulaires. Ceci est en accord avec les prédictions des modèles de fission pour un petit système situé en-dessous du point de Businaro-Gallone.

Sur la figure 7.2 on présente les distributions expérimentales d’asymétrie de charge η en fonction de la taille de la cible. Ces distributions montrent une prédominance de cassures asymétriques, qui pourraient indiquer que le noyau fissionnant a un faible moment angulaire. Dans ce cas, la distribution se déplace vers les faibles asymétries lorsque la taille de la cible augmente.

On remarque donc à partir de ces distributions que l’asymétrie de charge entre les deux gros fragments ne dépend pas beaucoup de la taille de la cible, puisque les cassures restent toujours asymétriques. Ceci est en désaccord avec un autre travail [Nor01] dans le cas de petites cibles, où les distributions d’asymétrie pour les systèmes Ta+C et U+C sont dominées par les cassures symétriques alors que le mécanisme mis en jeu dans les

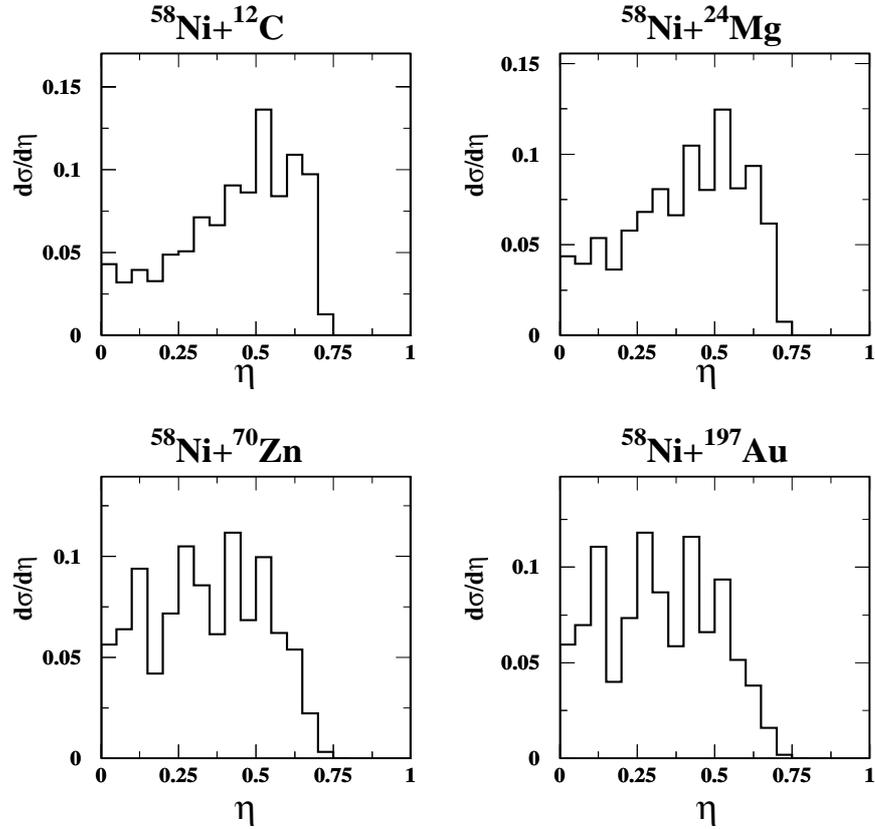


FIG. 7.2 – Distributions d’asymétrie de charge η en fonction de la taille de la cible.

réactions Ta+Au, U et U+U favorise les cassures asymétriques. Ce désaccord, dans le cas d’une cible légère, peut-être dû à la différence de l’asymétrie de la voie d’entrée.

7.1.2 Les distributions angulaires

Pour caractériser les directions de cassures, on a utilisé deux angles, θ_{Prox} et θ_{Spin} comme montré sur la figure 7.3. Le plan de la réaction est défini à partir de l’axe du faisceau (z) et la vitesse du QP (\vec{V}_{QP}). L’axe de cassure est défini par la vitesse relative entre les deux plus gros fragments, et il est orienté vers la direction du plus gros ($\vec{V}_H - \vec{V}_L$). L’axe de spin (\vec{S}) est l’axe normal au plan de la réaction. L’angle θ_{Prox} est l’angle entre l’axe de cassure et la direction du QP, et θ_{Spin} est l’angle entre l’axe de cassure et l’axe de spin. Si la brisure binaire du QP se fait suivant sa direction initiale et que le plus gros fragment est le plus rapide, alors $\cos(\theta_{Prox}) = +1$ et $\cos(\theta_{Spin}) = 0$.

On sait que l’émission de fragments de fission à partir d’un noyau équilibré est symétrique autour de l’axe de spin \vec{S} , et ainsi aucune direction de cassure n’est privilégiée et les distributions angulaires dans un plan perpendiculaire à cet axe doivent

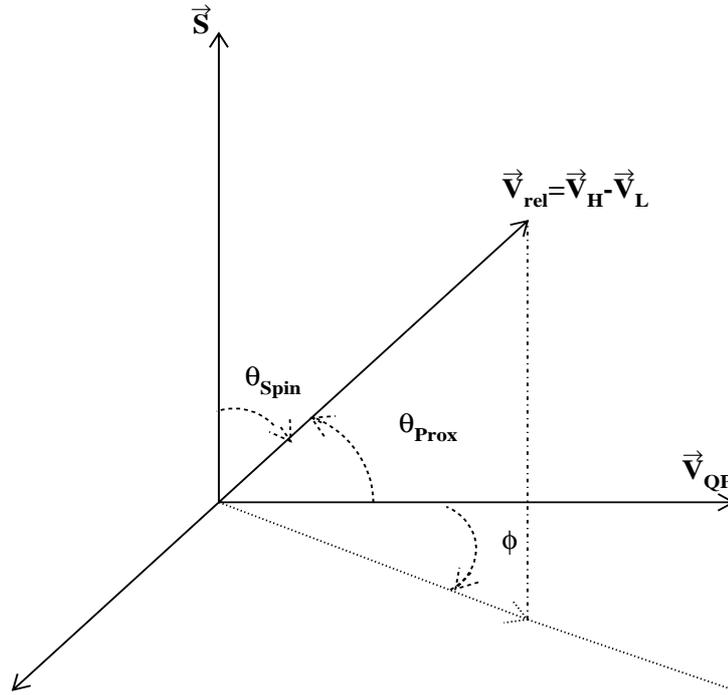


FIG. 7.3 – Diagramme schématisant la définition des angles θ_{Prox} et θ_{Spin} .

être isotropes. Dans n'importe quel plan non exactement perpendiculaire à l'axe de spin, les distributions angulaires peuvent être anisotropes, mais elles présentent une symétrie gauche-droite. Aussi, le moment angulaire favorise la fission dans le plan de la réaction ; la distribution de $\cos(\theta_{Prox})$ est légèrement piquée à ± 1 , mais reste symétrique autour de zéro [Ste95, Boc00].

Distributions angulaires simulées

Nous allons comparer les résultats qu'on attend dans le cas d'un processus de fission standard avec les prédictions du modèle de multifragmentation statistique SMM. Sur la figure 7.4 et 7.5 sont présentées les distributions de $\cos(\theta_{Spin})$ et $\cos(\theta_{Prox})$ simulées avec SMM dans le cas de la fragmentation statistique du QP sans et avec un moment angulaire avec une énergie d'excitation de 3.5A MeV.

Sans moment angulaire les distributions angulaires sont isotropes. Dans ce cas la brisure binaire du QP se fait de façon aléatoire et aucune direction de cassure n'est favorisée. Si le QP se brise avec un moment angulaire, les distributions de $\cos(\theta_{Spin})$ sont centrées à zéro et celles de $\cos(\theta_{Prox})$ sont légèrement piquées à ± 1 , mais restent symétriques autour de zéro. Dans ce cas le moment angulaire favorise les cassures dans le plan de la réaction. Les prédictions de SMM sont donc conformes à celles auxquelles on s'attend dans le cas d'une fission standard.

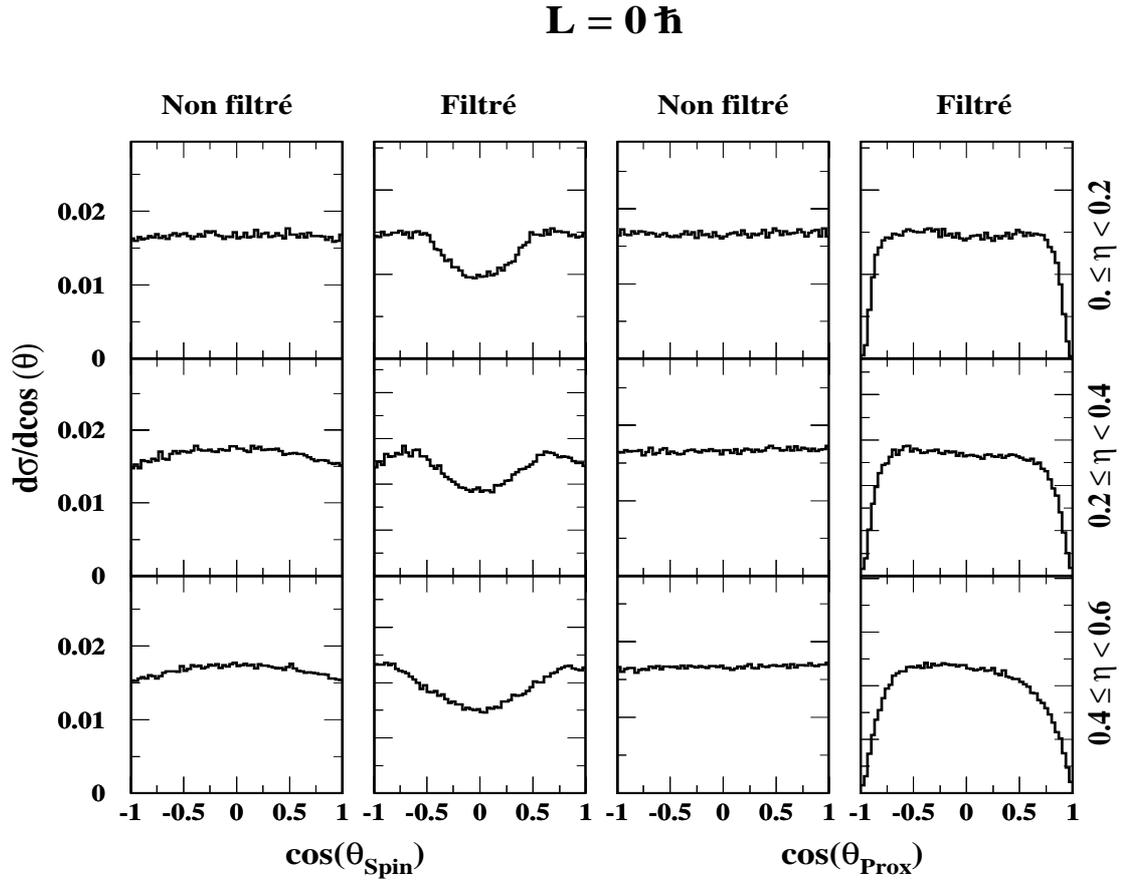


FIG. 7.4 – Distributions de $\cos(\theta_{Spin})$ et $\cos(\theta_{Prox})$ simulées avec SMM dans le cas de la fragmentation statistique du ^{58}Ni sans moment angulaire.

Le manque de statistique observé dans les événements filtrés à $\cos(\theta_{Prox}) = \pm 1$ ($\cos(\theta_{Spin}) = 0$) est dû principalement à la détection des deux gros fragments dans le même endroit (détecteur, trou).

Distributions angulaires expérimentales

Les distributions de $\cos(\theta_{Spin})$ et $\cos(\theta_{Prox})$ en fonction de l'asymétrie de charge η pour les systèmes $^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$, ^{24}Mg , ^{70}Zn et ^{197}Au sont montrées sur les figures 7.6 et 7.7. On voit presque la même tendance pour les quatre cibles ; contrairement à ce qu'on s'attend dans le cas de la brisure statistique du QP, les distributions angulaires ont des structures assez marquées et dépendent fortement de l'asymétrie de charge η entre les deux gros fragments.

Les distributions de $\cos(\theta_{Spin})$ sont peuplées autour de zéro, ce qui indique que la brisure du QP se fait dans le plan de la réaction. À faible asymétrie, les distributions de $\cos(\theta_{Prox})$ sont presque symétriques. Lorsque l'asymétrie de charge augmente, les distributions de $\cos(\theta_{Prox})$ deviennent très piquées vers l'avant ; l'axe de cassure est

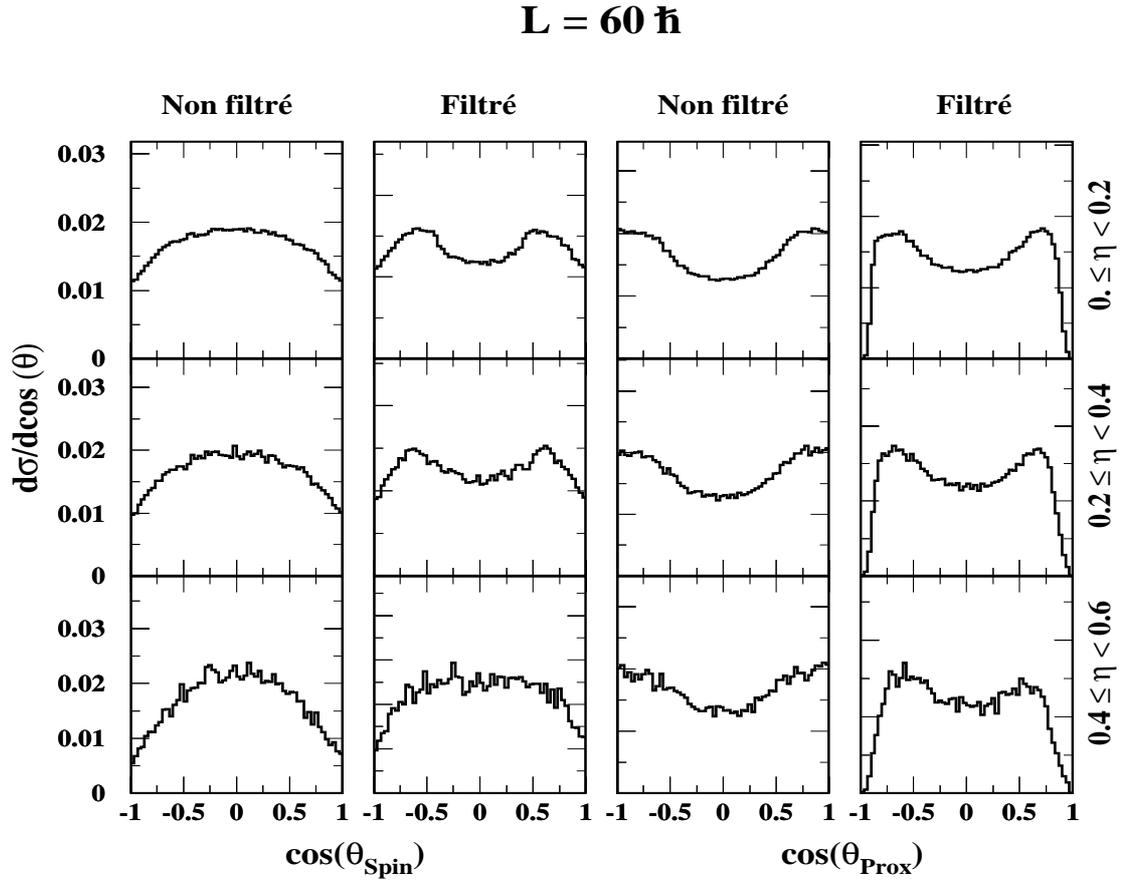


FIG. 7.5 – Distributions de $\cos(\theta_{Spin})$ et $\cos(\theta_{Prox})$ simulées avec SMM dans le cas de la fragmentation statistique du ^{58}Ni avec un moment angulaire $l = 60 \hbar$.

préférentiellement aligné avec la direction du QP. Dans ce cas, le plus gros fragment étant toujours le plus rapide : le petit fragment se déplace entre la QT et le plus gros fragment.

Ce comportement, qui montre la persistance de la mémoire de la voie d'entrée (la brisure binaire du QP suivant la direction de sa vitesse), ne peut pas être expliqué ni par un processus de désintégration statistique du QP, car ce dernier suppose qu'il y a un découplage entre la voie d'entrée et la voie de sortie, ni par un effet du moment angulaire, car ce dernier favorise la brisure du QP dans le plan de la réaction et pas sa brisure suivant un axe donné. De plus, ce mode de cassure est indépendant de la taille de la cible, ce qui exclut toute possibilité d'attribuer l'origine de ces directions de cassure particulières au champ coulombien de la cible. Ces distributions angulaires très piquées vers l'avant ont été déjà observées pour les systèmes lourds [Cas93, Ste95, Boc00, Nor01, Col03].

On remarque que les distributions de $\cos(\theta_{Prox})$ et $\cos(\theta_{Spin})$ montrent quelques déviations pour la cible d' ^{197}Au par rapport aux autres cibles. En effet, la distribution de $\cos(\theta_{Prox})$ est piquée autour de zéro pour les cassures symétriques, et la largeur du

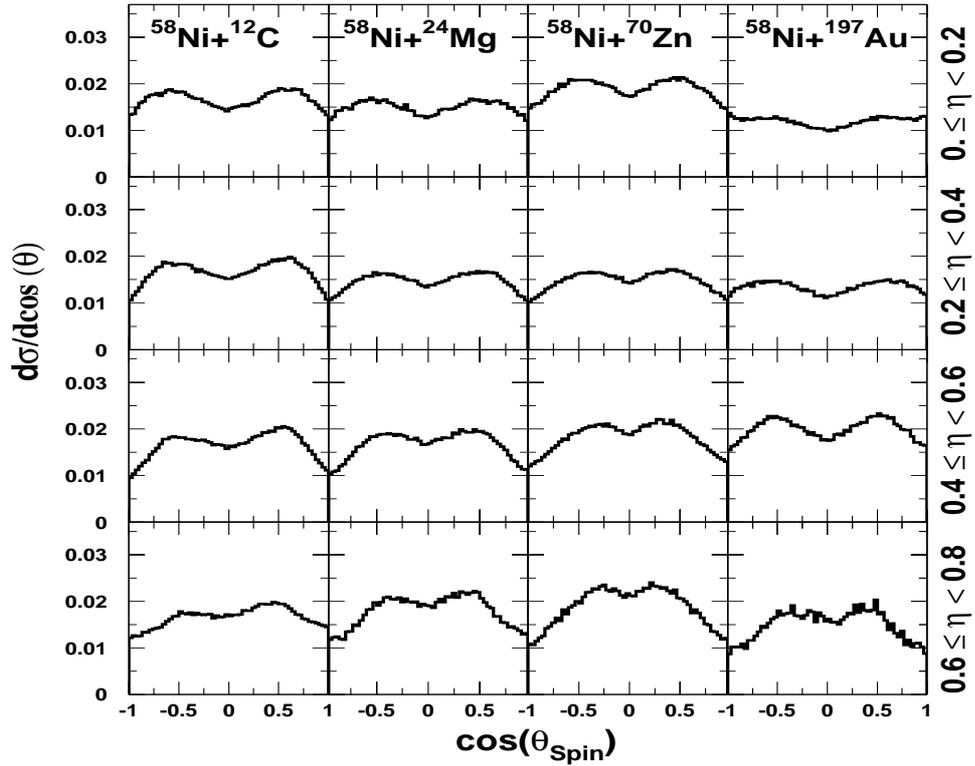


FIG. 7.6 – Évolution des distributions expérimentales de $\cos(\theta_{Spin})$ en fonction de la taille de la cible pour différentes valeurs de l'asymétrie de charge η .

pic développé autour de 1 augmente pour les autres asymétries. Ceci peut-être dû à un effet du champ coulombien de la cible ; les directions des fragments sont plus affectées par le champ coulombien de la cible d' ^{197}Au par rapport aux autres cibles plus légères. Le même effet peut-être observé dans les figures 20 et 21 de la référence [Col03], dans le cas où deux fragments sont formés dans la collision Ta+Au à 33 et 39.6A MeV.

