



HAL
open science

Effets d'isospin et noyaux chauds

F. Gagnon-Moisan

► **To cite this version:**

F. Gagnon-Moisan. Effets d'isospin et noyaux chauds. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI; Université Laval, 2010. Français. NNT: . tel-00491182

HAL Id: tel-00491182

<https://theses.hal.science/tel-00491182>

Submitted on 10 Jun 2010

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.

FRANCIS GAGNON-MOISAN

EFFETS D'ISOSPIN ET NOYAUX CHAUDS

Thèse de doctorat en cotutelle présentée
à la Faculté des études supérieures de l'Université Laval, Québec
dans le cadre du programme de doctorat en Physique
pour l'obtention du grade de Philosophiae Doctor (Ph.D)

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE, DE GÉNIE PHYSIQUE ET D'OPTIQUE
FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE
UNIVERSITÉ LAVAL
QUÉBEC

et

UNIVERSITÉ PARIS XI
ORSAY, FRANCE
pour l'obtention du grade de Docteur

2010

ORSAY
No. d'ordre : 9791

UNIVERSITÉ PARIS XI FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

THÈSE
présentée
pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI

PAR

Francis GAGNON-MOISAN

SUJET : Effets d'isospin et noyaux chauds

soutenue le 10 mars 2010 devant la commission d'examen

Monsieur	B.	Borderie	(Président)
Monsieur	J.	Barrette	
Monsieur	L.	Beaulieu	(Rapporteur)
Monsieur	P.	Désesquelles	(Rapporteur)
Madame	M.-F.	Rivet	(co-directeur)
Monsieur	R.	Roy	(co-directeur)

La décomposition rapide ($t < 10^{-21}$ seconde) du noyau en plusieurs fragments, appelée multifragmentation, est théoriquement associée à une transition de phase de type liquide-gaz. Depuis plusieurs années, les physiciens tentent d'observer une preuve expérimentale de ce phénomène. Afin d'y parvenir, il a été suggéré d'étudier une signature propre du mécanisme par lequel une telle transition procéderait : la décomposition spinodale. La signature de cette décomposition est la production de fragments de tailles égales. La méthode proposée pour observer cette signature est celle des corrélations en charge à l'aide du calcul des probabilités intrinsèques. Une première analyse sur les systèmes $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ a démontré l'intérêt de cette méthode, mais la statistique n'était pas suffisante pour établir une conclusion définitive sur le sujet. La cinquième campagne d'expériences du multidétecteur INDRA a été réalisée au GANIL afin d'obtenir la statistique nécessaire pour avoir un signal positif avec un niveau de confiance de 5σ . Les systèmes $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ et $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ ont été étudiés à des énergies incidentes de 32 et 45 AMeV, ce qui a permis d'obtenir une confirmation de la présence d'événements avec une distribution en charge très étroite, conformément à l'hypothèse d'une décomposition spinodale. En plus de l'information sur la présence d'une décomposition spinodale, ces systèmes permettent l'étude de l'influence du ratio N/Z sur la transition de phase dans les noyaux, rapport considéré comme une nouvelle dimension au diagramme des phases de la matière nucléaire.

La cinquième campagne permet d'étudier les effets de la voie d'entrée et du ratio N/Z sur les réactions centrales. L'étude des systèmes $^{124,136}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$ à 32 et 45 AMeV permet clairement de mettre en évidence l'impact de la densité neutronique sur la configuration de la voie de sortie des fragments. Un système initialement riche en neutrons produit davantage de fragments et moins de particules qu'un système initialement pauvre.

Finalement, les modifications apportées sur 27 modules de détection du multidétecteur INDRA permettent d'obtenir la résolution isotopique sur les fragments jusqu'à l'oxygène ($Z = 8$). Cette information nous permet d'étudier le ratio N/Z des fragments en fonction de leur énergie cinétique, dans le but d'obtenir une contrainte expérimentale sur l'énergie de symétrie. En effet, des simulations dynamiques de champ moyen stochastique (BNV) démontrent que cette variable d'analyse évolue différemment si le terme de symétrie de l'équation d'état utilise une paramétrisation de rigidité plus ou moins grande.