7.2 Effets de proximité de la cible et dynamiques

7.2.1 Les fonctions de corrélation

Ce sont les radio-astronomes et mathématiciens Robert H. Brown et Richard Twiss qui ont proposé et développé la technique de HBT en 1950 pour effectuer l'interférométrie d'intensité entre deux photons [Han54, Han56]. L'idée portait sur l'hypothèse que si la radiation reçue à deux endroits était mutuellement cohérente, alors les fluctuations de l'intensité des signaux reçus à ces endroits devraient, elles aussi, être corrélées. On l'appelait alors l'interférométrie d'intensité et cela servait à estimer la taille apparente des astres lumineux. A son tour, la physique des hautes énergies a fait appel à cet outil dès

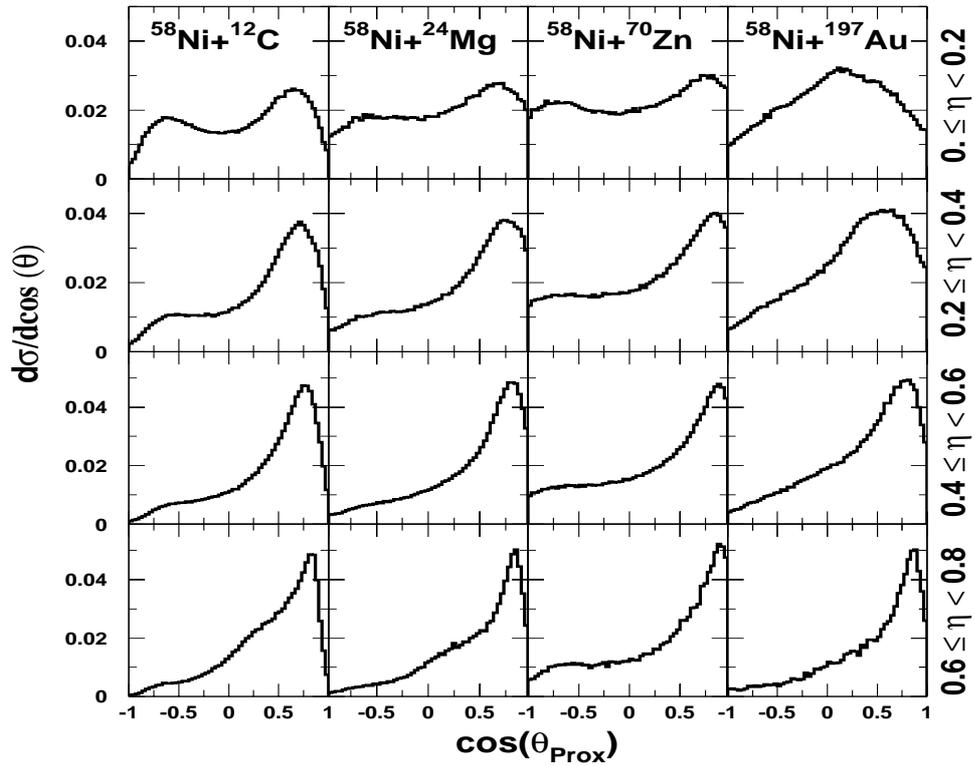


FIG. 7.7 – Évolution des distributions expérimentales de $\cos(\theta_{Prox})$ en fonction de la taille de la cible pour différentes valeurs de l'asymétrie de charge η .

1959 grâce à Goldhaber et al. [Gol59, Gol60]. Ces derniers découvrirent que lors de la collision $p\bar{p}$ l'angle relatif moyen $\pi^+\pi^+$ était nettement plus petit que celui de $\pi^+\pi^-$. Cette corrélation a permis de mettre en évidence un effet de la statistique quantique de Bose-Einstein. Ils ont fait entrer l'interférométrie dans le domaine de l'infiniment petit. Très vite, cette interférométrie va être généralisée à d'autres types de particules. Glauber établit en 1963 les concepts de fonction de corrélation pour les champs de photons [Gla63a, Gla63b]. En 1977, Koonin [Koo77] étend la méthode à une corrélation p-p, ouvrant la voie aux faibles énergies. La mise en oeuvre expérimentale d'une fonction de corrélation p-d, d-d, p-alpha, etc. sera faite pour la première fois en 1986 par Boal et al. [Boa86]. Jennings et al. [Jen86] ont également démontré l'équivalence du modèle thermique et du modèle HBT dans la limite d'un temps de vie nul d'une source de dimension raisonnable. Les travaux de Kopylov et Podgoretsky [Kop73, Kop74] ont permis par ailleurs d'affiner les modèles pour déterminer l'extension spatio-temporelle du processus hadronique à haute énergie.

D'habitude, dans la description des corrélations de particules, seulement les effets quantiques et l'interaction mutuelle entre les deux particules sont pris en compte, alors que dans le cas des collisions entre ions lourds, les particules sont produites dans un champ coulombien très fort du noyau résiduel ainsi que celui des autres produits de la collision. Ces interactions ne peuvent pas être l'origine de la corrélation, c'est-à-dire

ne peuvent pas corrélérer deux particules émises indépendamment, mais peuvent modifier le mode d'interférométrie. La contribution de l'interaction coulombienne de longue portée peut-être particulièrement importante. Dans le cas d'un temps d'émission de l'ordre d'une centaine de fm/c , ce problème à trois corps peut-être résolu à l'aide de l'approximation classique [Era91, Era94]. Pour élargir la description aux faibles valeurs de τ , l'approche quantique est développée dans l'approximation adiabatique, en supposant que le mouvement relatif des deux particules est plus faible que leur mouvement par rapport au centre coulombien [Era96]. L'influence de l'interaction avec la source émettrice peut-être importante pour une paire de particules de charges différentes, qui subissent différentes accélérations. La charge de la source peut également influencer la paire de particules identiques.

Les fragments de masses intermédiaires (IMF) sont émis en moyenne avec une grande impulsion et leur évolution est gouvernée par leurs interactions mutuelles et aussi par l'influence des autres fragments voisins au cours de la désintégration. Pour deux IMF émis en coïncidence, les effets quantiques sont négligeables et leurs interactions mutuelles, ainsi que leur interaction avec les fragments voisins, gouvernent la structure de la fonction de corrélation [Sch94a, Sch94b, Pal95]. Expérimentalement la fonction de corrélation est donnée par

$$1 + R(V_{red}) = \frac{N_{corr}(V_{red})}{N_{uncorr}(V_{red})}, \quad (7.2)$$

$N_{corr}(V_{red})$ est le nombre de paires de fragments qui proviennent d'un même événement, $V_{red} = \frac{|\vec{V}_H - \vec{V}_L|}{\sqrt{Z_H + Z_L}}$ est la vitesse réduite entre les deux gros fragments, et $N_{uncorr}(V_{red})$ est le nombre de paires qui proviennent de deux événements différents. Dû au fait que les fonctions de corrélation à deux fragments sont sensibles à la conservation énergie-impulsion, $R(V_{red})$ ne doit pas converger asymptotiquement vers zéro, et il n'y a pas de constante de normalisation qui existe *a priori* [Sch94a, Sch94b, Pal95]. Pour calculer le dénominateur de la fonction de corrélation, on utilise aussi la technique de rotation des événements [Kot95, Gin02a].

Des informations sur l'environnement où la paire de fragments considérés est produite peuvent être apportées en utilisant les fonctions de corrélation directionnelles. Il a été observé que la forme des fonctions de corrélation longitudinales et transversales peuvent être fortement affectées par l'intensité de l'interaction coulombienne à l'état final d'une paire d'IMF avec le système résiduel [Kim92, Gla94]. Nous allons étudier les fonctions de corrélation entre les deux gros fragments selon des coupures directionnelles sur l'angle $\psi = \cos^{-1}\left(\frac{|\vec{V}_{red} \cdot \vec{P}_{tot}|}{V_{red} \cdot P_{tot}}\right)$ entre la vitesse relative entre les deux gros fragments, et leur impulsion totale $\vec{P}_{tot} = \vec{p}_H + \vec{p}_L$. La coupure longitudinale correspond au cas où $0^\circ \leq \psi_{long} \leq 35^\circ$, et la coupure transverse correspond au cas où $75^\circ \leq \psi_{trans} \leq 90^\circ$.

Fonctions de corrélation azimutale

Les distributions en angle relatif azimutal $\Delta\phi$ entre les deux gros fragments sont montrées sur la figure 7.8. Ces distributions ont été construites pour les événements où les deux fragments sont détectés dans le même anneau (même θ). La figure montre que, quand la taille de la cible augmente, la distribution longitudinale de $\Delta\phi$ devient enrichie à faible $\Delta\phi$, alors que celle transversale reste piquée à 180° .

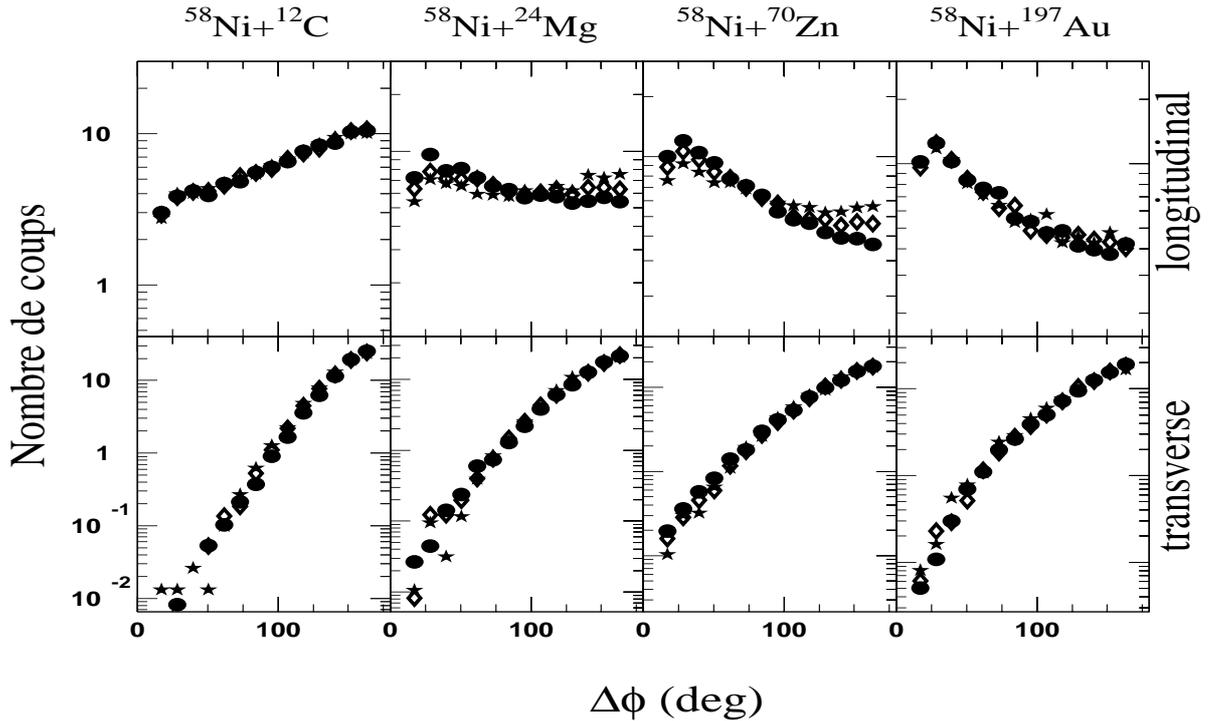


FIG. 7.8 – Distributions expérimentales en angle azimutal en fonction de la taille de la cible et de l'asymétrie de charge η entre les deux gros fragments. Les cercles, les carrés et les étoiles représentent les résultats pour $0 \leq \eta < 0.2$, $0.2 \leq \eta < 0.4$ et $0.4 \leq \eta < 0.6$, respectivement.

Sur la figure 7.9, on montre les fonctions de corrélation en $\Delta\phi$ pour les systèmes utilisés. On constate un comportement différent pour la cible de carbone par rapport aux autres cibles dans le cas d'une coupure longitudinale. En effet, pour la cible de carbone, on a un grand enrichissement à $\Delta\phi = 180^\circ$, et une large suppression à $\Delta\phi = 0^\circ$. Pour les autres systèmes, on voit que pour le cas d'un alignement longitudinal, ces fonctions azimutales sont enrichies à faible $\Delta\phi$. Les fonctions de corrélation transversale restent piquées à 180° puisque les deux fragments sont, dans ce cas, sélectionnés avec de grands angles relatifs.

Un comportement similaire à celui observé pour la cible de carbone a été observé dans la référence [Tro87] dans le cas des fonctions de corrélation à deux fragments de fission ainsi que les fonctions de corrélation avec un gros fragment-IMF dans les réactions $^{18}\text{O}+\text{Ag}$ et $^{18}\text{O}+\text{Au}$ à $E=84\text{A MeV}$, et dans la référence [Wad92] pour les corrélations

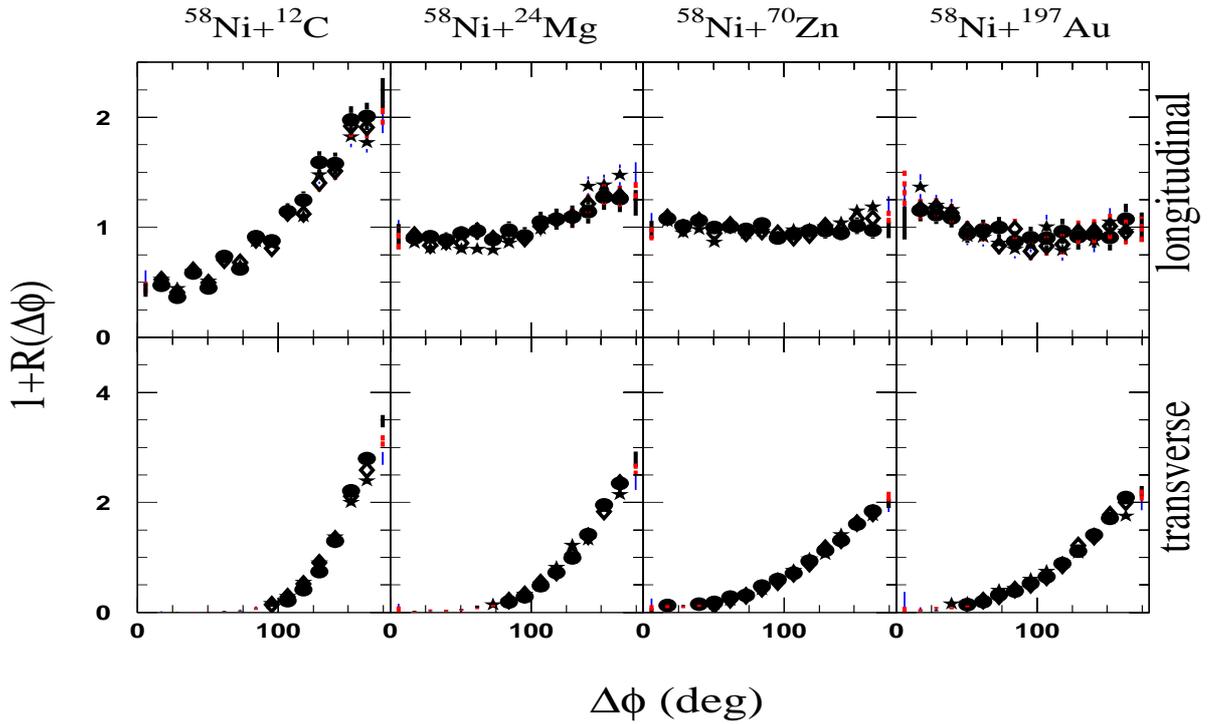


FIG. 7.9 – Les fonctions de corrélation en angle azimutal en fonction de la taille de la cible et de l’asymétrie de charge η entre les deux gros fragments. Les cercles, les carrés et les étoiles représentent les résultats pour $0 \leq \eta < 0.2$, $0.2 \leq \eta < 0.4$ et $0.4 \leq \eta < 0.6$, respectivement.

PLF-IMF et IMF-IMF. Une autre étude, basée sur les simulations avec le code RIBUST dans le cas de la multifragmentation instantanée d’un système sans moment angulaire, est réalisée pour les fonctions angulaires azimutales à deux Li [Eth93]. La différence a été observée quand les deux Li sont produits en présence d’un résidu léger ou gros. Ces auteurs ont observé un enrichissement à faible $\Delta\phi$ dans le cas où les deux Li sont produits avec un gros résidu, interprété comme l’effet du champ coulombien du résidu qui focalise les deux Li dans la même direction et donc avec un faible $\Delta\phi$.

Cet enrichissement à faible $\Delta\phi$ observé, dans notre cas, quand la taille de la cible augmente peut-être une conséquence directe de la cinématique de la réaction et l’acceptance limitée des anneaux d’HÉRACLÈS à faibles angles. Dans le cas du Ni+C, la vitesse du QP est proche de la vitesse du centre de masse du système et l’angle de déflexion est faible comparé à l’axe du faisceau. Quand la taille de la cible augmente, la vitesse du QP s’éloigne de celle du centre de masse et l’angle de déflexion augmente. Il faut donc être prudent lorsqu’on élimine ces effets cinématiques dans les fonctions de corrélation. Il est possible d’éliminer ces effets cinématiques pour les fonctions de corrélation en V_{red} en utilisant les méthodes de rotations [Kot95, Gin02a].

Fonctions de corrélation en vitesse réduite

Les fonctions de corrélation en vitesse réduite pour les deux conditions d'alignement, sont présentées sur la figure 7.10. On constate que les fonctions de corrélation présentent une bosse coulombienne à faible V_{red} , qui devient importante lorsque la taille de la cible augmente, pour le cas d'un alignement longitudinal. Pour les fonctions de corrélation transverse, il n'y a pas d'enrichissement à faible V_{red} .

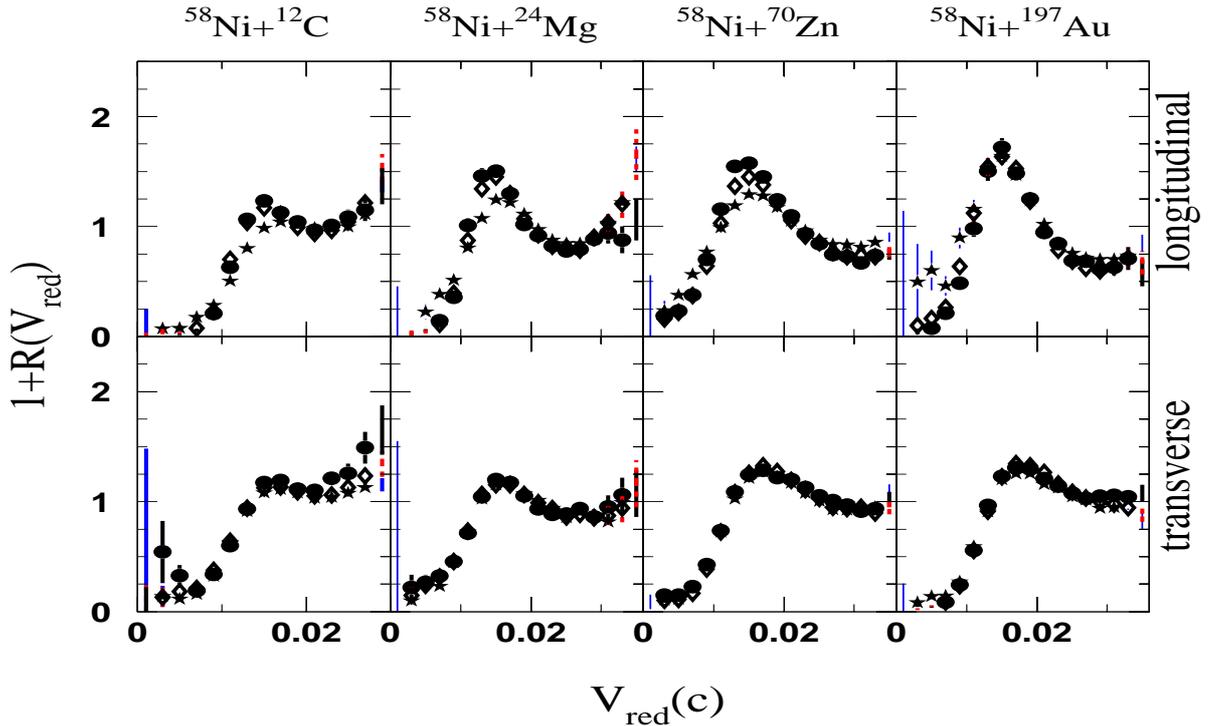


FIG. 7.10 – Les fonctions de corrélation en vitesse réduite en fonction de la taille de la cible et de l'asymétrie de charge η entre les deux gros fragments. Les cercles, les carrés et les étoiles représentent les résultats pour $0 \leq \eta < 0.2$, $0.2 \leq \eta < 0.4$ et $0.4 \leq \eta < 0.6$, respectivement.

Sur la figure 7.11 on présente les fonctions de corrélation en vitesse réduite construites avec la technique de rotation des événements [Kot95, Gin02a]. Avant de calculer la vitesse relative de la paire, on obtient l'axe de réaction à partir de la vitesse du QP dans le centre de masse pour chaque événement. On calcule ensuite la différence d'angle azimutal entre les deux axes de réaction, et on effectue une rotation du second événement par rapport à l'axe de faisceau de façon à avoir le même plan de réaction pour les deux événements [Gin02a]. Le comportement des fonctions de corrélation de la figure 7.11 est similaire à celui de la figure 7.10; l'enrichissement à faible V_{red} étant simplement légèrement réduit. Ainsi, on peut remarquer la disparition d'un faible enrichissement observé sur les fonctions de corrélation transverses de la figure 7.10 lorsque l'on fait la rotation. En effet, le vecteur vitesse du QP peut-être très différent d'un événement à l'autre, ce qui peut apporter une composante irréaliste à la vitesse relative entre les deux fragments provenant de deux événements différents. La technique de rotation permet

de corriger cet effet.

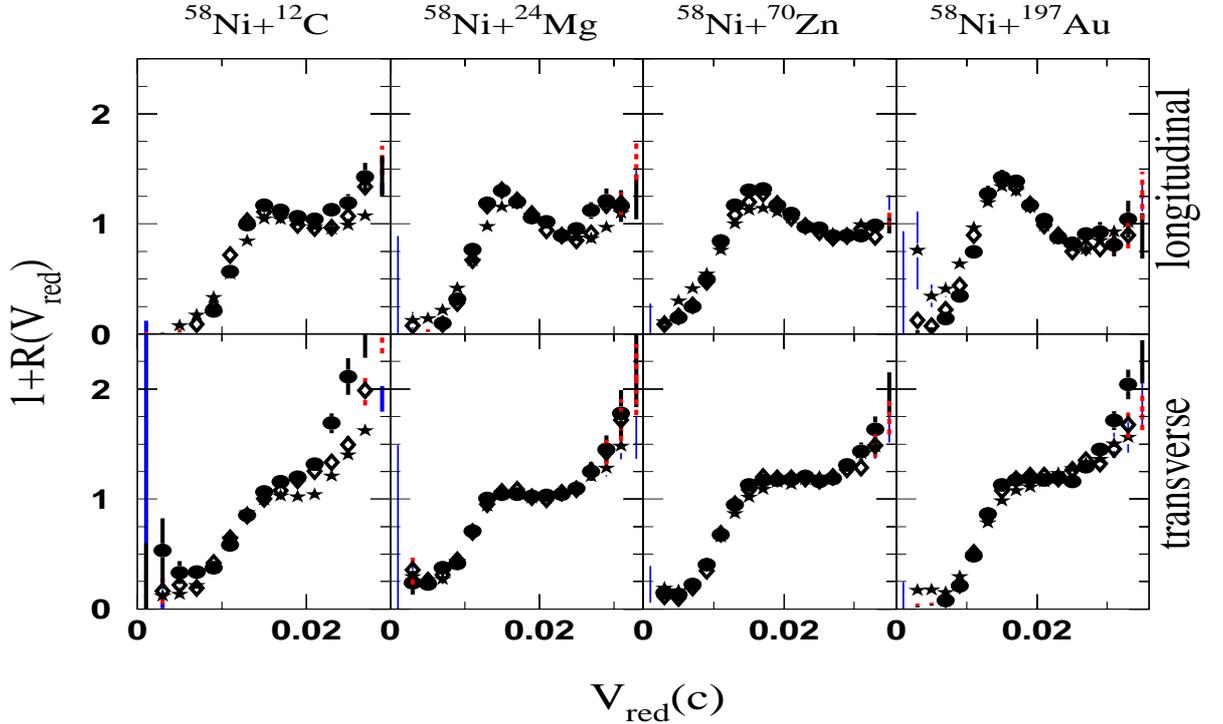


FIG. 7.11 – Les fonctions de corrélation en vitesse réduite en fonction de la taille de la cible et de l’asymétrie de charge η entre les deux gros fragments. Les cercles, les carrés et les étoiles représentent les résultats pour $0 \leq \eta < 0.2$, $0.2 \leq \eta < 0.4$ et $0.4 \leq \eta < 0.6$, respectivement. Dans ce cas, pour calculer le dénominateur on a utilisé la technique du rotation des événements.

La principale caractéristique observée dans ces fonctions de corrélation est le fort enrichissement à $V_{red} \simeq 0.01 - 0.02$. Cette forme des fonctions de corrélation longitudinale peut-être expliquée seulement si le QP se brise en présence du champ coulombien de la cible. Le mouvement des deux fragments est alors gouverné par leur interaction mutuelle, et ils seront tous poussés à faible vitesse relative dans la même direction par le champ coulombien de la cible, provoquant une bosse de corrélation d’autant plus importante que la taille de la cible est grande. Ces effets de la cible sont observés dans les coupures longitudinales, puisque dans ce cas on a sélectionné les deux fragments avec de faibles angles relatifs (faibles V_{red}), mais pas dans les coupures transversales, où les deux fragments sont sélectionnés avec de grands angles relatifs (grands V_{red}).

Des résultats similaires ont été trouvés avec le modèle QMD+SMM [Pei95, San95]. Leurs données expérimentales montrent un pic prononcé seulement si une contrainte supplémentaire sur la présence d’un gros fragment a été imposée. À partir des fonctions de corrélation IMF-IMF dans le cas de la multifragmentation d’un noyau d’or aux énergies d’excitation allant de 3.1 à 12.7A MeV [Sch94a, Sch94b, Pal95], un large pic coulombien est observé aux faibles énergies d’excitation. Ce pic prononcé est dû à la présence d’un gros fragment en plus des IMF, dans le cas où le système est peu fragmenté [Sch94a, Sch94b]. Il disparaît dans le cas où le système est trop fragmenté

(dans ce cas le gros fragment devient aussi un IMF).

Ces fonctions de corrélation suggèrent que le processus de désintégration du QP intervient à des temps plus courts pour que sa brisure se fasse avant que les QT et QP soient suffisamment séparés. Ceci est consistant avec d'autres résultats [Sta96] qui concernent la désintégration du projectile du ^{48}Ti , où les auteurs ont montré que sa brisure se fait lorsqu'il est sous l'influence du champ coulombien de la cible. Ces auteurs ont évalué un intervalle de temps de l'ordre de $200\text{ fm}/c$ dans le cas de sa cassure binaire aux faibles asymétries. Puisque dans notre travail le même comportement est observé pour toutes les asymétries de charge, la même échelle de temps peut-être estimée pour la brisure binaire du QP en deux fragments symétriques ou asymétriques.

7.2.2 Mise en évidence des effets dynamiques

Sur la figure 7.12, on représente pour les quatre types de réaction, la corrélation entre la charge et la vitesse parallèle des deux gros fragments.

Pour les deux cibles légères, on observe clairement deux contributions. La première avec des grandes charges et une vitesse proche de celle du projectile, alors que la deuxième contribution est caractérisée par de faibles charges à mi-rapidité. Pour les deux cibles de Zn et l'Au, ces deux contributions ne sont pas complètement séparées, mais les grandes charges (respectivement faibles charges) sont corrélées avec les grandes vitesses (respectivement faibles vitesses). Ceci indique que le plus gros fragment serait la réminiscence du projectile, et que le deuxième fragment est originaire de la zone de recouvrement entre le projectile et la cible. On constate aussi que, lorsque la charge de la cible augmente, la charge moyenne du gros fragment diminue, ce qui explique le déplacement vers les faibles asymétries observé pour les cibles lourdes dans la distribution de charge de la figure 7.2.

C'est donc la déformation du QP engendrée lors de la collision entre la cible et le projectile qui provoque sa cassure binaire alignée, et ainsi la formation d'un système di-nucléaire allongé (zone de recouvrement attachée au résidu du QP). Cet effet provoque sa brisure binaire rapide, sans passer par un système composé équilibré (la fusion de la zone de recouvrement avec le résidu du QP) le long de l'axe de déformation sous l'effet de l'étirement de la matière nucléaire, au lieu de se briser après un temps de vie très long.

Nos résultats suggèrent aussi que ce n'est pas seulement le plus gros partenaire de la collision, observé dans les études antérieures [Gin02b, Che02], qui contribue au processus de la brisure alignée, mais aussi le partenaire léger. Ainsi, puisque ce processus se produit sous l'influence du champ coulombien de la cible, l'échelle de temps précédemment

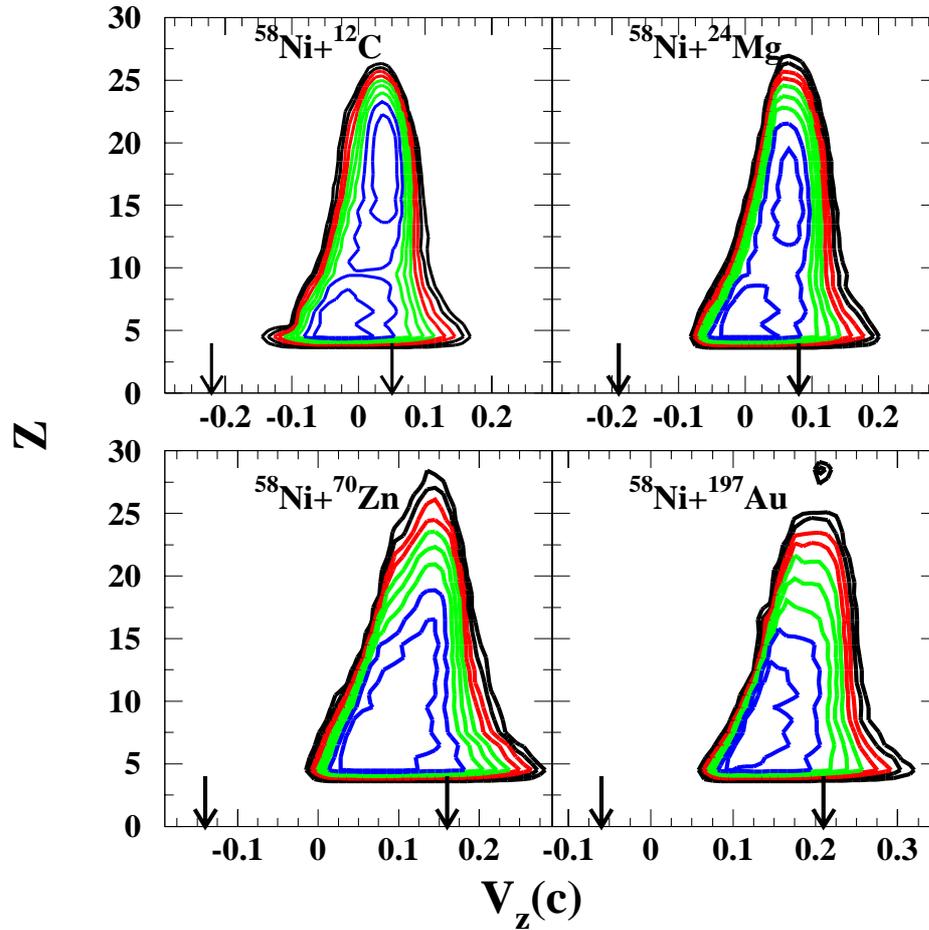


FIG. 7.12 – Corrélation entre la charge et la vitesse dans le centre de masse des deux gros fragments pour les quatre systèmes utilisés. Les deux flèches indiquent la vitesse de la cible et celle du projectile.

limitée entre 150 – 500 fm/c , peut-être estimée proche de la limite inférieure de cet intervalle.

7.3 Conclusion

Dans ce chapitre, la corrélation entre les deux plus gros fragments, résultant des réactions $^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$, ^{24}Mg , ^{70}Zn et ^{197}Au , a été étudiée. La brisure du QP est principalement asymétrique, et les deux gros fragments sont émis suivant la direction du QP, le plus gros fragment étant toujours le plus rapide, ce qui est incompatible avec un processus d'émission statistique. En étudiant les fonctions de corrélation directionnelles entre les deux plus gros fragments, un large enrichissement à faibles V_{red} qui augmente avec la taille de la cible, a été observé dans les coupures longitudinales. Ce pic coulombien est dû à l'effet du champ coulombien de la cible qui focalise les deux fragments dans

la même direction et donc avec une faible V_{red} . Ceci suggère que l'intervalle de temps entre la séparation du QP et QT et la désintégration du QP est suffisamment court pour que les fragments du QP subissent le champ coulombien de la cible.

La corrélation entre la taille et la vitesse des deux gros fragments nous suggère que c'est la déformation du QP, lors de la collision entre la cible et le projectile, qui provoque sa cassure binaire alignée.

Conclusion

L'objectif de ce travail consistait à étudier les propriétés des fragments produits au cours des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires afin de comprendre leurs mécanismes de production. La première partie a été consacrée à l'étude des collisions centrales pour les réactions $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ à 32, 40, 52, 64, 74, 82 et 90A MeV, mesurées avec le multidétecteur INDRA. La deuxième partie quant à elle est dédiée à l'étude du mode de la brisure binaire du QP formé lors des collisions périphériques des réactions entre un projectile de ^{58}Ni et des cibles de ^{12}C , ^{24}Mg et ^{197}Au à 34.5A MeV et ^{58}Zn à 40A MeV. Les produits chargés ont été détectés avec la matrice 4π CRL-Laval ou avec HÉRACLÈS.

Dans la première partie de la thèse, nous avons sélectionné les collisions centrales ayant conduit à la formation d'une source unique. Pour cela nous avons utilisé une variable de tri permettant de discriminer le plus efficacement possible les différents types de collisions, tout en biaisant le moins possible les grandeurs physiques que nous voulions extraire de l'analyse. Une sélection des données basée sur l'analyse multidimensionnelle appliquée directement aux données expérimentales, a semblé la mieux adaptée pour isoler les événements monosource.

Nous avons ensuite étudié le comportement général de ces collisions centrales en fonction de l'énergie incidente. Dans cette analyse, la taille du plus gros fragment de l'événement est de plus en plus petite et les particules légères sont de plus en plus nombreuses, alors que le nombre de fragments reste constant lorsque l'énergie incidente augmente. Notons que la distribution de la charge du plus gros fragment de l'événement permet de mettre en évidence deux composantes à 52A MeV, une première proche des distributions à 32 et 40A MeV et une seconde semblable aux distributions de 64 à 90A MeV. Un tel effet (bimodalité ?) pourrait être interprété en terme de transition de phase, la charge du plus gros fragment peut jouer alors le rôle de paramètre d'ordre. Pour une énergie incidente de 32A MeV, nous avons constaté la persistance d'un résidu de quasi-fusion qui disparaît au delà de 52A MeV, signant ainsi la disparition de la fusion incomplète. Les énergies d'excitation associées à ces noyaux chauds ont été déterminées, elles passent de 6.1 à 11.2A MeV quand l'énergie incidente varie de 32 à 52A MeV. Ces valeurs d'énergie d'excitation sont considérables, puisqu'elles sont proches ou même

supérieures à l'énergie de liaison des nucléons dans le noyau (8A MeV). Nous avons alors confronté nos données avec les calculs du code SMM. Dans un premier temps nous avons reproduit l'ensemble des caractéristiques des partitions de charge en prenant un volume de freeze-out égal à $3V_0$. Dans cette hypothèse, l'énergie d'excitation utilisée est égale à celle déterminée expérimentalement sauf à 52A MeV où elle est sous-estimée. Dans un second temps, pour reproduire les énergies cinétiques moyennes des fragments, il est nécessaire de supposer une source déformée en expansion avec une énergie collective variant de 0.75, 1.7 et 2.4A MeV pour les énergies incidentes de 32, 40 et 52A MeV, respectivement. Nous observons cependant que dans ces configurations SMM surestime l'énergie cinétique du résidu de quasi-fusion à 32 et 40A MeV.

Pour la suite, nous avons étudié la possibilité de l'existence d'une transition de phase dans le mécanisme de désexcitation de la source unique. L'extraction de la capacité calorifique à partir des fluctuations de l'énergie cinétique ne semble pas complètement concluante dans le cadre de notre étude. En effet les informations manquantes et la reconstruction du freeze-out amènent à formuler un certain nombre d'hypothèses dont il faut soigneusement tester l'influence à l'aide de modèles. Il s'avère donc nécessaire d'extraire le résultat de SMM au freeze-out pour conclure quant à l'existence du signal dans le modèle et quant à l'effet des perturbations apportées par les hypothèses indispensables à la reconstruction des fragments au freeze-out ainsi que dans notre cas, la prise en compte d'une source déformée.

La méthode des corrélations en charges a été utilisée afin de chercher une possibilité de surproduction de fragments de taille égale. Un tel effet peut être lié au passage du système dans la zone de décomposition spinodale. Nous avons donc utilisé la méthode de corrélation en charge, avec un calcul de probabilités intrinsèques, qui montre des événements correspondant à un tel effet dans nos données expérimentales à 40 et 52A MeV, avec un niveau de confiance satisfaisant du point de vue statistique. Il reste dans le futur à utiliser des approches dynamiques pour voir s'il y a vraiment un lien entre la décomposition spinodale et la multifragmentation pour un système si léger.

La recherche d'une signature d'un comportement critique dans la distribution de charge du plus gros fragment s'est avérée être une méthode simple et efficace. On a pu identifier deux régimes différents par l'intermédiaire d'un changement de pente comparable à une transition allant d'une phase ordonnée vers une phase désordonnée lorsque l'énergie incidente atteint 52A MeV.

Dans la deuxième partie de ce travail, on a observé que les effets dynamiques jouaient un rôle essentiel dans la brisure binaire du QP. Les distributions angulaires indiquent que les deux plus gros fragments sont alignés dans la direction du QP, le plus gros fragment étant le plus rapide. En étudiant les fonctions de corrélation entre les deux gros fragments, nous avons constaté que le QP se brise à proximité de la cible. Ceci suggère

que l'intervalle de temps entre la séparation du QP et QT et la désintégration du QP est suffisamment court pour que les fragments du QP ressentent le champ coulombien de la cible. La corrélation entre la taille et la vitesse des fragments nous suggère que c'est la déformation du QP engendrée lors de la collision entre la cible et le projectile qui provoque sa cassure binaire. Dans ce cas, le plus gros fragment serait la réminiscence du projectile.

Dans l'avenir, il serait intéressant d'étudier les caractéristiques des particules légères dans le but de valider ces derniers résultats et afin de caractériser leurs origines. Aussi, dans les approches dynamiques il faut essayer d'introduire d'autres corrélations comme celles liées aux phénomènes de dissipation dans le but d'améliorer la description de la matière nucléaire.

Bibliographie

- [Bea96] L. Beaulieu et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996)462.
- [Bel00] N. Bellaize, thèse de doctorat, Université de Caen, 2000.
- [Ber83] G.F. Bertsch et al., Phys. Lett. B126 (1983)9.
- [Bet30] H.A. Bethe, Ann. Phys. 5 (1930)325.
- [Bis96] E. Bisquer, thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon-1 , 1996.
- [Biz86] G. Bizard et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A244 (1986)483.
- [Boa86] D.H. Boal and J.C. Shillcock, Phys. Rev. C33 (1986)549.
- [Boc00] F. Bocage et al., Nucl. Phys. A676 (2000)391.
- [Bon85a] P. Bonche, École Joliot-Curie de physique nucléaire, 1985.
- [Bon85b] J. P. Bondorf et al., Nucl. Phys. A443 (1985)321.
- [Bon85c] J. P. Bondorf et al., Nucl. Phys. A444 (1985)460.
- [Bon95] J. P. Bondorf et al., Phys. Rep. 257 (1995)133.
- [Bor01] B. Borderie et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001)3252.
- [Bot97] R. Botet et al., Phys. Rev. Lett. 78 (1997)4593.
- [Bot99] R. Botet et al., J. of Sol-Gel Science and Technology 15 (1999)167.
- [Bot00] R. Botet et al., Phys. Rev. E62 (2000)1825.
- [Bot01] R. Botet et al., Nucl. Phys. Proc. Suppl. 101 (2001)92.
- [Bou01] B. Bouriquet, thèse de doctorat, Université de Caen, 2001.
- [Bro84] Bromley, Treatise on heavy ion science. Fusion and quasi-fusion phenomena, edited by A. Bromley (Plenum, New York) Vol.2, 1984.
- [Cas93] G. Casini et al., Phys. Rev. Lett. 71 (1993)2567.
- [Cav90] C. Cavata et al., Phys. Rev. C42 (1990)1760.
- [Che02] A. Chernomoretz et al., Phys. Rev. C65 (2002)054613.
- [Cho91] P. Chomaz et al., Phys. Lett. B254 (1991)340.
- [Cho99] Ph. Chomaz et al., Nucl. Phys. A647 (1999)153.
- [Col98] E. Colin, thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon-1 et Université d'Etat de New-York-Stony Brook, 1998.

- [Col03] J. Colin et al., Phys. Rev. C67 (2003)064603.
- [Cug83] J. Cugnon et D. L'Hôte, Nucl. Phys. A397 (1983)519.
- [Cus93] D. Cussol et al., Nucl. Phys. A561 (1993)298.
- [Dag00] M. D'Agostino et al., Phys. Lett. B473 (2000)219.
- [Dag02] M. D'Agostino et al., Nucl. Phys. A699 (2002)795.
- [Des00] P. Désesquelles et al., Phys. Rev. C62 (2000)024614.
- [Des02] P. Désesquelles, Phys. Rev. C65 (2002)034604.
- [Diu89] B. Diu et al, *Éléments de physique statistique*, Hermann, Éditeurs des Sciences et des Arts, 1989.
- [Dra89] D. Drain et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A281 (1989)528.
- [Dur92] D. Durand, Nucl. Phys. A541 (1992)266.
- [Dur95] D. Durand et B. Tamain, *École Joliot-Curie de physique nucléaire*, 1995.
- [Era91] B. Erasmus et al., Phys. Rev. C44 (1991)2663.
- [Era94] B. Erasmus et al., Phys. Rev. C49 (1994)349.
- [Era96] B. Erasmus et al., Proceedings of the XXXIV international winter meeting on nuclear physics, Bormio, Italy, page 293, 1996.
- [Eth93] T. Ethvignot et al., Phys. Rev. C48 (1993)618.
- [Fin82] J. E. Finn et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982)1321.
- [Fox78] G. C. Fox et S. Wolfram, Phys. Rev Lett. 41 (1978)1581.
- [Fra98] J. Frankland, thèse de doctorat, Université Paris XI-Orsay , 1998.
- [Fra04] J. Frankland et al., en préparation (2004).
- [Fri90] W.A. Friedman et al., Phys. Rev. C42 (1990)667.
- [Gin98] L. Gingras, mémoire de Maîtrise, Université Laval, 1998.
- [Gin02a] L. Gingras, thèse de doctorat, Université Laval, 2002.
- [Gin02b] L. Gingras et al., Phys. Rev. C65 (2002)R061604.
- [Gla63a] R.J. Glauber, Phys. Rev. 130 (1963)2529.
- [Gla63b] R.J. Glauber, Phys. Rev. 131 (1963)2766.
- [Gla94] T. Glasmacher et al., Phys. Rev. C50 (1994)952.
- [Gol59] M. Goldhaber et al., Phys. Rev. Lett. 3 (1959)181.
- [Gol60] M. Goldhaber et al., Phys. Rev. C20 (1960)300.
- [Gro90] D.H.E. Gross et al., Rep. Prog. Phys 53 (1990)605.
- [Gua96] A. Guarnera, thèse de doctorat, Université de Caen, 1996.
- [Gua97] A. Guarnera et al., Phys. Lett. B403 (1997)191.
- [Gui02] B. Guiot, thèse de doctorat, Université de Caen, 2002.
- [Han54] R. Hanbury Brown and R.Q. Twiss, Phil. Mag. 45 (1954)663.