The rapid decomposition ($t < 10^{-21}$ seconds) of a nucleus into multiple fragments, named multifragmentation, is associated to a liquid-gas phase transition. For many years, physicists have tried to obtain an experimental proof of this behaviour. It has been suggested that, to achieve this, one could observe the particular signature of the mechanism of such a transition : the spinodal decomposition through the production of equal size fragments. A method is that of charge correlation using intrinsic probabilities. A first study on the $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ system has demonstrated why this method is interesting. The fifth experimental campaign for the INDRA multidetector which took place at GANIL laboratories, was able to acquire a positive signal with a confidence level of 5σ . The studies were made using $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ and $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ systems with beam energies of 32 and 45 AMeV. These studies acquired enough statistics to confirm the existence of events with very narrow charge distributions, which agrees with the spinodal decomposition hypothesis. In addition, these systems also permit the study of the effects of the entrance channel N/Z ratio on the phase transition in nuclei as a new phase diagram dimension.

The fifth campaign allows the study of the effects of the entrance channel and the N/Z ratio on central collisions. The study of $^{124,136}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$ at 32 and 45 AMeV shows the impact of neutron density on the exit channel. A neutron-rich system produces more fragments and fewer particles, what is in contrast with a system initially neutron-poor.

Finally, the modification on 27 modules from the INDRA multidetector allows the isotopic resolution of fragments up to oxygen ($Z = 8$). This provides the information required for the study of the N/Z ratio of fragments versus the kinetic energy with the goal of obtaining an experimental constraint on the symmetry term. Simulations with a stochastic mean-field (BNV) show different behaviours in the evolution of this variable for different stiffness values in the equation of state.

Avant-propos

Cette thèse de doctorat en cotutelle fut réalisée entre janvier 2006 et janvier 2010. Elle fut amorcée à l'université Laval. La cotutelle avec l'université de Paris-Sud XI a réellement débuté après un an, soit en janvier 2007. Je tiens à remercier la directrice de l'IPN, Mme Dominique Guillemaud Mueller, pour m'avoir accepté au laboratoire de l'IPN et particulièrement le directeur adjoint, M. Bernard Berthier, dont l'intervention a été essentielle à mon retour en France lors de la dernière année de mon doctorat. Je dois aussi remercier le ministère des Affaires étrangères français pour m'avoir octroyé, via ÉGIDE, une bourse Eiffel Doctorat et le CCIFQ, qui a également participé au financement de ma cotutelle. Sans un financement adéquat, ce type de projet ne peut exister. Ma thèse a pu être menée à terme grâce à plusieurs personnes qui ont participé directement ou indirectement au succès de mes études. Les études que j'ai réalisées ces dernières années m'ont amené à voyager de Québec à Paris pendant près de deux ans, période durant laquelle j'ai fait la connaissance de gens fantastiques.

Ce projet n'aurait jamais eu lieu sans mon directeur de mémoire, et ensuite de thèse, M. René Roy, qui m'a encouragé tout au long de ce travail. C'est grâce à lui et sa confiance que j'ai pu établir cette collaboration avec la France et l'équipe d'Orsay. Durant les six années de mes études graduées, j'ai grandement apprécié ses conseils et son aide, qui m'ont permis d'affronter et de surmonter les épreuves qui jalonnent la réalisation d'un doctorat.

L'autre personne toute aussi essentielle à ce travail est bien évidemment ma co-directrice, Mme Marie-France Rivet. En plus d'avoir profité d'une directrice exemplaire, j'ai eu le plaisir de côtoyer une personne formidable. Je lui suis infiniment reconnaissant pour tous ses enseignements et les discussions que j'ai eues avec elle. J'ai tout particulièrement apprécié lorsqu'elle défendait mes expressions québécoises devant l'incompréhension généralisée.

Une autre personne importante que je ne peux omettre est M. Bernard Borderie. J'aimerais

remercier ce collègue dont je retiens le professionnalisme. Au-delà du physicien hors pair, il y a un homme fort sympathique qui m'a fait découvrir la France par sa vaste culture et sa bonne humeur. Ses conseils furent essentiels à la réalisation de ce travail.

Une autre source d'inspiration est M. Claude Saint-Pierre, qui a pris le temps de me conseiller dans les moments les plus difficiles. Je le remercie pour tout son support et ses conseils prodigués durant ces années.

Je veux maintenant remercier les autres membres du jury, M. Luc Beaulieu, M. Jean Barrette et M. Pierre Désesquelles, d'avoir bien voulu participer à cet exercice et d'avoir accepté les limites plutôt courtes sur les délais pour permettre à tout le monde d'être présent à ma soutenance. J'aimerais souligner l'aide que Pierre a apportée à la rédaction de la partie sur les probabilités intrinsèques.

Si Josiane n'avait pas été là au début pour me conseiller sur mes choix et la cotutelle, je n'aurais pu démarrer proprement ma cotutelle ? Ses conseils et son support furent toujours très appréciés. Sans oublier cette *Gordon Conference* où nous avons cherché Springfield pour trouver un temple de *Shaker* et une grotte où vivent des *redneck*. Nous n'avons pas mangé de homard, mais nous avons eu beaucoup de plaisir tout de même.

En ce qui concerne les autres collègues québécois, je n'oublie pas Marc-Olivier, qui a décidé de suivre la même voie que moi. Je me rappellerai de son amour du vélo. Il y a aussi Alexandre, qui a été là du début à la fin, et parfois même en France au moment où je m'y attendais le moins. Aujourd'hui, même s'il refuse de discuter de son travail à Valcartier, sous prétexte que c'est classé *top secret*, je suis certain qu'il travaille à conquérir le monde à partir d'un demi-sous-sol, sans lumière de préférence. Il y a aussi Jérôme, qui a rejoint la collaboration INDRA vers la fin et Martin qui s'est assuré de vieillir prématurément tous les livres que je lui ai prêtés. Vous allez me manquer !

Finalement, il y a les nouveaux Mark et Barton qui m'ont permis de ne pas m'ennuyer

à la fin de mon doc. Sans eux, je crois que j'aurais déprimé à regarder le plafond brun du laboratoire. Merci pour les discussions et le plaisir que nous avons eu à travailler ensemble.

Maintenant, je tiens à remercier les Français et les Européens qui m'ont accompagnés durant cette thèse. La première qui me vient en tête est Adriana, qui fut la première à me reconnaître lors de mon arrivée à Orsay. Merci Adriana d'avoir été là la journée où j'ai reçu ma bourse et de m'avoir toujours considéré comme un collègue et non comme simple étudiant.

Il y a aussi Nicolas, qui n'est pas resté à Orsay très longtemps car il s'ennuyait trop de sa Normandie natale. Merci de m'avoir aidé au début de ma thèse ! J'aurais bien aimé faire un tour dans sa mini, surtout depuis l'ajout des bandes de vitesse. Il y a aussi Émanuelle, qui était à cheval entre Orsay et Paris, la France et l'Italie. En plus d'avoir un mari en Italie et son petit Élio à s'occuper !

Ensuite, je n'oublis pas Paolo avec qui j'ai eu plusieurs discussions vraiment intéressantes dans le RER, sans compter ce tour guidé du campus d'Orsay... Maintenant je sais ce qui se cache dans chaque bâtiment de l'IPN !

Et puis il y a John, qui depuis Caen a su me dépanner plus d'une fois sur mes problèmes informatiques. Sans lui, ma thèse ne serait pas finie, et si jamais j'ai des problèmes avec KaliVeda à l'avenir, je vais écrire sur le forum, c'est promis.

Durant mon séjour en France, j'ai eu deux très sympathiques collègues de bureau, Sandro et Lucas, que je n'oublie pas. Grâce à Sandros, je sais qu'une souris en italien se dit *mice*. Merci d'avoir été là et d'avoir partagé mon bureau. Et comment oublier la Florentine du groupe, Paola ! Bien qu'elle me reproche toujours de ne pas parler un français compréhensible, je ne peux lui en vouloir. Toujours positive et animée, elle aura mis beaucoup de vie au laboratoire durant son séjour. Je la remercie encore d'avoir été là pendant presque un an et d'avoir essayé de me comprendre avec mon accent.