- [Han56] R. Hanbury Brown and R.Q. Twiss, *Nature* 178 (1956)1046.
- [Hub91] J. Hubele et al., *Z. Phys.* A340 (1991)340.
- [Ior93] I. Iori, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res* A325 (1993)458.
- [Jac96] B. Jacquot, thèse de doctorat, Université de Caen, 1996.
- [Jen86] B.K. Jennings et al., *Phys. Rev.* C33 (1986)1303.
- [Kim92] Y.D. Kim et al., *Phys. Rev.* C45 (1992)387.
- [Koo77] S.E. Koonin, *Phys. Lett.* B70 (1977)143.
- [Kop73] G.I. Kopylov and M.I. Podgoretsky, *Yad. Fiz.* 18 (1973)656.
- [Kop74] G.I. Kopylov, *Phys. Lett.* B50 (1974)572.
- [Kot95] R. Kott et al., *Phys. Rev.* C51 (1995)2686.
- [Lar94] Y. Larochelle et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A348 (1994)167.
- [Lar95] Y. Larochelle et al., *Phys. Lett.* B352 (1995)8.
- [Lar97] Y. Larochelle et al., *Phys. Rev.* C55 (1997)1869.
- [Lau98] P. Lantesse, Ar+KCl à 32 A MeV, Communication privée, 1998.
- [Lau03] Ph. Lantesse et al., International Workshop On Multifragmentation And related Topics, GANIL (Caen), France, November 5-7 2003.
- [Lav01] F. Lavaud, thèse de doctorat, Université Louis Pasteur Strasbourg I, 2001.
- [Lec94] J. F. Lecolley et al., *Phys. Lett.* B325 (1994)317.
- [Lop89] J. A. Lopez et al., *Nucl. Phys.* A503 (1989).
- [Lot92] B. Lott et al., *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992)3141.
- [Luk97] J. Lukasik et al., *Phys. Rev.* C55 (1997)1906.
- [Lyn94] U. Lynen et al., GSI Report, 1994.
- [Mar95] N. Marie, thèse de doctorat, Université de Caen, 1995.
- [Mas99] A.-M. Maskay-Wallez, thèse de doctorat, Université de Claude Bernard Lyon-1, 1999.
- [Met95] V. Métivier, thèse de doctorat, Université de Caen , 1995.
- [Mja87] M. Mjahed, thèse de doctorat, Université de Clermond-Ferrand , 1987.
- [Mor96] L.G. Moretto et al., *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996)2634.
- [Nei99] N. Le Neindre, thèse de doctorat, Université de Caen, 1999.
- [Nor01] J. Normand, thèse de doctorat, Université de Caen, 2001.
- [Pal95] S. Pal. *Nucl. Phys.* A594 (1995)156.
- [Peg90] A. Peghaire et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res* A295 (1990)365.
- [Pei95] G. Peilert et al., *J. Phys.* G20 (1995)L105.
- [Pet95] J. Péter et al., *Nucl. Phys.* A95 (1995)593.
- [Pla99] E. Plagnol et al., *Nucl. Phys.* A654 (1999)815c.

- [Poc95] J. Pochodzalla et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1995)1040.
- [Pou95] J. Pouthas et al., Nucl. Instr. and Meth. A357 (1995)418.
- [Pou96] J. Pouthas et al., Nucl. Instr. and Meth. A369 (1996)222.
- [Que93] B. M. Quednau et al., Phys. Lett. B309 (1993)10.
- [Ran81] J. Randrup et S. E. Koonin. Nucl. Phys. A356 (1981)223.
- [Riv96] M.F. Rivet et al., Phys. Lett. B388 (1996)219.
- [Sal97] S. Salou, thèse de doctorat, Université de Caen, 1997.
- [Sam02] M. Samri et al., Nucl. Phys. A700 (2002)42.
- [San95] T.C. Sangster et al., Phys. Rev. C51 (1995)1280.
- [Sch94a] O. Schapiro et al., Nucl. Phys. A568 (1994)333.
- [Sch94b] O. Schapiro et al., Nucl. Phys. A576 (1994)428.
- [Sta96] P. Staszal et al., Phys. Lett. B368 (1996)26.
- [Ste95] A.A. Stefanini et al., Z. Phys. A351 (1995)167.
- [Sur89] E. Suraud et al., Prog. Nucl. Part. Sc. 23 (1989)357.
- [Sur91] E. Suraud et al., Ann. Phys. Fr. 16 (1991)193.
- [Sur98] E. Suraud, Physique des collisions nucléaires, HERMANN, 1998.
- [Tab00] G. Tabacaru, thèse de doctorat, Université d'Orsay, 2000.
- [Tab03] G. Tabacaru et al., Eur. Phys. J. A18 (2003)103.
- [Tro87] R. Trockel et al., Phys. Rev. Lett. 59 (1987)2844.
- [Tur01] S. Turbide, mémoire de Maîtrise, Université Laval, 2001.
- [Wad92] R. Wada et al., Nucl. Phys. A548 (1992)471.
- [Zab95] E.E. Zabrodin. Phys. Rev. C52 (1995)2608.

Annexe A

L'AFD pour le système Ni+Ni à 40, 52, 64, 74, 82 et 90A MeV

En utilisant la méthode décrite au chapitre 3, on calcule l'axe D_{625} pour les autres énergies, et on découpe sa distribution en quatre tranches. Ces dernières sont montrées par des intervalles hachurés (a_0 , b_0 , c_0 et d_0) dans les figure [A.1](#), [A.3](#), [A.5](#), [A.7](#), [A.9](#) et [A.11](#) qui correspondent aux énergiers 40, 52, 64, 74, 82 et 90A MeV, respectivement.

L'évolution des caractéristiques des collisions est représentée par les variables de la figure [A.1](#) et [A.2](#) à 40A MeV, [A.3](#) et [A.4](#) à 52A MeV, [A.5](#) et [A.6](#) à 64A MeV, [A.7](#) et [A.8](#) à 74A MeV, [A.9](#) et [A.10](#) à 82A MeV et [A.11](#) et [A.12](#) à 90A MeV.

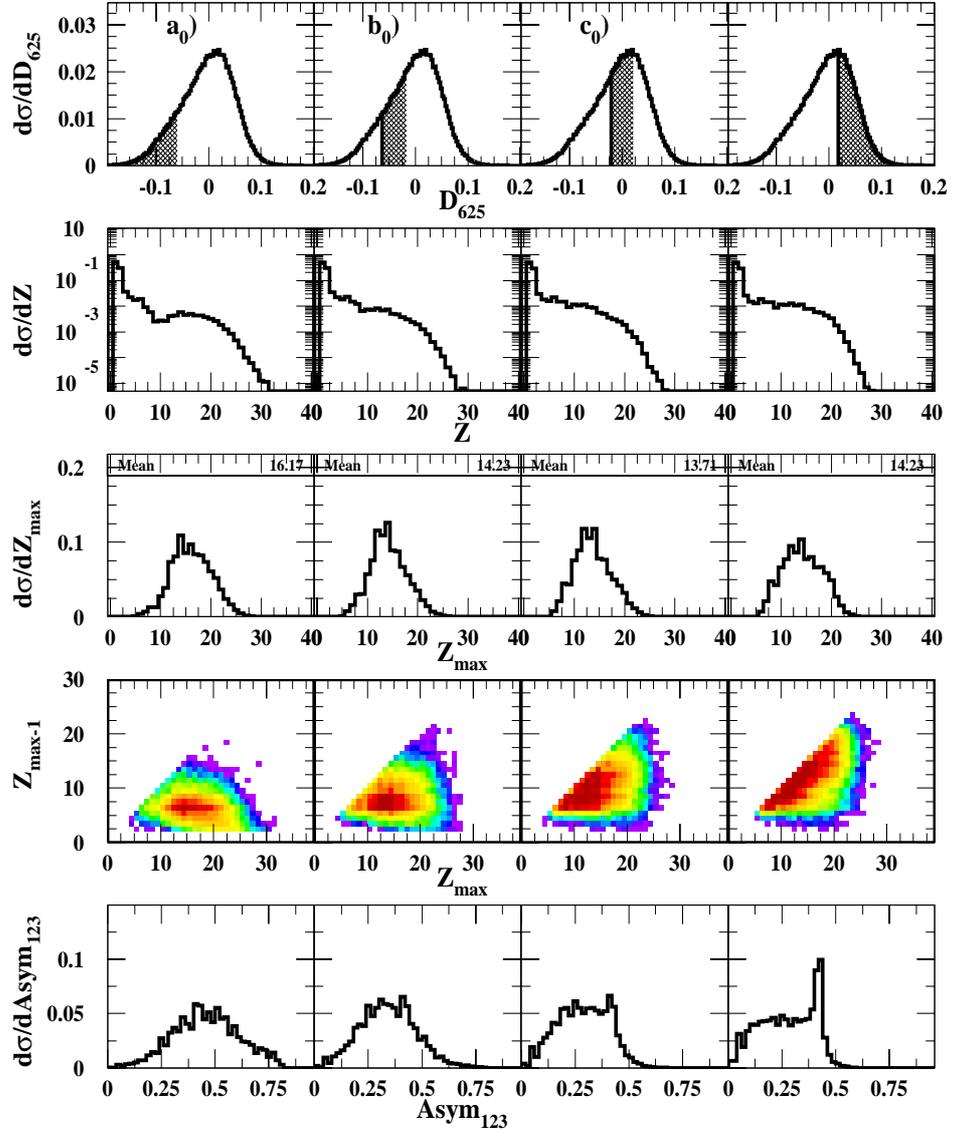


FIG. A.1 – Évolution des caractéristiques statiques des collisions en fonction de leur position sur l'axe D_{625} pour le système Ni+Ni à 40A MeV. 1^{ère} ligne montre la distribution de D_{625} , les zones grisées représentent les tranches retenues. 2^{ème} ligne, la distribution de charge. 3^{ème} ligne, la distribution de charge du plus gros produit de l'événement. 4^{ème} ligne, la corrélation entre la charge du deuxième plus gros produit chargé en fonction de la charge du plus gros produit de l'événement. 5^{ème} ligne, la distribution d'asymétrie de charge entre les trois plus gros de l'événement.

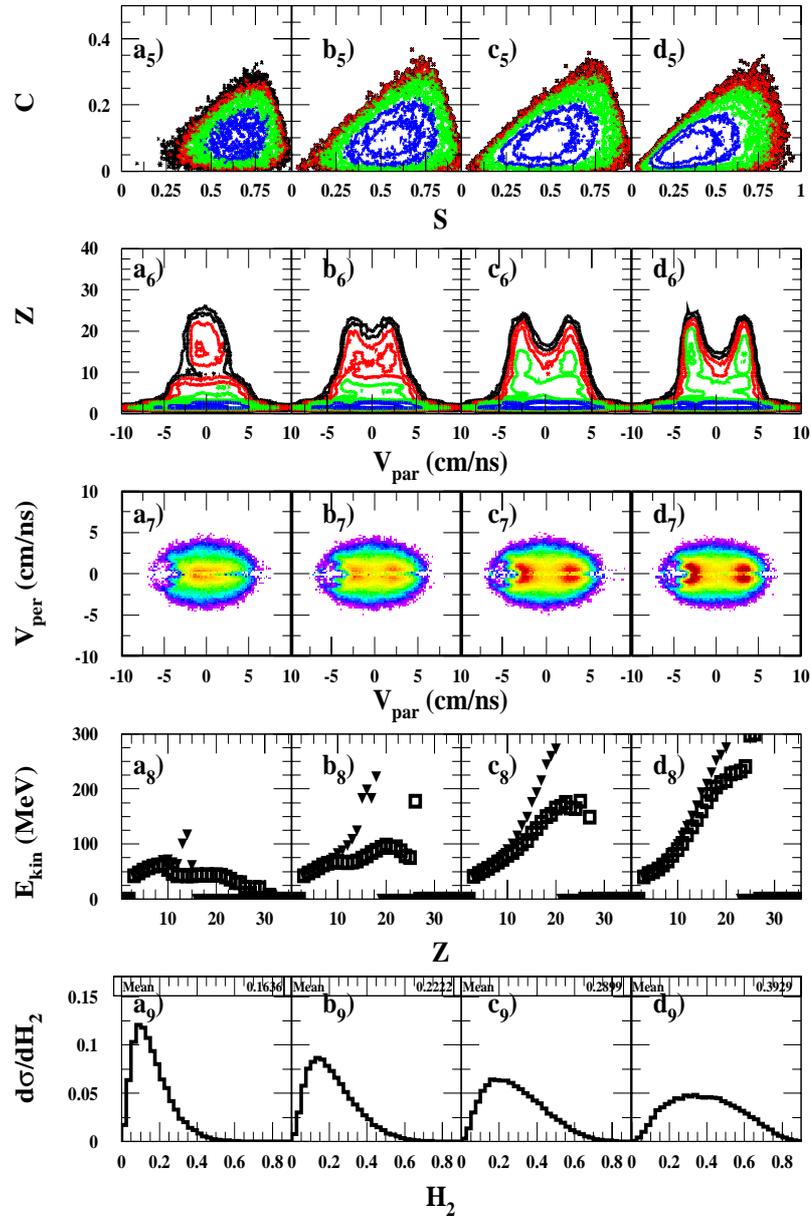


FIG. A.2 – Évolution des caractéristiques des collisions en fonction de leur position sur l'axe D_{625} pour le système Ni+Ni à 40A MeV. 1^{ère} ligne, la coplanarité en fonction de la sphéricité. 2^{ème} ligne, la corrélation entre la charge et la vitesse parallèle des produits chargés dans le centre de masse de la réaction. 3^{ème} ligne, la vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle des fragments dans le centre de masse de la réaction. 4^{ème} ligne, l'énergie moyenne dans le centre de masse en fonction de la charge des fragments avec (carrés) et sans (triangles) le plus gros fragment de l'événement. 5^{ème} ligne, le moment de Fox et Wolfram d'ordre deux.

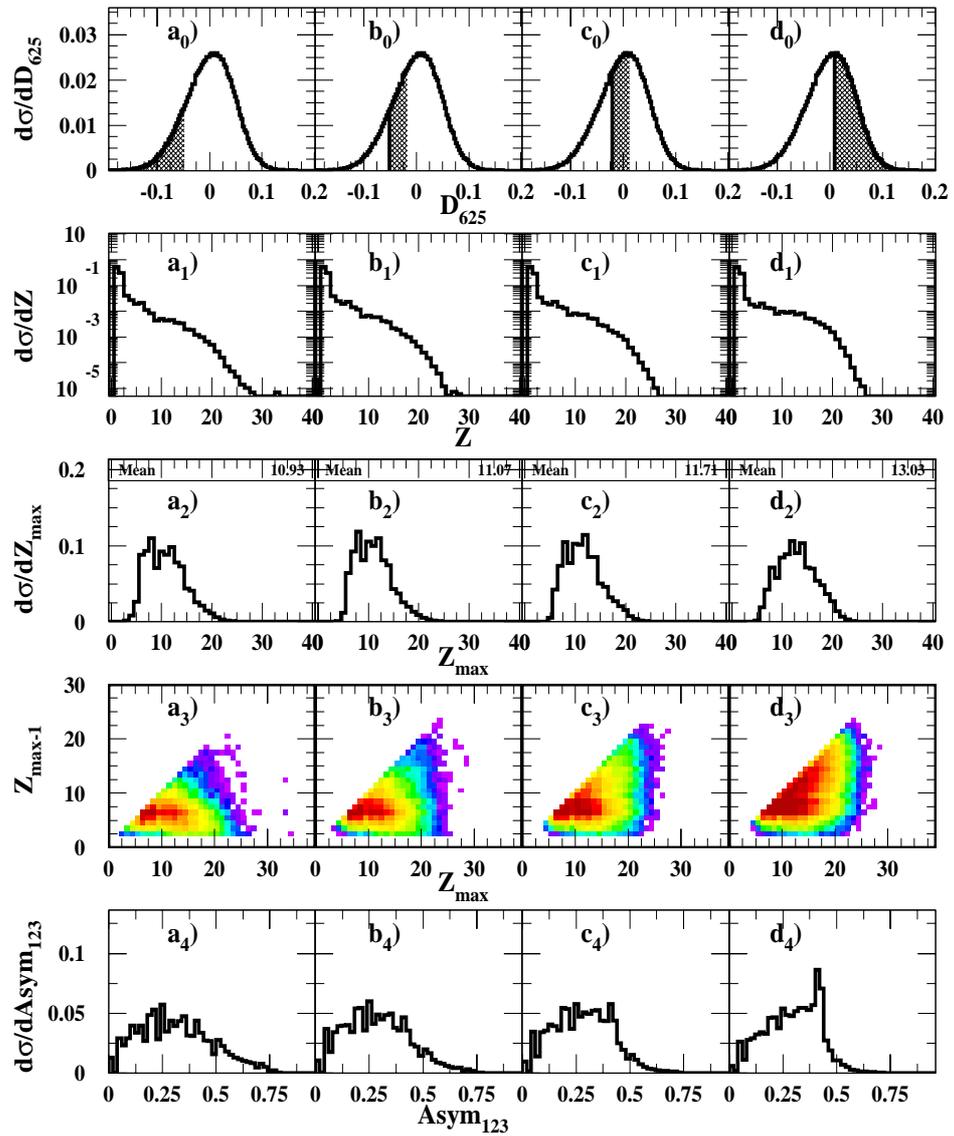


FIG. A.3 – Ni+Ni à 52A MeV. Idem figure A.1.

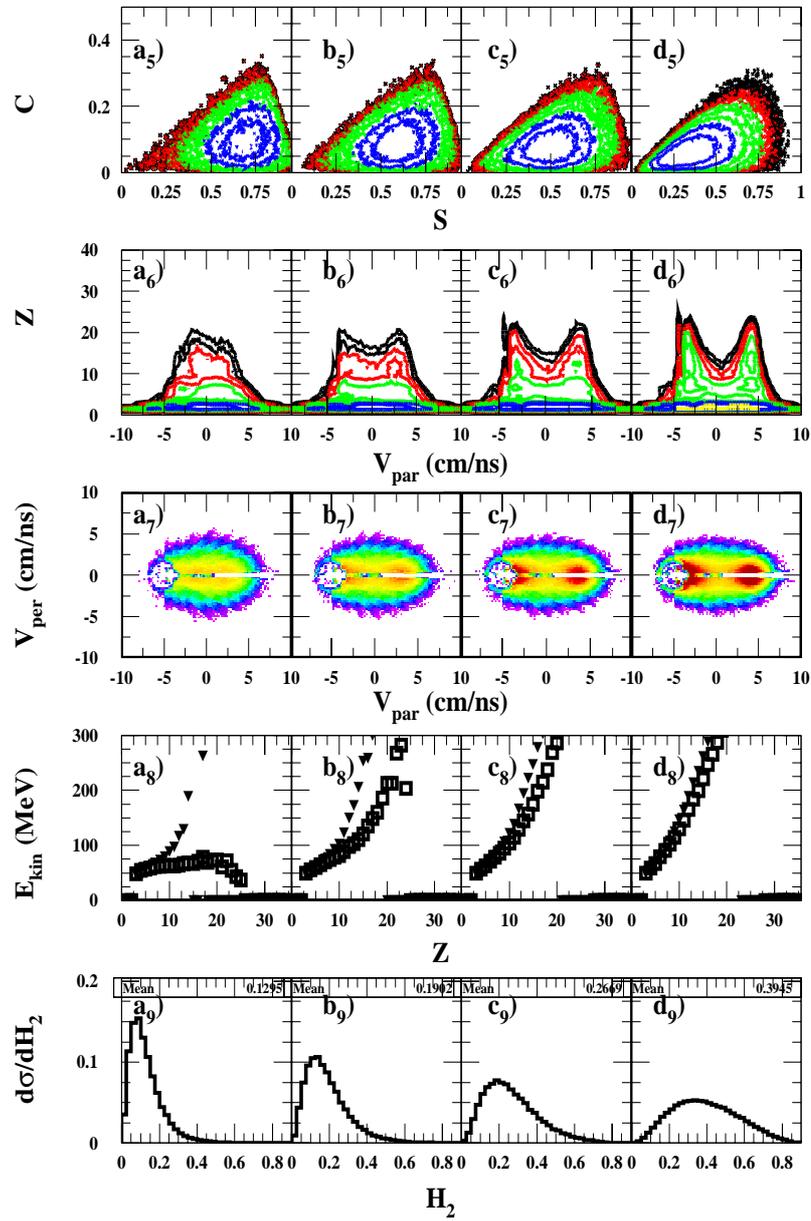


FIG. A.4 – Ni+Ni à 52A MeV. Idem figure A.2.