Ma thèse n'aurait pas pu se réaliser si je n'avais eu le support technique de la secrétaire, Jocelyne, qui m'a guidé et qui a toujours été patiente avec moi devant mon incompréhension de la bureaucratie française. Son travail fut salutaire à plusieurs moments de ma thèse.

J'aimerais remercier les autres membres de la collaboration que je n'ai pas mentionnés ; Marian P. (ce fut un honneur), Abdou C. (merci pour les conseils), Jean-Pierre W., Rémi B. (merci pour les questions pertinentes sur mes données), Olivier L., Éric B., Franscesca G., Philippe L. (merci de m'avoir écouté et de m'avoir montré Catane) et tous les autres, sans qui cette thèse n'aurait pas été possible.

À présent, je dois remercier les gens avec qui j'ai vécu à la « Maison des Étudiants Canadiens » sur la CIUP et sans qui mon séjour en France n'aurait pas été aussi mémorable. Premièrement, il y a la directrice de la MEC, Mme Louise Richard, qui a toujours eu du temps à m'accorder quand j'avais des problèmes, comme ceux avec internet. Il y a eu les amis, Sophie D. (l'incroyable Sophie), Léa (Française à ses heures, mais Québécoise dans le coeur), Francis B. (le laveur de vaisselle), Jean-Charles D.(et ses bons vins), Isodora H. (une chance que tu étais là), Marta (ma vénitienne préférée), Anne-Marie D., Caroline R. (la psy), Caroline L., Patricia P. (toujours occupée), Jean-Thomas B. (floorball !!!), Dave L. (le musicien), Hughes F. (El Presidente), Jim, Julie D. (ma voisine d'en haut), Catherine Saint-P., Valérie H. (la française de Vancouver), Gabrielle R. et Marie-Michèle B.(la jeune chanteuse fantastique). J'en oublie, c'est certain, mais sans vous, je n'aurais pas autant de beaux souvenirs, comme ceux à l'île de Bréhat.

Il y a aussi les amis de Québec, je pense à Charles M., Martin G., Louis N. et Élise V., Myriam R., Guillaume et Fabiana. Merci de votre amitié pendant toutes ces années. Je n'oublie pas Nicolas B. et Dominique L., récemment déménagés chez les anglais et avec qui j'ai passé des vacances incroyables chez mes ancêtres irlandais. Et finalement, mes amis astro-physiciens, avec qui j'ai passé de nombreux dîners et discussions ; Simon, Véro et Éline, merci mille fois !

Les dernières personnes que je veux remercier, mais qui ne sont pas les moindres sont les membres de ma famille. Merci encore à mon père Mario, ma mère Marie, mon frère William et ma belle-soeur Julie. Sans votre support durant toutes ces années, je n'aurais pas pu parvenir à ce résultat !

Merci encore à tous !

À ma famille...

Fieri studebam doctior

Résumé	I
Abstract	III
Avant-propos	IV
Table des matières	X
Liste des tableaux	XIII
Table des figures	XIV
Introduction	1
1 Le multidétecteur INDRA	9
1.1 Introduction	9
1.1.1 La cinquième et les autres campagnes INDRA	10
1.2 Le multidétecteur	12
1.3 Les télescopes et détecteurs	14
1.3.1 Identification et calibration	15
1.3.2 Les codes d'identification	16
1.3.3 Les détecteurs CsI(Tl)	18
1.3.4 Les télescopes Si-CsI(Tl)	26
1.3.5 Les télescopes ChIo-Si	32
1.3.6 Les télescopes ChIo-CsI(Tl)	38
2 Le multidétecteur HERACLES	40
2.1 Le multidétecteur : version 2001	41
2.1.1 Les détecteurs plastiques	43
2.1.2 Les couronnes 4-5 : détecteurs CsI(Tl)	45
2.1.3 Les détecteurs à neutrons	46
2.1.4 Le logiciel d'analyse 2009	50