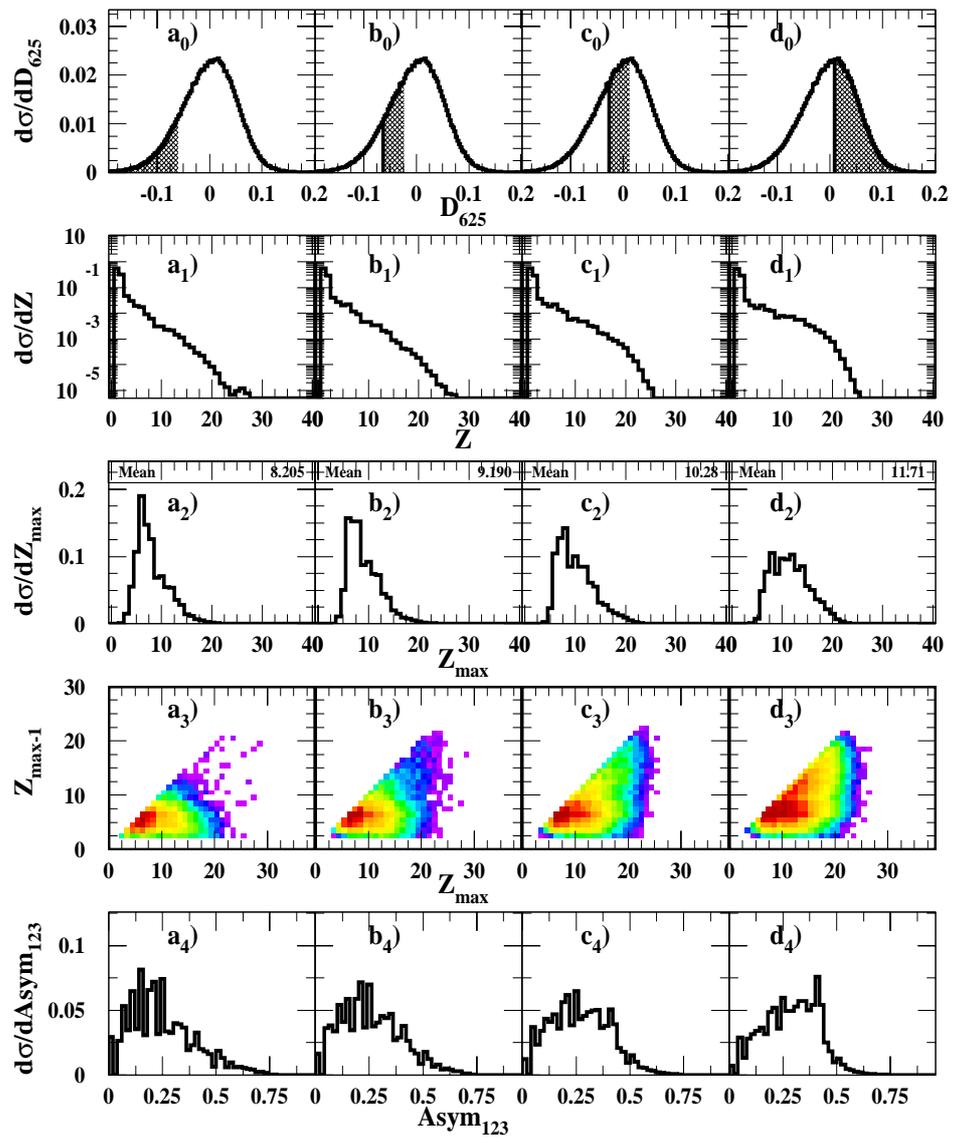


FIG. A.5 – Ni+Ni à 64A MeV. Idem figure A.1.

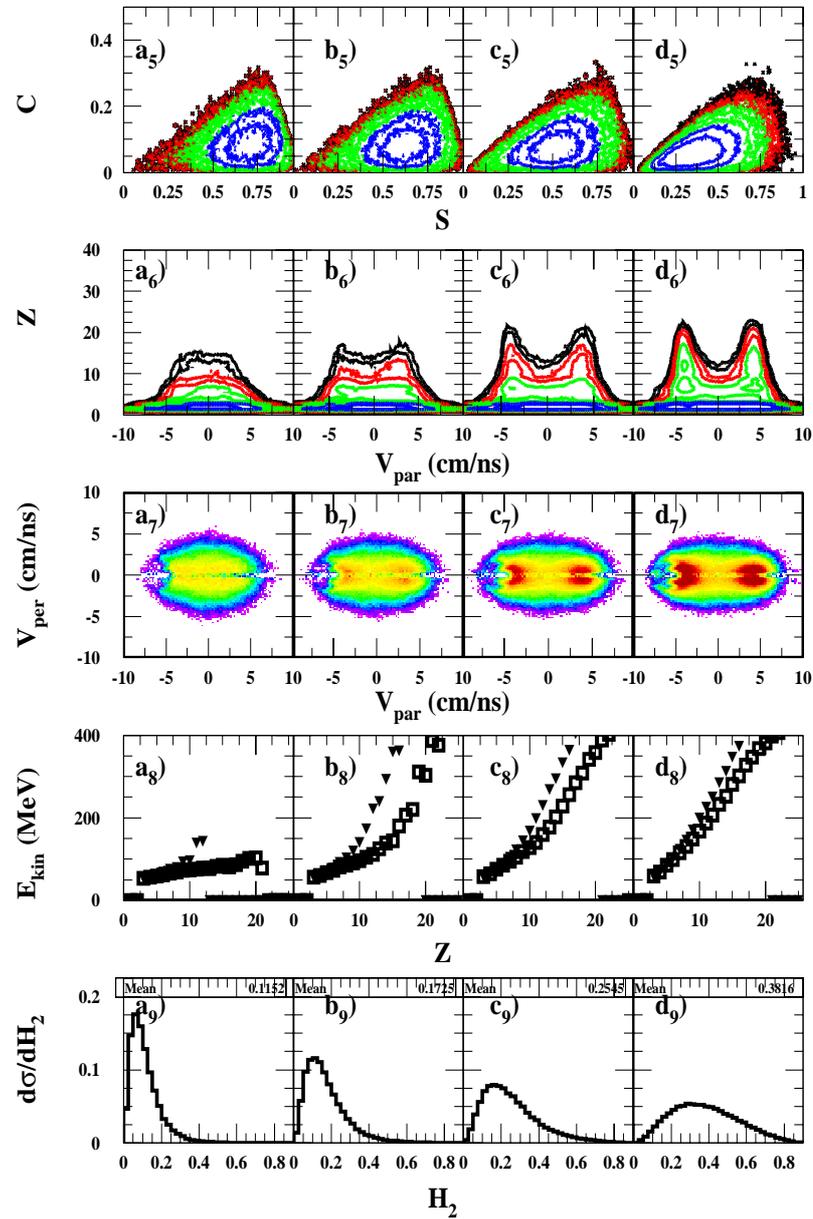


FIG. A.6 – Ni+Ni à 64A MeV. Idem figure A.2.

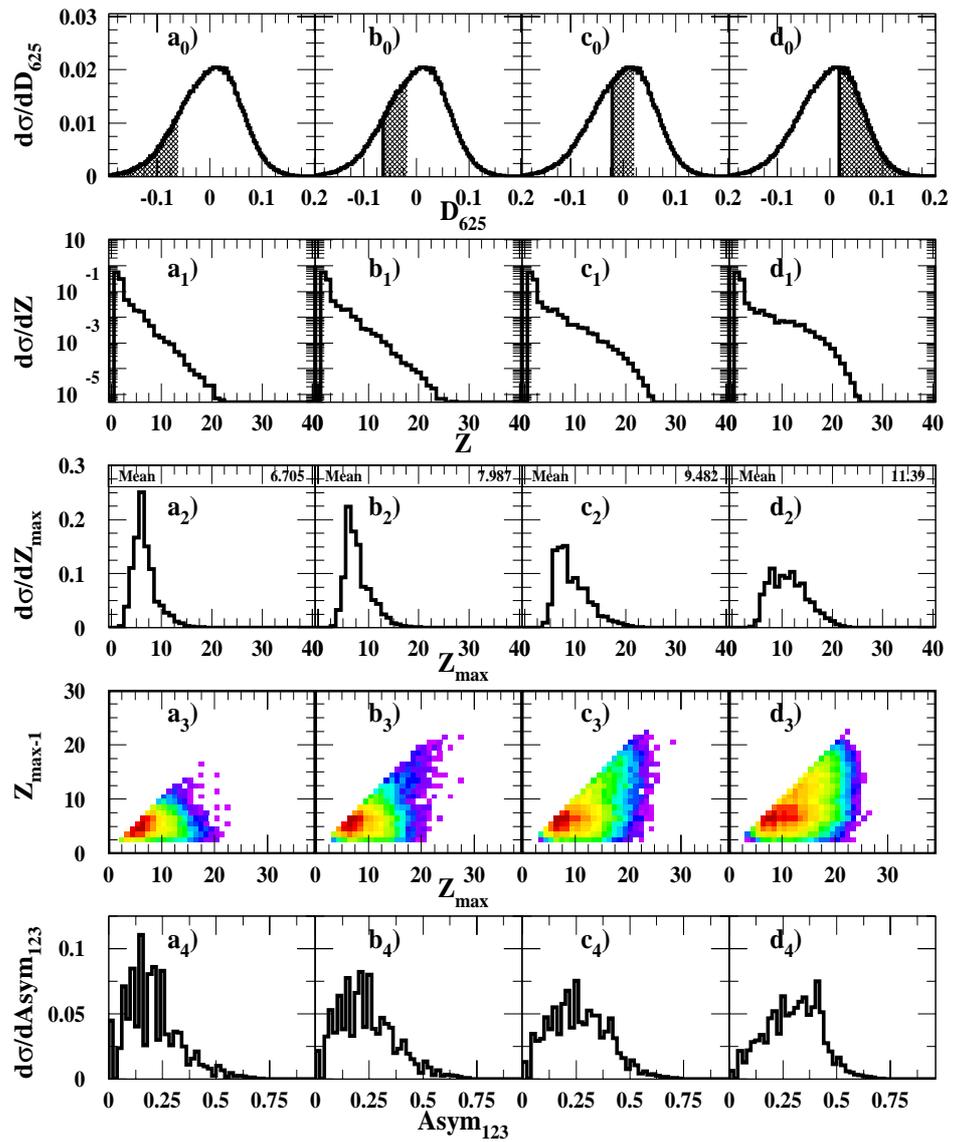


FIG. A.7 – Ni+Ni à 74A MeV. Idem figure A.1.

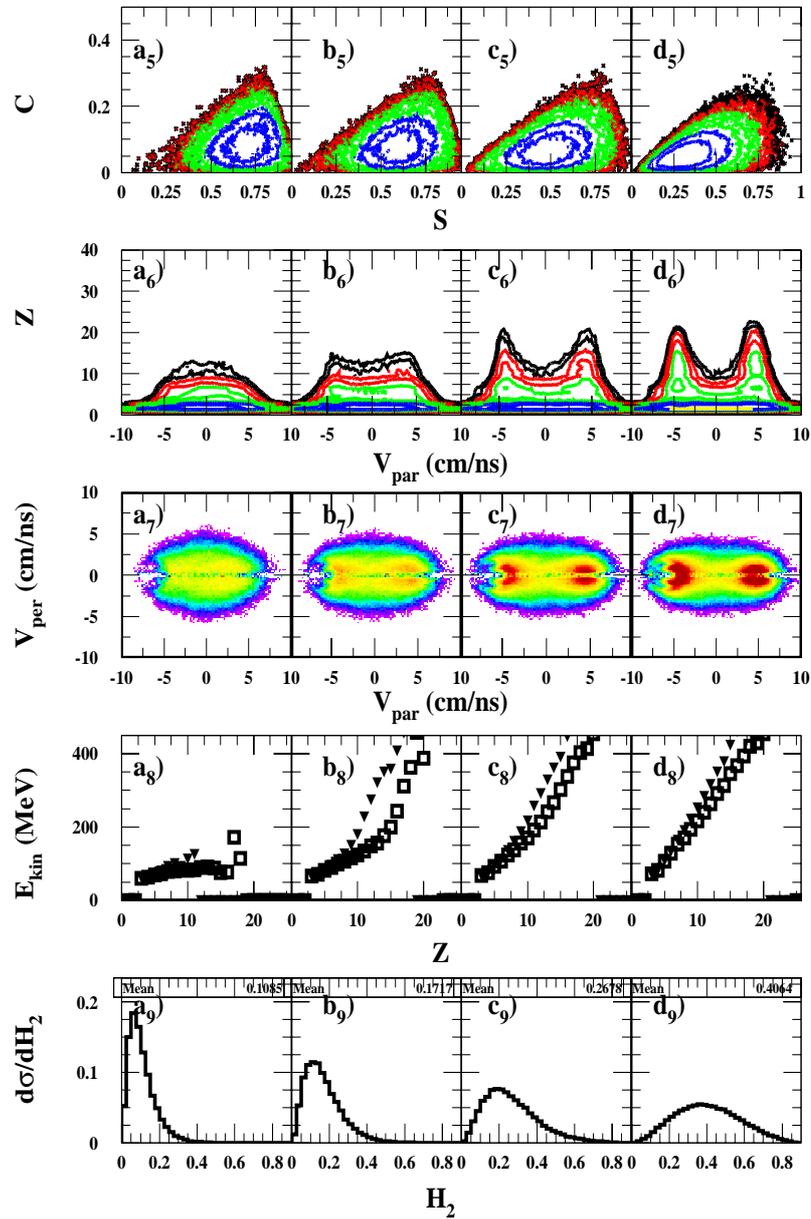


FIG. A.8 – Ni+Ni à 74A MeV. Idem figure A.2.

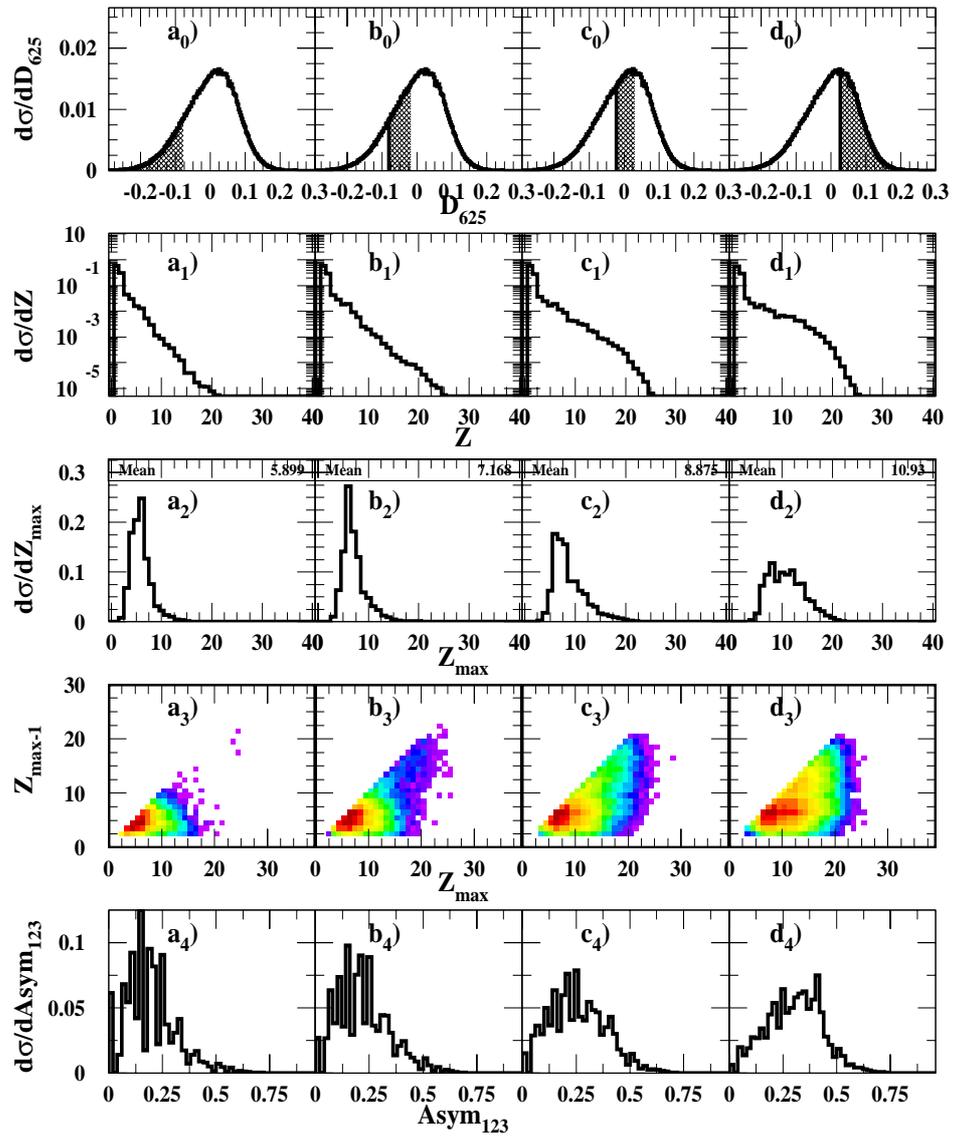


FIG. A.9 – Ni+Ni à 82A MeV. Idem figure A.1.

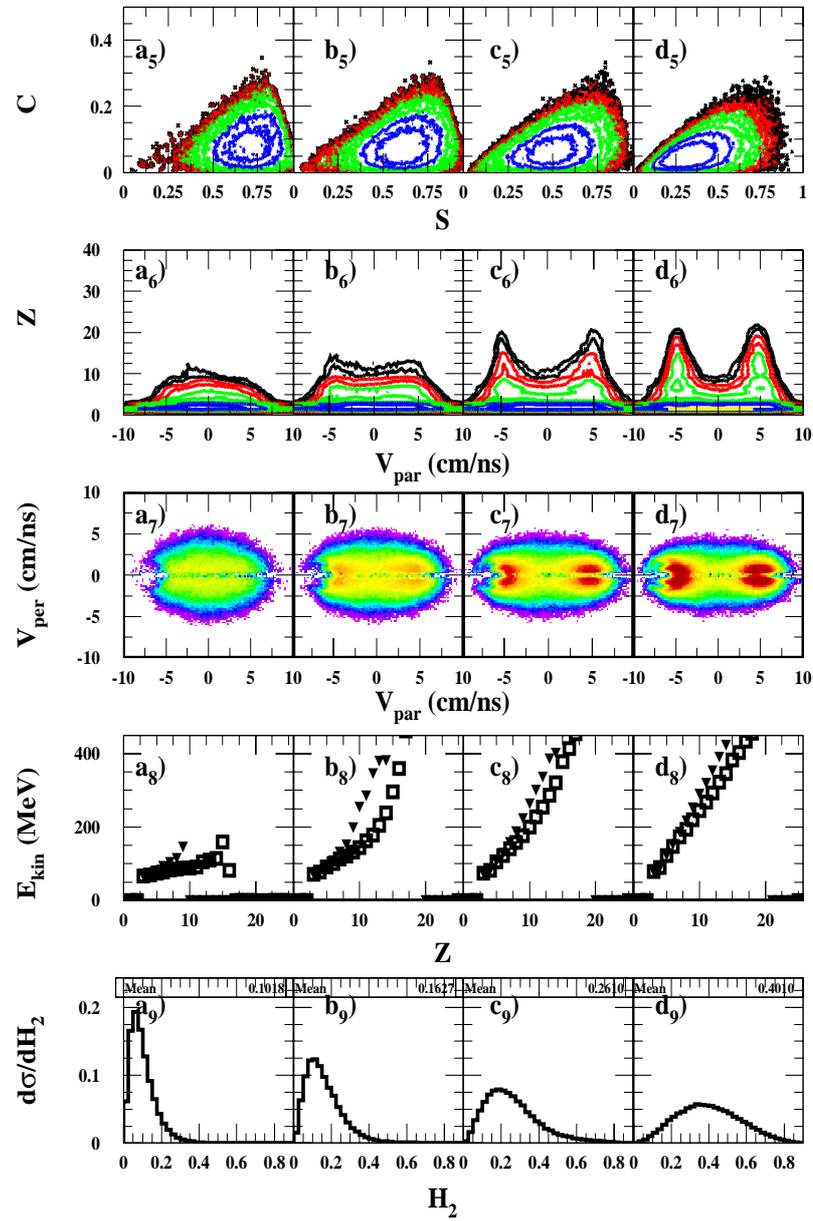


FIG. A.10 – Ni+Ni à 82A MeV. Idem figure A.2.

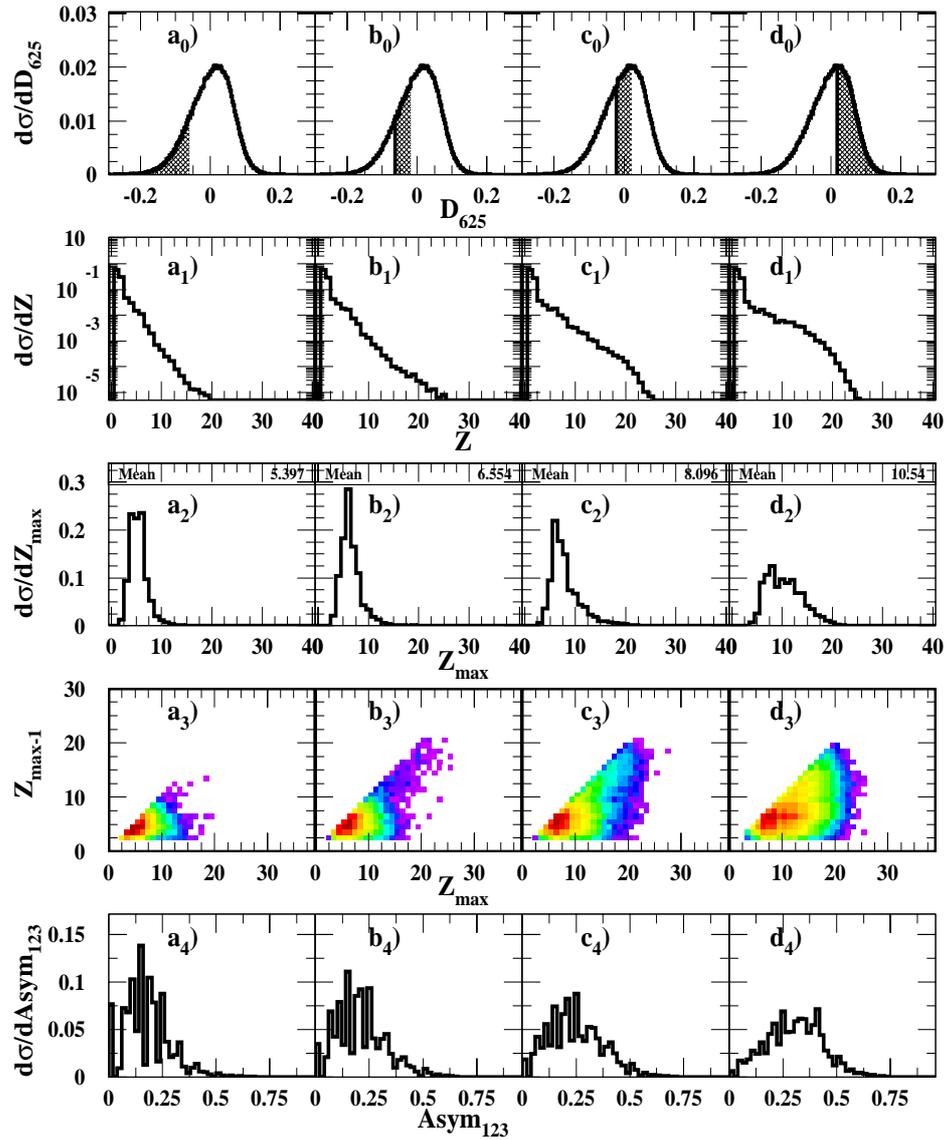


FIG. A.11 – Ni+Ni à 90A MeV. Idem figure A.1.

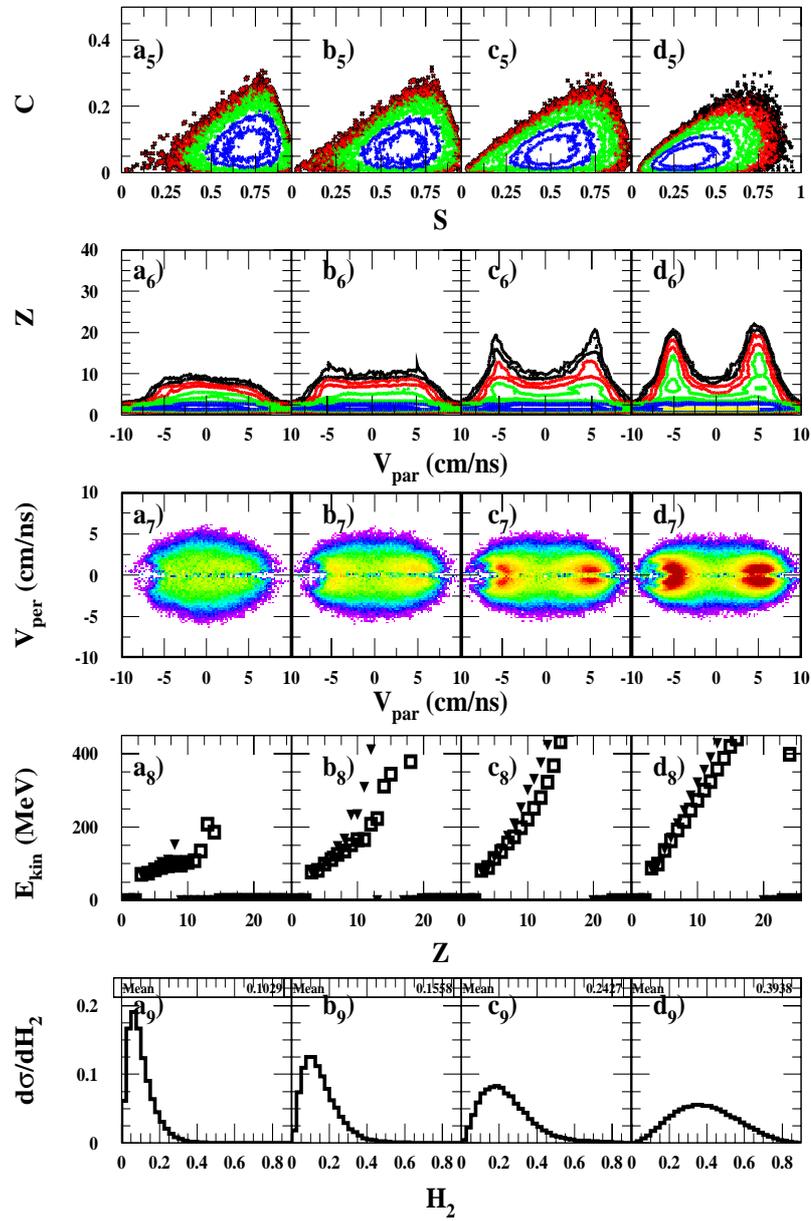


FIG. A.12 – Ni+Ni à 90A MeV. Idem figure A.2.

Annexe B

Corrélations en charges

Ni+Ni à 32A MeV

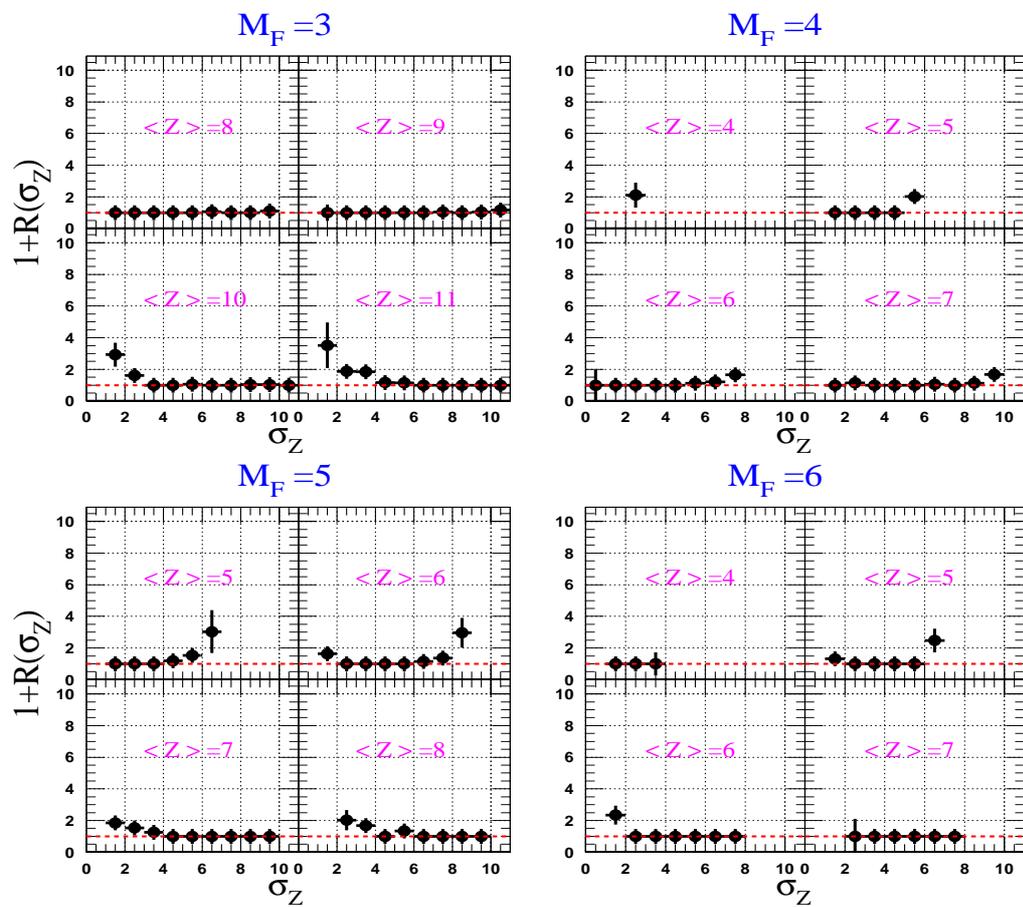


FIG. B.1 – Ni+Ni à 32A MeV. Évolution des fonctions de corrélation avec σ_Z pour différentes tranches de $\langle Z \rangle$ et pour les quatre intervalles de la multiplicité des fragments considérés.

Ni+Ni à 40A MeV

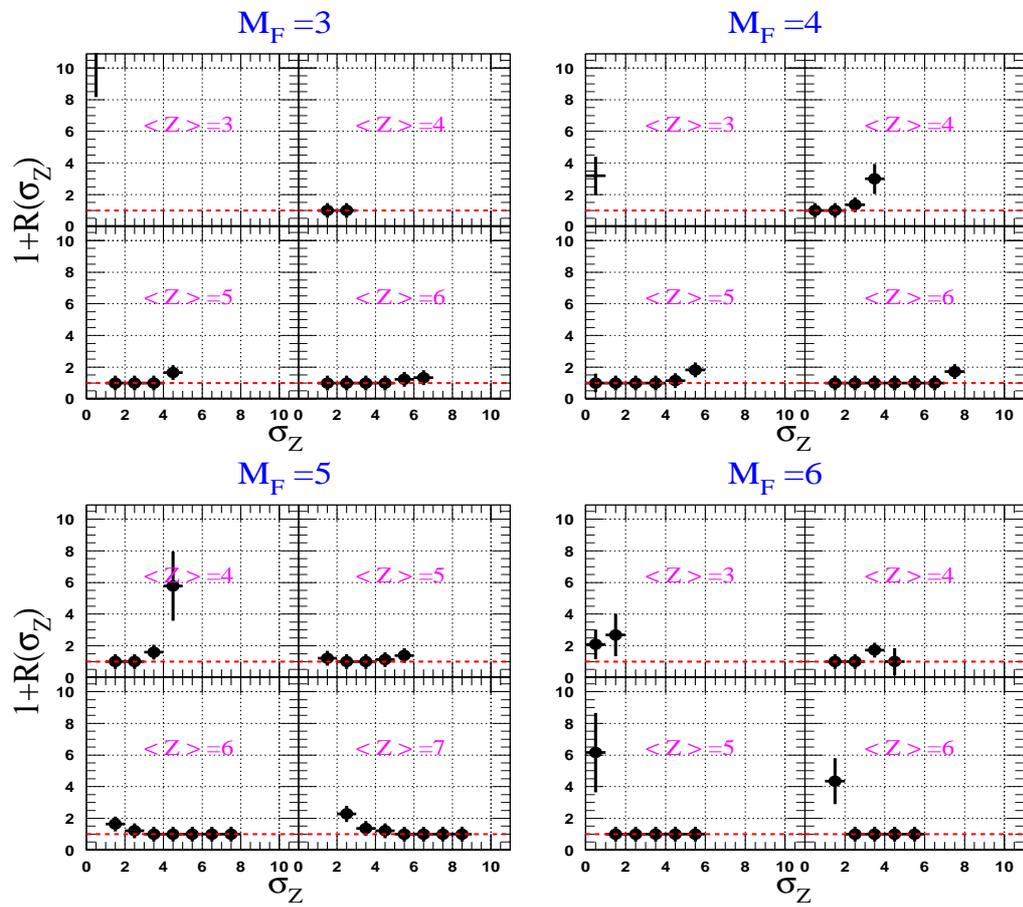


FIG. B.2 – Ni+Ni à 40A MeV. Idem figure B.1.

Ni+Ni à 52A MeV

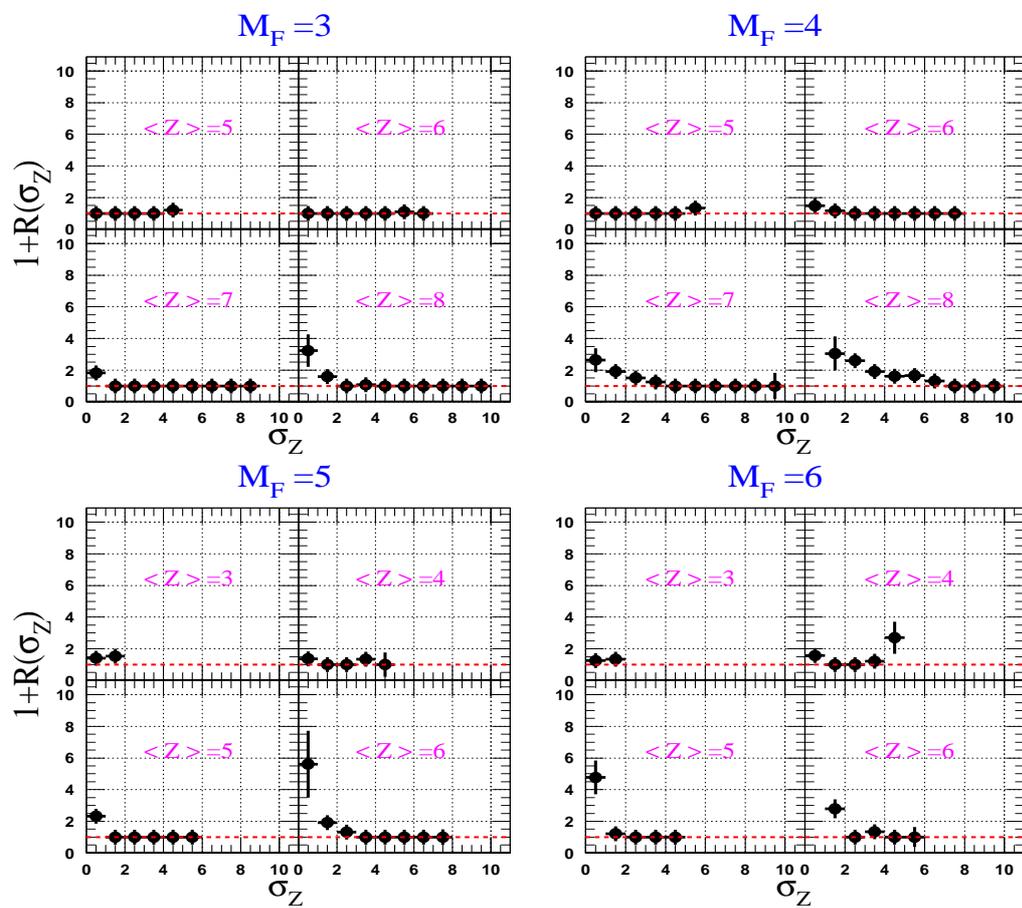


FIG. B.3 – Ni+Ni à 52A MeV. Idem figure B.1.

Annexe C

Article publié dans Nuclear Physics

Available online at www.sciencedirect.com

Nuclear Physics A 739 (2004) 15–29

www.elsevier.com/locate/npe

Target proximity effect and dynamical projectile breakup at intermediate energies

R. Moustabchir ^{a,*}, L. Beaulieu ^{a,1}, L. Gingras ^{a,1}, R. Roy ^a,
M. Samri ^b, G. Boudreault ^{a,2}, J. Gauthier ^a, G.P. Gélinas ^a,
F. Grenier ^a, R. Ibbotson ^{c,3}, Y. Laroche ^a, E. Martin ^c, J. Moisan ^a,
D. Ouerdane ^{a,4}, D. Rowland ^{c,5}, A. Ruangma ^{c,5}, C. St-Pierre ^a,
D. Thériault ^a, A. Vallée ^a, E. Winchester ^c, S.J. Yennello ^c

^a *Laboratoire de Physique Nucléaire, Département de Physique, de Génie Physique et d'Optique, Université Laval, Québec, G1K 7P4 Canada*

^b *Laboratoire de Physique Nucléaire et Applications, Université Ibn Tofail, Kénitra, Morocco*

^c *Department of Chemistry and Cyclotron Institute, Texas A&M University, College Station, TX 77843, USA*

Received 19 December 2003; received in revised form 6 February 2004; accepted 25 March 2004

Available online 13 April 2004

Abstract

Projectile binary breakup has been investigated in $^{58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$, ^{24}Mg , ^{197}Au at 34.5 MeV/A and $^{58}\text{Ni} + ^{70}\text{Zn}$ at 40 MeV/A. The fragment angular distributions exhibit an anisotropic pattern showing that breakup is aligned with the direction of scattered quasi-projectile (QP). The correlation functions of the two heaviest fragments have been studied as a function of charge asymmetry. They suggest that the QP decays while still in close proximity of the target. The correlation between the charge and velocity of the two heavy fragments shows that the binary breakup of the QP might originate from an important deformation of the projectile by the target, and that the lighter of the colliding partners also contributes to the aligned emission pattern.

© 2004 Elsevier B.V. All rights reserved.

* Corresponding author.

E-mail address: rmoustab@phy.ulaval.ca (R. Moustabchir).

¹ Present address: Département de radio-oncologie, Hôtel-Dieu, 1 rue Collins, Québec, G1R 4J1 Canada.

² Present address: University of Surrey Ion Beam Centre, Guildford, GU2 7XH, UK.

³ Present address: Nortel Networks in Rochester, NY.

⁴ Present address: Niels Bohr Institute, Blegdamsvej 17, DK-2100 Copenhagen, Denmark.

⁵ Present address: Washington U. School of Medicine, Dept. of Radiological Sciences, Campus Box 8225, 510 South Kingshighway, St. Louis, MO 63110-1016.

Keywords: NUCLEAR REACTIONS ^{12}C , ^{24}Mg , $^{197}\text{Au}(^{58}\text{Ni}, X)$, $E = 34.5$ MeV/nucleon; $^{70}\text{Zn}(^{58}\text{Ni}, X)$, $E = 40$ MeV/nucleon; measured fragments angular distributions, charge and velocity distributions, correlation functions; deduced quasi-projectile breakup mechanism, related features.

1. Introduction

Heavy ion collisions in the Fermi energy domain are known to be dominated by deep inelastic scattering [1–7], a process leading to the formation of two partners in the reaction exit channel. Their identity (charge, mass, velocity) is closely related to that of the projectile and the target, and they are the so-called quasi-projectile (QP) and quasi-target (QT) fragments. In that process, the initial kinetic energy is transformed into internal excitation energy of the QP and QT, that decay subsequently by binary fission and/or light particle evaporation at low excitations, and by multiple fragment emission when the multifragmentation regime is reached at higher excitations [8–10]. Recently, an increasing interest has been devoted to binary fission of fragments at the end of the deep inelastic scattering stage [11–16], with the related studies usually addressing the question of the statistical versus dynamical aspects of the fission process. Stefanini et al. [12] have shown that binary fission of heavy systems ($A \approx 100$) into two mass-asymmetric fragments is influenced by nonequilibrium effects. More recently, authors of Refs. [13–15] have shown, by means of fragment angular and charge distributions, that aligned breakup along the direction of motion of the QP competes with standard fission in very heavy systems ($A \approx 200$). The time scale involved in projectile binary decay is another piece of important information. In the case of the nearly mass-symmetric binary breakup of the projectile, in $^{48}\text{Ti} + ^{93}\text{Nb}$ collisions at 19.1 MeV/A, the time scale has been investigated and found to be fast (less than 200 fm/c), implying that the projectile decay process begins while the QP and QT are still in close proximity [16]. A recent work done in this group and devoted to the intermediate velocity (IV) fragment production for the reaction $\text{Ni} + \text{C}$ and $\text{Ni} + \text{Au}$ [17,18] has shown that the IV origins is related to prompt nucleon–nucleon collisions and to larger deformations of the heavy partner leading to its delayed (150–500 fm/c) aligned asymmetric breakup. The purpose of the present work is to extend that previous analysis and particularly to look for target proximity and dynamical effects on the binary breakup of a light projectile ^{58}Ni , into both mass-symmetric and mass-asymmetric fragments, by making use of four different targets. The time scale range, which was found previously to be rather large, may then be reduced. We will also determine whether or not the lighter partner in the binary projectile decay contributes to the aligned emission pattern.

The experimental equipment used in the present experiment and the event selection procedure are described in Section 2, followed by the construction and analysis of the two-fragment reduced velocity and azimuthal angle correlation functions in Section 3. Finally a conclusion is given in Section 4.