2.1.5	Les systèmes de la campagne 2001	51
2.2	L'état de l'analyse	52
2.3	Discussion	54
3	Caractérisation des systèmes $Xe + Sn$ à 32 et 45 AMeV étudiés avec INDRA	58
3.1	Sélection des événements de multifragmentation	59
3.1.1	Événements centraux, complets et compacts	60
3.1.2	Paramètre d'impact et analyse en forme	61
3.1.3	Coupures expérimentales	66
3.2	La sélection des événements compacts et son impact sur les données	69
3.2.1	La charge totale	70
3.2.2	La multiplicité	73
3.2.3	Z_{max}	78
3.2.4	Analyse des graphiques $V_{ } - V_{\perp}$	79
3.2.5	Asymétrie de charge des événements	79
4	Analyse de la transition de phase dans la cinquième campagne INDRA	86
4.1	Introduction : Le concept général de la transition de phase	86
4.1.1	La criticité dans les noyaux	89
4.1.2	Les mécanismes de transition de phase	90
4.1.3	Systèmes finis et décomposition spinodale	91
4.1.4	Transition de phase et évidences expérimentales	93
4.2	Les corrélations en charge	95
4.2.1	La méthode de corrélation d'ordre supérieur	96
4.2.2	La méthode des probabilités intrinsèques	97
4.3	Les analyses sur les données expérimentales	99
4.3.1	Les différences observées dans les résultats de la première campagne	102
4.3.2	Les possibilités d'analyse et conclusions	110
4.3.3	Les corrélations en charge dans la cinquième campagne	110
5	L'analyse expérimentale de la distillation isotopique	117

5.1	Présentation théorique de la variable	119
5.1.1	Le modèle utilisé	120
5.1.2	Construction de la variable expérimentale	124
5.2	Résultats expérimentaux	126
5.2.1	Sélection des fragments	126
5.2.2	Sélections sur les événements	129
5.2.3	Les résultats	129
5.2.4	Comparaison avec la théorie	131
6	Conclusion	136
A	Tableau des multiplicités	139
B	Corrélation en charge	141
C	Distributions angulaires des fragments identifiés dans les Si-CsI	146
	Bibliographie	153

1.1	Disposition des détecteurs sur la matrice INDRA	13
1.2	Codes d'identification INDRA	17
1.3	Distribution des Si 150 μm	27
1.4	Impact des Si 150 μm sur l'identification	30
1.5	Modules présentant un effet <i>crocodile</i>	37
1.6	Impact de la mauvaise identification sur les couronnes 10 à 12	39
2.1	Caractéristiques de la matrice HERACLES 2001	42
2.2	Systèmes HERACLES 2001	52
3.1	Systèmes des première et cinquième campagnes	60
3.2	Sélection pour la cinquième campagne	66
3.3	Pourcentage des types d'événements	71
3.4	Temps mort et taux d'acquisition	72
3.5	Asymétrie des systèmes des première et cinquième campagnes	85
4.1	Nombres d'événements et d'extra-événements	101
4.2	χ^2 et P_{intr} des fragments légers ($Z < 5$)	106
4.3	Statistique par tranche M_f	108
4.4	χ^2 et méthode de minimisation	109
5.1	Modèles et paramétrisations pour E_{sym}	124
5.2	Résultats des lissages sur les graphiques N/Z vs E_k , méthode Colonna	134
5.3	Résultats des lissages sur les graphiques N/Z vs E_k , méthode IPN	135
A.1	Variation de la multiplicité moyenne	140

1.1	Distribution des couronnes sur INDRA	10
1.2	Distributions en Z , comparaison campagnes 1 et 5	11
1.3	Schéma des télescopes (3 étages)	15
1.4	Décomposition du signal CsI(Tl)	20
1.5	Spectre d'identification Si-CsI pour module 3 couronne 6, sans correction . . .	21
1.6	Spectre d'identification Si-CsI pour module 3 couronne 6, avec correction . . .	21
1.7	Évolution de l'identification des α	22
1.8	% des CsI(Tl) corrigés par couronne	23
1.9	Importance des modifications sur les grilles	24
1.10	Spectre R-L (CsI(Tl)) pour module 14 couronne 10, avant correction	24
1.11	Grille d'identification corrigée	25
1.12	Évolution de l'identification des fragments dans un CsI(Tl)	26
1.13	Spectre d'identification Si(150 μ m)-CsI	28
1.14	Spectre d'identification Si(300 μ m)-CsI	29
1.15	Distribution des fragments $Z \geq 3$ selon θ_{lab} et θ_{flow}	31
1.16	Les différents systèmes de la cinquième campagne	33
1.17	Influence du changement de gaz sur les Si-CsI	34
1.18	Influence du changement de gaz sur les ChIo-Si et ChIo-CsI	35
1.19	Carte brute ChIo-Si : effet <i>crocodile</i>	36
1.20	Distributions des charges sur les couronnes arrière.	38
2.1	Matrice HERACLES 2001	41
2.2	Distribution du PID couronne 00	44
2.3	Distribution du PID couronne 1	46
2.4	Détecteurs à neutrons	48
2.5	Méthode de gestion du fond Monte-Carlo	49
2.6	Comparaison : Monte-Carlo contre soustraction	50
2.7	GEANT4 versus Nakao	51
2.8	Distribution des détecteurs sur HERACLES	53

2.9	Vitesse parallèle des fragments dans HERACLES	55
2.10	Distributions en E des neutrons à 60° et 150°, Ar+Ta à 35 AMeV	56
2.11	P_{tot} en fonction de Z_{tot} , Ar+Ta à 35 AMeV	57
3.1	Paramètre d'impact	61
3.2	Illustration graphique de la définition de l'angle de flot θ_{flot}	62
3.3	P_{tot} en fonction de Z_{tot} avec et sans coupure en θ_{flot}	65
3.4	Marqueur de temps en fonction des couronnes et de la charge totale	68
3.5	Distributions de Z_{tot}	71
3.6	Distributions des multiplicités totales (32 et 45 AMeV)	74
3.7	Multiplicités moyennes observées en fonction du ratio $(N/Z)_{sys}$	76
3.8	$\langle Z_{max} \rangle$ à 32 et 45 AMEV	80
3.9	Graphiques $V_{ } - V_{\perp}$ sur les α	81
3.10	Distributions de A_Z	83
4.1	Diagramme des phases (plan P-V) pour différents paramètres	89
4.2	Évolution d'une réaction sur diagramme des phases (plan T- ρ)	91
4.3	Temps de croissance des différents modes instables	92
4.4	Diagramme programmes de corrélation en Z	104
4.5	Déviation de $R(\sigma_Z)$ avec ou sans $P_{intr}^{Z<5}$	107
4.6	Corrélations en charge	113
4.7	Corrélations en charge, $S \geq 0.9$	114
4.8	Corrélations en charge, $\sigma \leq 1$	115
4.9	Déviation de la fonction de corrélation	116
5.1	Paramétrisations <i>soft</i> et <i>stiff</i> pour $E_{sym}(\rho)$	125
5.2	Identification isotopique dans les Si-CsI 150 μ m	127
5.3	E_k^{cm} en fonction de θ^{cm}	128
5.4	Distillation isotopique	131
5.5	A_{sym}^{Col} en fonction de E_k à 32 AMeV	132
5.6	A_{sym}^{Col} en fonction de E_k à 45 AMeV	133
5.7	A_{sym}^{IPN} en fonction de E_k à 32 AMeV	133

5.8	A_{sym}^{IPN} en fonction de E_k à 45 AMeV	134
B.1	Corrélations en charge, $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$ 32 AMeV	142
B.2	Corrélations en charge, $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$ 32 AMeV	142
B.3	Corrélations en charge, $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$ 45 AMeV	143
B.4	Corrélations en charge, $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$ 45 AMeV	143
B.5	Corrélations en charge, $^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ 32 AMeV	144
B.6	Corrélations en charge, $^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ 32 AMeV	144
B.7	Corrélations en charge, $^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ 45 AMeV	145
B.8	Corrélations en charge, $^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ 45 AMeV	145
C.1	E_k^{cm} en fonction de θ^{cm}	147
C.2	E_k^{cm} en fonction de θ^{cm}	148
C.3	E_k^{cm} en fonction de θ^{cm}	149
C.4	E_k^{cm} en fonction de θ^{cm}	150
C.5	E_k^{cm} en fonction de θ^{cm}	151
C.6	E_k^{cm} en fonction de θ^{cm}	152