2. Experimental procedure

2.1. Experimental setup

The experiments have been performed with a ^{58}Ni beam delivered by the TASCC (Tandem and Super-Conducting Cyclotron accelerators) of AECL at Chalk River for ^{12}C , ^{24}Mg and ^{197}Au targets, and by the Texas A&M cyclotron for the ^{70}Zn target. The bombarding energies were 34.5 MeV/A for the former and 40 MeV/A for the latter experiment. Target thicknesses were, respectively, 2.4 mg/cm², 1.6 mg/cm², 1.0 mg/cm² and 2.7 mg/cm² for ^{12}C , ^{24}Mg , ^{70}Zn and ^{197}Au . Charged particles produced in the two experiments were detected in the HÉRACLÈS 4π array constituted of 144 detectors set in ten rings concentric to the beam axis and covering polar angles between 3.3° and 140°. The first four rings (3.3° to 24°) are each made of 16 plastic phoswich detectors with energy detection thresholds of 7.5 (27.5) MeV/A for element identification of $Z = 1$ (28) particles. Between 24° and 46°, two rings of 16 CsI(Tl) crystals achieve isotopic resolution for $Z = 1$ and 2 ions and element identification for $Z = 3$ and 4 ions with energy thresholds ranging from 2 to 5 MeV/A. The miniball, not used in the Texas experiment, forms the last four rings (46° to 87° and 93° to 140°) and is constituted of PIN diodes on CsI(Tl) crystal detectors set in groups of 12 per ring. More information on detectors and energy calibration is given in Refs. [17,19]. The main trigger for event recording was a multiplicity of at least 3.

2.2. Selection of events

The present work is restricted to events selected in the off-line analysis by a total detected charge representing at least 78% of the projectile charge. The total charge of the two heaviest fragments emitted forward in lab ($\theta_{\text{lab}} \leq 24^\circ$), hereafter called heavy (H) and light (L), must be greater than or equal to 14 (50% of the projectile charge) with the condition that the light fragment is larger than lithium. In order to select only peripheral and semi-peripheral events, the experimental impact parameter determined with the method developed in Refs. [17,18], is taken $b_{\text{exp}} \geq 3$ fm for the ^{12}C target and $b_{\text{exp}} \geq 4$ for the other targets.

Fig. 1(a) displays the sum of the two heavy fragment charges in the case of the $^{58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$ and $^{58}\text{Ni} + ^{70}\text{Zn}$ systems. The distributions peak at 63% and 82% of the projectile charge for the zinc and carbon target respectively, which shows that peripheral and mid-peripheral collisions are well selected by the impact parameter method. In Fig. 1(b)–(d), the charge yields and the charge distributions of fragments ($Z \geq 3$) emitted in coincidence with the two heavy fragments, and their multiplicity are displayed for events to be analyzed. The fragment multiplicity distribution has a mean value of 0.17, 0.43, 0.42 and 0.41, while the fragment charge distribution has a mean value of 3.7, 3.6, 3.6 and 3.5 for ^{12}C , ^{24}Mg , ^{70}Zn and ^{197}Au targets, respectively. This shows that the selected data contain little multiple projectile breakup (or multifragmentation) events; the only additional fragments produced in the binary projectile decay are very light ones.

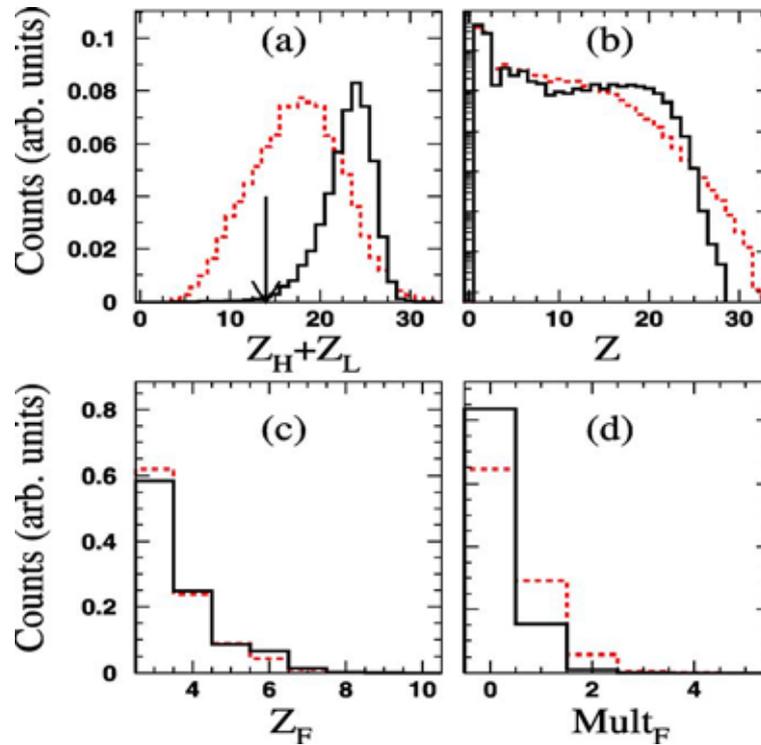


Fig. 1. Distributions of: (a) the sum of the two heavy fragment charges, (b) charge yields, (c) the charge and (d) the multiplicity of fragments in coincidence with the two heaviest fragments in the collision $^{58}\text{Ni} + ^{70}\text{Zn}$ (dashed line) and $^{58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$ (full line). Arrow in (a) indicates the minimum total charge of the two heavy fragments considered for analysis.

2.3. Reconstruction of quasi-projectile source

To reconstruct the QP source, the events were sorted into several bins as a function of b_{exp} . For each event, the two heavy fragments are used as the main QP fragments. All particles and fragments of each event were considered as originating from the QP source if they are emitted forward in the center of mass frame of the two QP fragments. To determine the origin of the backward emitted particles in the QP reference frame, the assumption of symmetric emission has been made. They were attributed to the QP according to the probability deduced from the forward velocity distribution in the center of mass frame of the two QP fragments [17,19].

Fig. 2 shows the velocity spectra, in the QP reference frame, for $Z = 2$ particles and $Z > 2$ fragments for the $^{58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$ system. The velocity of the particle is positive if the particle is emitted in the forward hemisphere, and negative if emitted backward. The shaded area shows the contribution associated to the QP source.

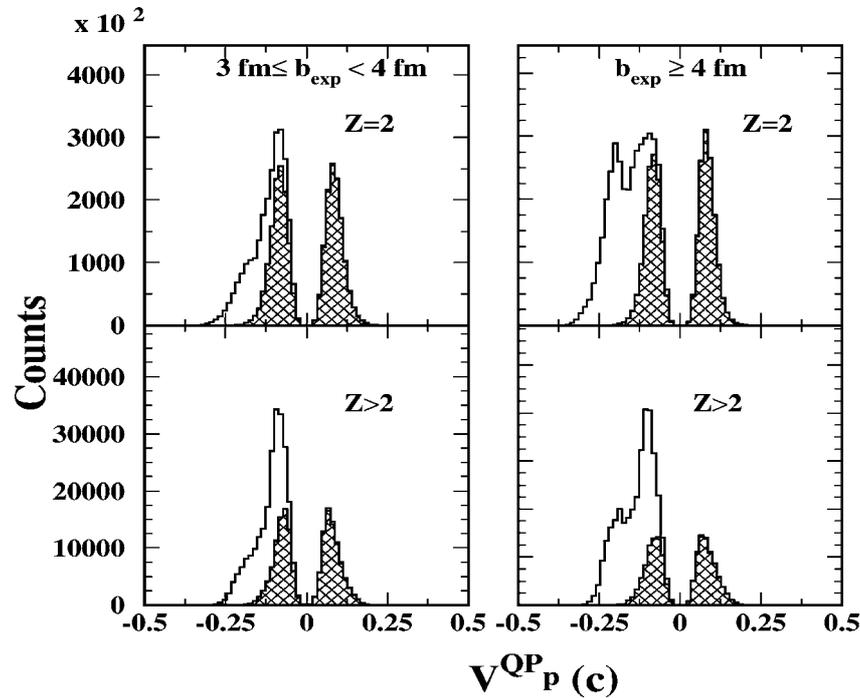


Fig. 2. Velocity spectra, in the QP reference frame, of particles and fragments for the mid-central (left panel) and peripheral (right panel) $^{58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$ collisions.

3. Correlation between the two heavy fragments

3.1. Asymmetry of charge distributions

We are interested, in the present study, in events where the projectile breaks up into two heavy fragments accompanied by light particle emission, a process to which we will also be referring as fission-like decay, by analogy to the fission of heavy nuclei. An observable often used to sort events in such a binary or fission-like decay is the charge asymmetry η defined as $\eta = (Z_H - Z_L)/(Z_H + Z_L)$, with Z_H and Z_L being the charges of the heavy and light fragment, respectively. The values of η range from zero for a symmetric disintegration to almost unity for the very asymmetric case. Fig. 3 displays the charge asymmetry distributions for $^{58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$, $^{58}\text{Ni} + ^{70}\text{Zn}$ and $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$ systems. On the contrary to what is observed for standard fission [20], the distribution shows a predominance of asymmetric breakups. For the heavier targets, the charge asymmetry distributions shift to smaller asymmetries.

3.2. Angular distributions

To investigate more quantitatively the breakup of the QP, the angular distributions of the fragments are studied. We define the breakup axis by the relative velocity between the

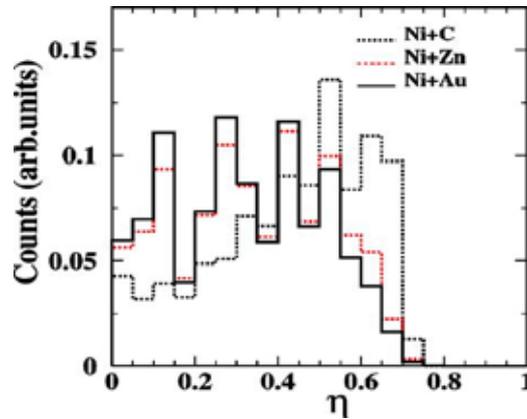


Fig. 3. The charge asymmetry distributions of the two heavy fragments. The full line refers to the gold target, the dashed line to the zinc target and the dotted line to the carbon one.

heavy and light fragment ($\vec{V}_H - \vec{V}_L$), oriented from the light to the heavy fragment. The reaction plane is defined by the beam axis and the QP direction. We indicate by θ_{Prox} the angle between the breakup axis and the QP direction. A schematic diagram representing this geometry is given in Ref. [13]. If $\cos(\theta_{\text{Prox}}) = +1$ ($\cos(\theta_{\text{Prox}}) = -1$), the breakup axis is aligned with the QP direction and the heaviest fragment (the light fragment) is the fastest.

It is known that the emission pattern of fission fragments from the decay of an equilibrated nucleus should present axial symmetry around an axis perpendicular to the reaction plane and hence the angular distribution in the reaction plane must be isotropic. Also, due to angular momentum effects, the $\cos(\theta_{\text{Prox}})$ distributions would be slightly peaked at ± 1 , but would remain symmetric around zero [12]. In fact, this picture is verified with the SMM code, in its version which takes into account the angular momentum effects [21]. Fig. 4 shows simulated angular distribution for two bins of η , and two values of the angular momentum of the QP, in the case where Ni projectile breaks up at excitation energy of 3.5 MeV/A. The distributions are symmetric around zero. Due to detection effects, such as a detection of both fragments in the same detector, a depletion at $\cos(\theta_{\text{Prox}}) = \pm 1$ is observed in the filtered events.

Contrary to what is expected in the case of statistical QP decay, the experimental $\cos(\theta_{\text{Prox}})$ distributions, displayed in Fig. 5 for all systems, are found to be strongly dependent on the charge asymmetry η . The distributions for a symmetrical breakup ($\eta < 0.2$) are nearly symmetric around zero. When the charge asymmetry increases, the distribution of $\cos(\theta_{\text{Prox}})$ loses its symmetry and becomes more peaked at 1, implying that the breakup axis is preferentially aligned with the direction of the scattered QP and that the heavy fragment is faster than the light one. This anisotropic pattern clearly shows the persistence of some memory of the entrance channel (the direction of the scattered QP). This forward peaked angular distribution, in the case of binary breakup, has been previously observed in heavier systems [11–15].

Here we should point to one effect shown by the distributions for gold target. The $\cos(\theta_{\text{Prox}})$ distribution is pronounced around zero for symmetrical breakup ($\eta < 0.2$),

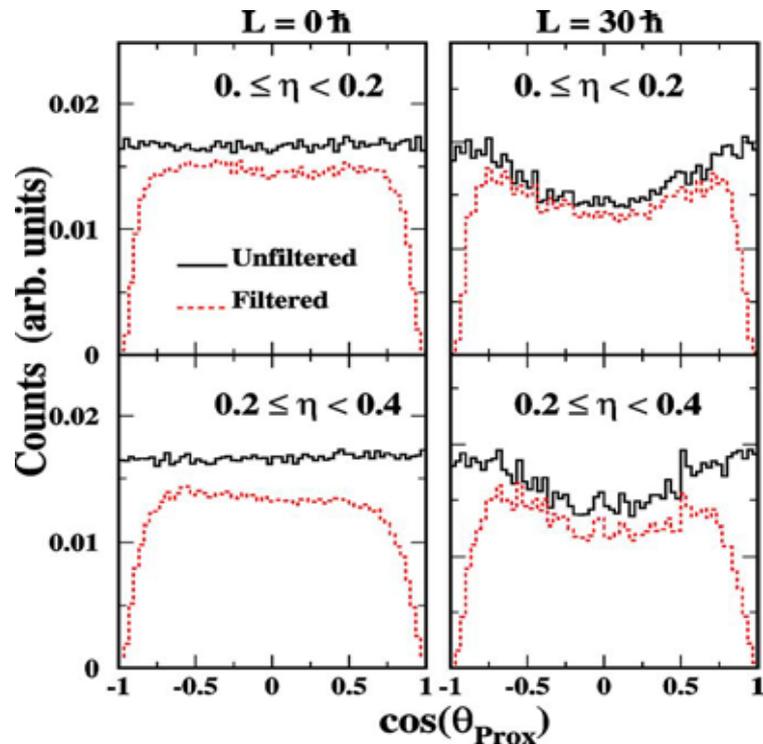


Fig. 4. Simulated angular distributions of the two heavy fragments in the case of the breakup of ^{58}Ni projectile at 40 MeV/A at the excitation energy of 3.5 MeV/A with angular momentum $l = 0\hbar$ (left panel) and $l = 30\hbar$ (right panel) for two bins of the charge asymmetry parameter η .

and the width of the bump developed around 1 becomes larger for $0.2 \leq \eta < 0.6$. That difference could be due to an effect of the Coulomb field of the target; the fragments directions are more affected by the target Coulomb field in the case of Au target than in the case of other lighter targets. Also the detection effects contribute to a depletion at $+1$ and -1 in the angular distributions. This same effect has been observed in Ref. [15], in the case where two fragments ($M_{\text{imf}} = 2$) are produced in the collision Ta + Au at 33 and 39.6 MeV/A.

3.3. Two-fragment correlation functions

The two fragments form an important fraction of the QP and carry, on average, a large momentum. Their evolution is governed by their mutual Coulomb interaction and also by the influence of any close massive fragment during the decay. For two fragments in coincidence, quantum statistics effects are expected to be negligible and their mutual interaction, as well as their interaction with neighboring fragments, governs the structure of the correlation functions [22,23]. The heavy–light fragment correlation functions are constructed below, either with the relative azimuthal angle, $\Delta\phi$ between the two fragments

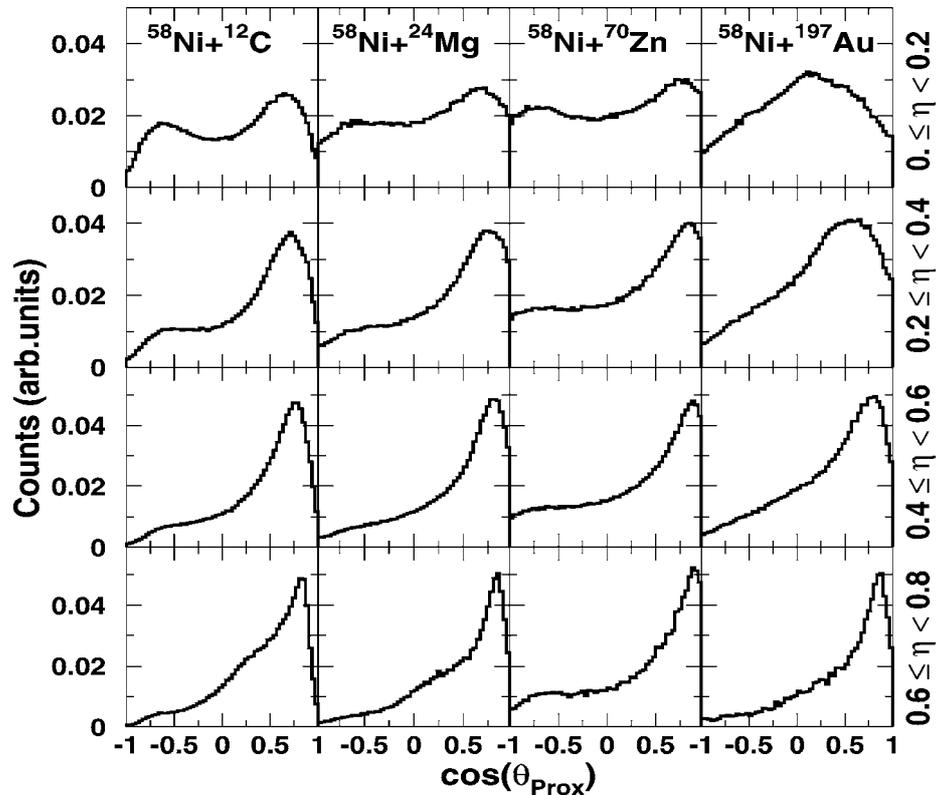


Fig. 5. Experimental angular distributions of the two heavy fragments in the collisions $^{58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$, $^{58}\text{Ni} + ^{24}\text{Mg}$, $^{58}\text{Ni} + ^{70}\text{Zn}$ and $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$ for four bins of the charge asymmetry parameter η .

or with their reduced relative velocity, $V_{\text{red}} = |\vec{V}_H - \vec{V}_L|/\sqrt{Z_H + Z_L}$. In this latter case, the correlation function is defined as

$$1 + R(V_{\text{red}}) = \frac{N_{\text{corr}}(V_{\text{red}})}{N_{\text{uncorr}}(V_{\text{red}})}, \quad (1)$$

where $N_{\text{corr}}(V_{\text{red}})$ is the coincident fragment pair yield, and $N_{\text{uncorr}}(V_{\text{red}})$ is the background yield for fragment pairs selected from mixed events. Mixed events were obtained by randomly selecting each member of a fragment pair from different events within the same event class. Due to the fact that two-fragment correlation functions are sensitive to energy–momentum conservation, $R(V_{\text{red}})$ may not converge asymptotically to zero and no normalization exists a priori [22,23]. Moreover, the technique of event rotation [17,24] is also applied in the present work to construct the correlation functions. That technique involves a rotation of the second event of a background pair in the plan perpendicular to the beam, so that the azimuthal angles of the two event reaction plans coincide in space.

Information on the shape of the phase-space distribution of fragments may be gained by employing directional cuts on the correlation functions. It has been observed that the shape of longitudinal and transverse correlation functions can be strongly affected by the strength

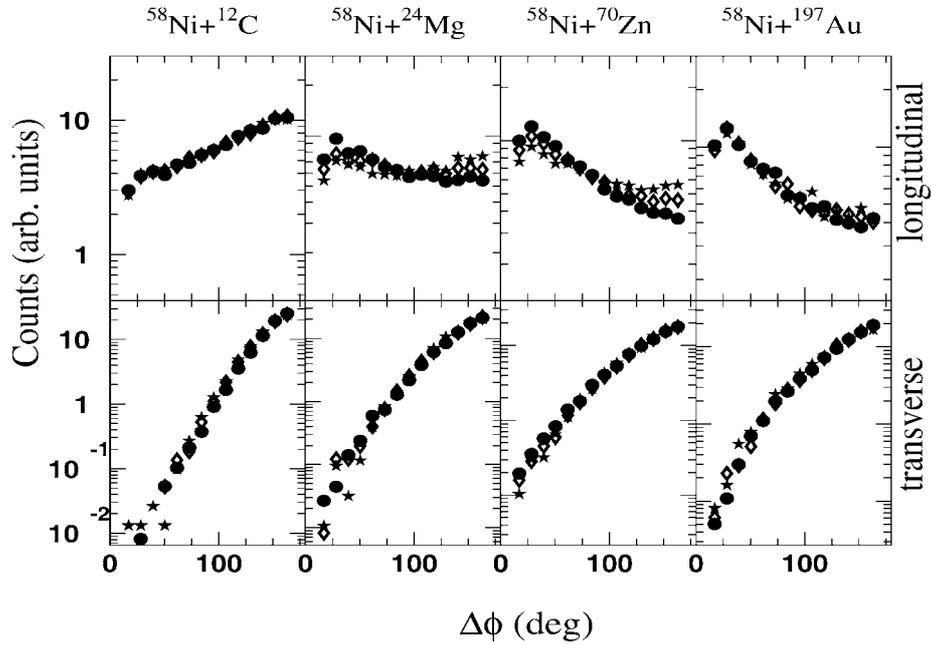


Fig. 6. The coincidence yield as a function of azimuthal two fragment distributions at different charge asymmetries for all systems. Solid circles, open diamonds and stars represent the results for $0 \leq \eta < 0.2$, $0.2 \leq \eta < 0.4$ and $0.4 \leq \eta < 0.6$, respectively.

of the final-state Coulomb interaction of the IMF pair in coincidence with the residual system [25,26]. The directional correlation functions are constructed by employing cuts on the angle $\psi = \arccos\left(\frac{|\vec{V}_{\text{red}} \cdot \vec{P}_{\text{tot}}|}{V_{\text{red}} P_{\text{tot}}}\right)$ between the reduced velocity and the total momentum $\vec{P}_{\text{tot}} = \vec{p}_H + \vec{p}_L$ of the two heavy fragments. Longitudinal and transverse correlation functions are calculated by taking $0^\circ \leq \psi_{\text{long}} \leq 35^\circ$ and $75^\circ \leq \psi_{\text{trans}} \leq 90^\circ$, respectively.