La compréhension de la structure de la matière est un sujet fondamental qui fascine depuis des siècles. Démocrite et Épicure défendirent la théorie de Leucipe de Milet de la matière indivisible nommée atome, en ~ 400 avant J.-C. à l'époque de la Grèce Antique. Au cours des siècles, cette image de la matière élémentaire a évolué tout en conservant une partie du principe original. Au début du vingtième siècle, la compréhension de la matière évolua rapidement ; en seulement un tiers de siècle apparurent les modèles atomiques de Thompson (1897), Rutherford (1911), Bohr (1913) et Schrödinger (1926). Aujourd'hui, nous savons que les nucléons qui composent le noyau atomique ne sont pas les particules indivisibles de Démocrite. Les accélérateurs de plus en plus puissants permettent d'étudier la structure même de la matière qu'on croyait ultime. Mais avant d'aller plus loin dans la compréhension des structures infiniment petites, il est primordial de comprendre le comportement de la matière qui compose les noyaux. Afin d'atteindre cet objectif, nous devons débiter par l'étude des collisions entre les noyaux des atomes [[Boh36](#)].

Lorsque deux noyaux entrent en collision, le comportement subséquent de la matière nucléaire qui s'ensuivra n'est pas encore bien compris dans son ensemble. Ainsi, depuis le début du siècle et l'expérience de Rutherford [[E.R11](#)], la recherche n'a cessé de faire des progrès, grâce à l'amélioration des équipements de recherche (accélérateurs, détecteurs, systèmes d'acquisition) et de l'informatique (traitement des données). En physique nucléaire, il existe deux grandes familles de réactions généralement étudiées. Les noyaux peuvent effectuer des réactions *directes* (image classique à 2 ou 3 degrés de liberté) ou encore d'autres dites *complexes* (un grand nombre de degrés de liberté).

Les réactions *directes* sont des collisions nucléaires contrôlées servant à déterminer la structure des états nucléaires. Les noyaux qui entrent en collision sont considérés comme des ensembles stables qui conservent l'ensemble de leur intégrité lors des réactions. Les participants interagissent par un processus de transfert de nucléons ou de *knock-out*. En effet, ces réactions sont le produit de collisions avec un paramètre d'impact b ¹ important

1. Le paramètre d'impact est une évaluation théorique de la distance relative entre la cible et la direction

($b \geq R_{cible} + R_{projectile}$, où R est le rayon de la cible ou du projectile, selon le cas). Ainsi, les réactions sont bien définies, les processus par lesquels les nucléons interagissent sont bien établis, entraînant des résultats directs et précis. Les montages expérimentaux utilisés dans le cadre de telles expériences sont également beaucoup plus spécifiques (et donc beaucoup moins polyvalents comparativement à un multidétecteur de classe 4π) que ceux utilisés dans le cadre d'analyses de réactions *complexes*.

Quant à elles, les réactions *complexes* portent bien leur nom, car dans ce type de réactions, le nombre de participants correspond à la masse (A) du système, soit le nombre total de nucléons impliqués dans la réaction. Il est possible de comparer ces réactions à deux ensembles de billes de billard qui entrent violemment en collision : l'intégrité initiale des participants (cible et projectile) est généralement altérée de manière importante. Tous les états sont alors accessibles et on parle d'étude de la densité des états. Cette catégorie d'expériences renferme plusieurs familles de réactions, telles que les réactions quasi-élastiques (peu d'interaction), quasi-fission, fragmentation des participants (interaction plus importante) et la formation d'un système unique thermalisé composé de l'ensemble des nucléons de la cible et du projectile. Niels Bohr [Boh36] fut le premier à postuler la formation de ce type de système composé, qui sera plus ou moins stable, selon l'énergie incidente du projectile. Comme il a été dit, ce système évoluera selon un processus par lequel il évacuera l'énergie d'excitation accumulée. Les voies suivies par le système dépendent essentiellement de la valeur de cette énergie d'excitation pour le système [Gro86].