3.3.1. Two-fragment azimuthal angle correlation functions

The experimental distributions of relative azimuthal angle $\Delta\phi$ between the two heavy fragments are shown in Fig. 6. These distributions are obtained for events where the two fragments are detected in the same ring. The figure shows that, as the size of the target increases, the distributions of $\Delta\phi$ for longitudinal events become enhanced at low $\Delta\phi$.

Fig. 7 presents the longitudinal and transverse relative azimuthal angle correlation functions. In the longitudinal case, the top and middle panels correspond to the plain and rotation decorrelation techniques, respectively. The corresponding correlation functions show differences between the carbon and heavier targets. In the first case, the carbon target results show a stronger enhancement at high $\Delta\phi$. For the Au target, the low $\Delta\phi$ region exhibits a small relative increase. For the second decorrelation technique, the general trend is the same for all targets, except for a slope change, mainly at small asymmetry (solid circles). The slope is steeper for the carbon target than for the other targets. The transverse correlation functions are found to be insensitive to the decorrelation technique and are

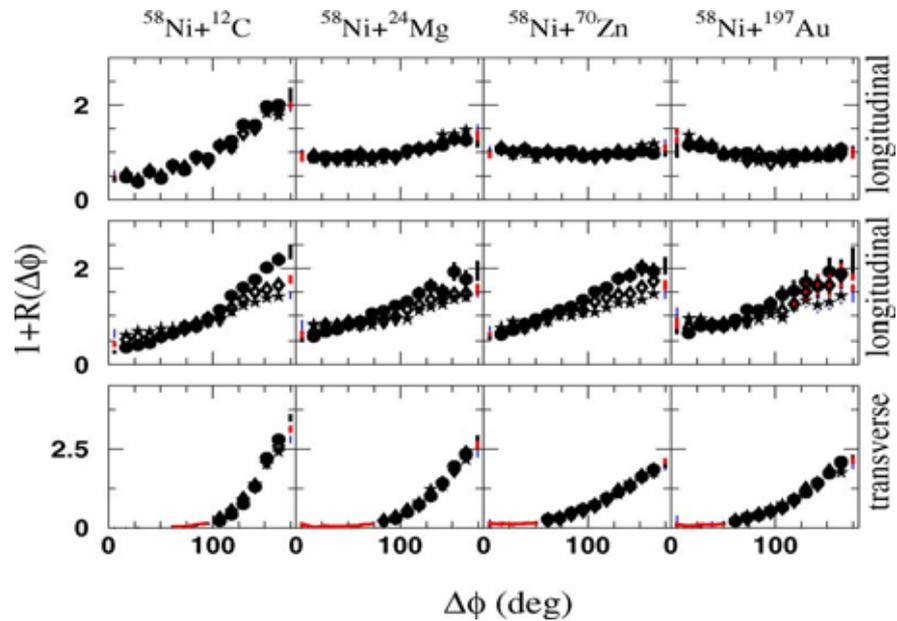


Fig. 7. Longitudinal and transverse two-fragment azimuthal angle correlation functions at different charge asymmetries for all systems. Symbols are the same as in Fig. 6. Top and bottom panels: without event rotation before mixing. Middle panel: with rotation before event mixing.

shown only in the case not taking account of the event rotation (bottom part of Fig. 7). They exhibit an enhancement at high $\Delta\phi$ due to the fact that the two heavy fragments are selected with a large opening angle.

A similar behavior, mainly as the one seen for the carbon target, has been reported previously in Ref. [27] in the case of two-fission fragment and heavy fragment-IMF correlations in ^{18}O induced reactions on Ag and Au at $E = 84 \text{ MeV/A}$, and in Ref. [28] for PLF-IMF and IMF-IMF correlations. Another extensive study, based on simulations with the RIBUST code for the instantaneous multifragmentation of a system without angular momentum, has been done for ^6Li - ^6Li azimuthal angle functions [29]. A difference is predicted whether the ^6Li nuclei are produced in the vicinity of a light or heavy residue. These authors have observed a large enhancement at low $\Delta\phi$ in the case where the two lithium are produced with a heavy residue, interpreted as a focusing of the two Li fragments in the mutual three body Coulomb field of the three fragments. Azimuthal correlations have also been used to establish the potential effect of centrality [30] and angular momentum. The behavior of the correlation functions with increasing target size, in the middle panel of Fig. 7, does not show large differences, which would tend to argue that angular momentum, if any, is relatively constant for all targets for the selected events.

In the present case, the increase at low $\Delta\phi$ observed in the longitudinal angular distributions (Fig. 6) as the target becomes heavier, could also be a direct consequence of the reaction kinematics and the limited acceptance of the HÉRACLÈS array at very small angles. For the Ni + C case, the QP velocity is close to the CM velocity and the average

deflection angle is small compared to the beam direction. Therefore, the two fragments have to be mainly at 180 degrees from each other. As the target size increases, the QP velocity is farther from the CM velocity and the deflection angle becomes larger. Smaller $\Delta\phi$ values become available with a greater probability. Thus, great care must be taken in removing such kinematic phenomena from the correlation functions. This is possible for V_{red} using the rotation method of [24] and already applied for a similar reaction in Ref. [17].

3.3.2. Two-fragment reduced velocity correlation functions

Fig. 8 shows longitudinal and transverse correlation functions for all systems at different increasing charge asymmetries, in the case where it is not taken account of the rotation before event mixing. For the $^{58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$ system, these correlation functions exhibit yield suppressions (Coulomb hole) at low V_{red} for the two selected classes and all charge asymmetries. For longitudinal cuts in the $^{58}\text{Ni} + ^{24}\text{Mg}$, ^{70}Zn and ^{197}Au systems, the Coulomb hole is narrow and a large Coulomb peak is found at low V_{red} . In this case, the enhancement at low V_{red} increases as the target size increases and the correlation function becomes lower than unity at large V_{red} . For transverse events, no enhanced Coulomb peak was observed at low V_{red} ; the two fragments are emitted with high reduced velocities. The correlation functions constructed with the event rotation decorrelation technique are given in Fig. 9. They are similar to those presented in Fig. 8. The enhancement at low V_{red} is reduced but it is still observed.

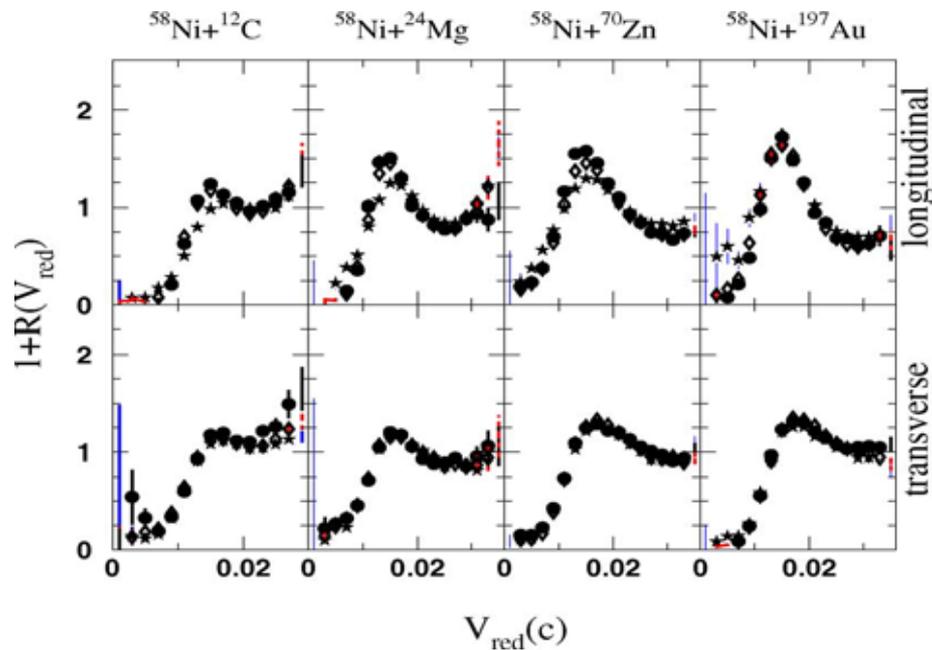


Fig. 8. Longitudinal and transverse two-fragment reduced velocity correlation functions at different charge asymmetries for all systems, without rotation before event mixing. Symbols are the same as in Fig. 6.

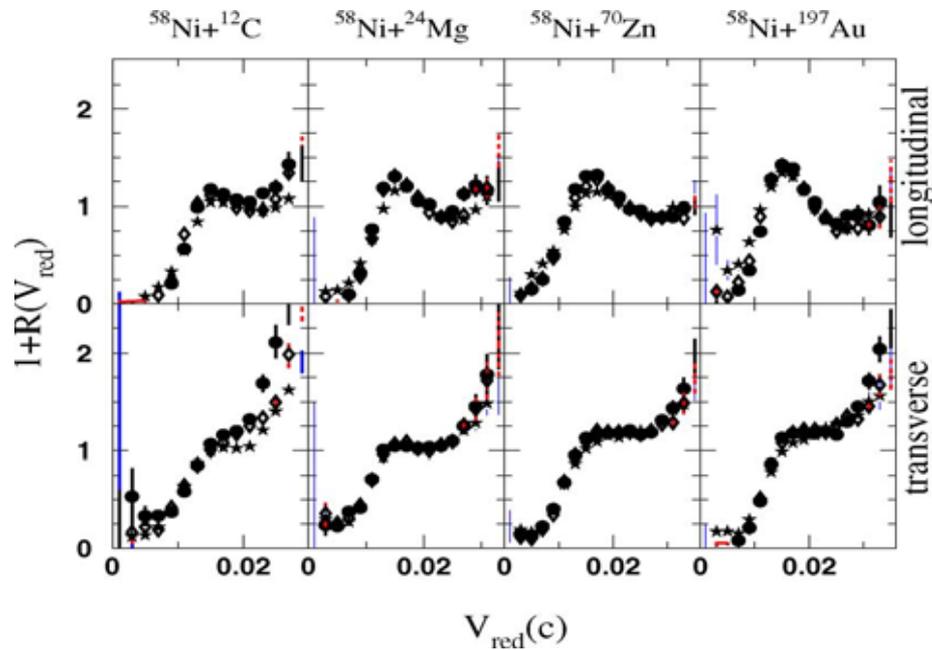


Fig. 9. Longitudinal and transverse two-fragment reduced velocity correlation functions at different charge asymmetries for all systems, with rotation before event mixing. Symbols are the same as in Fig. 6.

The main feature observed from these correlation functions, in the case of the heavy target, is a pronounced enhancement at $V_{\text{red}} \simeq 0.01\text{--}0.02$. This structure for longitudinal correlation functions can be understood if one takes into account the QT Coulomb interaction on the QP fragments. The resulting relative motion of the two fragments will be governed by their mutual repulsion and by the interaction with the QT which would boost them into the same direction. In this scenario, the fragments are emitted with small relative velocities. Consequently, the correlation functions become higher at small relative velocities and lower at large ones [22]. These target effects are seen in longitudinal cuts, since in this case, we preferentially select the two heavy fragments with a small opening angle (small V_{red}), but not in transverse cuts, where the two heavy fragments are selected with a large opening angle (large V_{red}).

Similar results have been found in the QMD + SMM model of Refs. [31,32]. Their results show a pronounced peak only if an additional constraint of an observed large remnant fragment is imposed. From IMF–IMF correlation functions for ^{197}Au decay at excitation energies from 3.1 to 12.7 MeV/A, in multifragmentation models [22,23], an enhanced Coulomb peak is seen at low excitation energies. The pronounced Coulomb peak is caused by the presence of a very large fragment, besides IMFs, in multifragmentation events [22]. It disappears within the region of multifragmentation when the largest fragment is also an IMF.

These present correlation functions suggest that the QP decay process is short enough so that the decay takes place before the QP and QT are fully separated. This is consistent with

some previous results [16] on the decay of a comparable mass projectile (^{48}Ti), where the authors have shown that the decay of the projectile takes place while the QP is still under the influence of the target Coulomb field. These authors have also reported a time interval of 200 fm/c for projectile binary decay at low charge asymmetries. Since the present results are independent on charge asymmetries η , the same time scale can be estimated for the QP binary breakup into both charge-symmetric and charge-asymmetric fragments.

3.4. Correlation between the charge and velocity of the two heavy fragments

Fig. 10 shows bi-dimensional plots of parallel velocity as a function of the charge of the two heaviest fragments for all systems. For $^{58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$ and ^{24}Mg systems, we observe clearly two contributions. The first one corresponds to high charges and velocities close to the velocity of the projectile, while the second contribution is characterized by low charges at mid-rapidity. For $^{58}\text{Ni} + ^{70}\text{Zn}$ and ^{197}Au systems, these two contributions are not completely separated, but high (low) charges still correspond to high (low) velocities. These observations suggest that the heavy fragment could be the remainder of the projectile, and the light one could originate from the overlapping zone between the projectile and target. Also, as the size of target increases, the average charge of the heavy

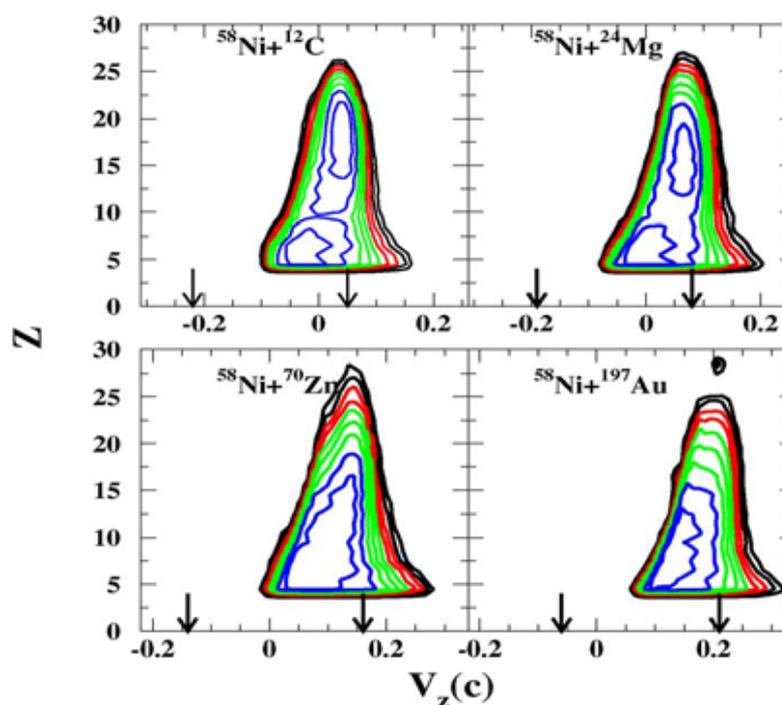


Fig. 10. Charge of the two biggest fragments observed as a function of the parallel velocity in the center of mass frame. The arrows correspond to the projectile and target velocities. Parallel velocity is defined with respect to the QP direction.

fragment decreases, explaining the shift to smaller asymmetries observed for heavy targets in the charge asymmetry distributions of Fig. 3.

All these observations suggest that an aligned binary breakup may originate from an important deformation of the projectile by the target, and the formation of an elongated dinuclear system (overlapping zone attached to QP remnant). This effect leads directly to its binary decay without passing through an equilibrated compound state (the fusion of the overlapping zone with the QP remnant). The binary decay of the QP along its scattered direction, the charge asymmetry, and the short time needed by the QP to decay near the QT then arise as a natural consequence. These findings suggest that not only the heavier partner of the collision, observed in previous studies [17,18], that contributes to a process of aligned asymmetric breakup, but also the lighter one. Also, since this process occurs under the influence of target Coulomb field, the time scale previously limited between 150–500 fm/c, may be estimated closer to the lower limit of this time range.

4. Conclusions, discussion

In this work, correlations between the two heaviest fragments resulting from 34.5 and 40 MeV/A ^{58}Ni projectiles interacting with ^{12}C , ^{24}Mg , ^{70}Zn and ^{197}Au have been studied. The charge asymmetry distributions show that the QP breakup is mainly asymmetric, incompatible with the result of standard fission of heavy nuclei. If there is no coupling between the formation of the QP and its subsequent decay, one expects that the decay of the QP is isotropic. The fragment angular distributions exhibit an anisotropic pattern showing that the breakup is aligned with the scattered direction of the QP, and the heaviest fragment is the fastest. In that case, some differences are observed in the experimental angular distributions of the Au target with respect to lighter ones. Correlation functions are constructed with the relative reduced velocity and the relative azimuthal angle between fragments as variables, using two decorrelation techniques, a plain event-mixing technique and another one consisting in the rotation of the decorrelating events into a unique reaction plane. The longitudinal correlation functions for $^{58}\text{Ni} + ^{24}\text{Mg}$, ^{70}Zn and ^{197}Au systems show a pronounced enhancement at low V_{red} , which increases with the target size. For the carbon target, no enhanced Coulomb peak was found at low V_{red} . Enhancement at low V_{red} can be understood as a focusing of the two heavy fragments in the QT Coulomb field. This suggests that the time interval between the reseparation of projectile and target and the binary decay of the QP is short enough to have noticeable mutual Coulomb interaction between the two QP fragments and the QT.

The correlation between the charge and velocity of the two heavy fragments suggests that the heavy fragment could be the QP remnant and the lighter one could originate from the overlapping zone between the projectile and the target. These observations are compatible with the formation of an elongated dinuclear system (overlapping zone attached to QP remnant) followed by its binary breakup without passing through an equilibrated state; the deformation is important enough not to allow the fusion of the overlapping zone with the QP remnant. In a previous analysis of the reaction Ni + C and Ni + Au [17,18], two scenarii for the production mechanisms of the intermediate velocity particles were suggested. The first one is related to prompt nucleon–nucleon collisions during the first

stage of the reaction. The second one is related to larger deformations of the heavy partner occurring between 150 and 500 fm/c. Molecular dynamics simulations performed in that work revealed also the existence of fast aligned fission occurring in a short time scale (150 fm/c). In the present study, the aligned asymmetric breakup occurring in a close proximity of the target and thus on a short time scale supports those predictions. The present study also suggests that not only the heavier partner of the collision contributes to a process of aligned asymmetric breakup, but also the lighter one.

Acknowledgements

We would like to thank our collaborators from Chalk River Laboratories and A.S. Botvina for the use of his statistical code. This work was supported in part by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada and the Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche du Québec.

References

- [1] B. Lott, et al., Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 3141.
- [2] B.M. Quednau, et al., Phys. Lett. B 309 (1993) 10.
- [3] J.F. Lecolley, et al., Phys. Lett. B 325 (1994) 317.
- [4] Y. Larochelle, et al., Phys. Lett. B 352 (1995) 8.
- [5] J. Péter, et al., Nucl. Phys. A 593 (1995) 95.
- [6] L. Beaulieu, et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 462.
- [7] Y. Larochelle, et al., Phys. Rev. C 55 (1997) 1869.
- [8] C.K. Gelbke, et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 19 (1987) 3.
- [9] R. Bougault, et al., Nucl. Phys. A 488 (1988) 255c.
- [10] L.G. Moretto, et al., Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 43 (1993) 379.
- [11] G. Casini, et al., Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 2567.
- [12] A.A. Stefanini, et al., Z. Phys. A 351 (1995) 167.
- [13] F. Bocage, et al., Nucl. Phys. A 676 (2000) 391.
- [14] J. Normand, PhD thesis, Université de Caen, 2001.
- [15] J. Colin, et al., Phys. Rev. C 67 (2003) 064603.
- [16] P. Staszal, et al., Phys. Lett. B 368 (1996) 26.
- [17] L. Gingras, et al., Phys. Rev. C 65 (2002) R061604.
- [18] A. Chernomoretz, et al., Phys. Rev. C 65 (2002) 054613.
- [19] Z.Y. He, et al., Phys. Rev. C 65 (2001) 014606.
- [20] N. Mdeiwah, et al., Nucl. Phys. A 627 (1997) 137.
- [21] A.S. Botvina, et al., Phys. Rev. C 63 (2001) 061601.
- [22] O. Schapiro, et al., Nucl. Phys. A 568 (1994) 333;
O. Schapiro, et al., Nucl. Phys. A 576 (1994) 428.
- [23] S. Pal, Nucl. Phys. A 594 (1995) 156.
- [24] R. Kotte, et al., Phys. Rev. C 51 (1995) 2686.
- [25] Y.D. Kim, et al., Phys. Rev. C 45 (1992) 387.
- [26] T. Glasmacher, et al., Phys. Rev. C 50 (1994) 952.
- [27] R. Trockel, et al., Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2844.
- [28] R. Wada, et al., Nucl. Phys. A 548 (1992) 471.
- [29] T. Ethvignot, et al., Phys. Rev. C 48 (1993) 618.
- [30] L. Phair, et al., Nucl. Phys. A 564 (1993) 453.
- [31] G. Peilert, et al., J. Phys. G 20 (1994) L105.
- [32] T.C. Sangster, et al., Phys. Rev. C 51 (1995) 1280.