Les processus à faible énergie d'excitation, telle l'évaporation de particules légères d'un noyau excité, sont relativement bien décrits par les théories statistiques, qui originent du modèle de Weisskopf [Wei37] développé dans la première moitié du $XX^{ième}$ siècle. Les particules émises du système excité n'ont pas d'interaction entre elles. Ainsi le temps entre deux émissions de particules est considéré infini dans les codes de simulation tels que GEMINI [Cha88]. Lorsque l'énergie d'excitation du noyau augmente, on voit apparaître d'autres

du projectile. La projection est dans l'axe du faisceau. Sa détermination expérimentale est discutée au chapitre §3.1.

phénomènes, en ordre d'énergie croissante, tels que la fission, la multifragmentation et la vaporisation qui ne sont plus aussi aisément décrits par les théories d'évaporation statistique. Dans le cas de la fission, le système est principalement divisé en deux gros fragments. Lorsque l'énergie d'excitation augmente, le système explose en fragments plus ou moins gros. Ce processus porte le nom de multifragmentation. Et finalement, la vaporisation est caractérisée par une fragmentation du système en particules légères ($Z \leq 2$). La multifragmentation est le sujet principal de la présente thèse.

Effectivement, comment décrire l'explosion d'un système dynamique d'une dimension d'à peine quelques femtomètres composé de quelques dizaines d'éléments ? Afin de répondre à cette question, pendant longtemps, deux écoles de pensée s'affrontèrent [Mor93] : l'école des théories statistiques [Cam00, Eli00] et celle des théories dynamiques (il existe plusieurs modèles, tels QMD [Pei89] et AMD [Ono92], une description du modèle de l'équation de Boltzmann-Langevin est présentée à la section §5.1.1). Désormais, il existe un certain consensus pour éviter d'opposer les théories statistiques et dynamiques puisque les deux approches sont complémentaires [Rad06, Rad07]. En effet, les processus de réactions sont des phénomènes possédant une description *nécessairement* dynamique, mais leur analyse peut procéder par des méthodes statistiques, pourvu que l'on considère un lot d'événements adéquat.

La formation d'un système à l'équilibre lors de ce type de réaction est encore sujet à critiques, principalement en raison du temps d'interaction plutôt court, mais reste tout de même une théorie défendable. Lorsque les deux noyaux entrent en collision et que le paramètre d'impact tend vers zéro, il y a une forte probabilité de formation d'un système constitué de tous les nucléons de la cible et du projectile. Ce système subit une compression suivie d'une expansion pendant laquelle il se thermalise. Cette étape est accompagnée d'émission de particules légères (chargées et neutrons) appelée *émission de pré-équilibre*. Dans le cas où l'énergie d'excitation est suffisante pour atteindre un régime où la densité du système diminue avec une augmentation de la pression (instabilités mécaniques), le système cherchant à rétablir un équilibre devra se scinder en deux phases, qui sont associées aux phases liquide et

gaz d'un fluide.

Puisque les interactions entre les nucléons sont attractives à moyenne portée et répulsives à très courte portée², il est possible d'assimiler leur comportement à celui d'un fluide de van der Waals (VDW) [Sur90]. Ainsi, au début des années 80, Bertsch et Siemens émirent l'hypothèse qu'un système de nucléons subit une transition de phase, similaire à celle d'un tel fluide [Ber83]. Afin de vérifier cette hypothèse, le concept de la matière infinie a été introduit. Cette description limite permet une comparaison avec un fluide formé par un nombre élevé d'entités élémentaires identiques. Sous l'approximation d'un nombre infini de constituants, le comportement de la matière nucléaire correspond à celui d'un liquide. Cependant, la réalité veut que les noyaux soient des éléments finis (au maximum à peine plus de deux cents éléments) formés de deux constituants élémentaires différents, les protons et les neutrons. Ces caractéristiques dissocient clairement les noyaux d'un fluide de VDW. Cela pose une difficulté supplémentaire sur les méthodes expérimentales utilisées dans l'objectif d'identifier une preuve de l'existence d'un tel phénomène. Toutefois, l'étude théorique des systèmes finis a démontré l'existence de signaux potentiels pour identifier une transition de phase [Mor05, DF01]. Il est donc possible de concevoir une analyse expérimentale de la transition de phase dans les systèmes nucléaires, car un signal devrait toujours être présent et observable.

Pour répondre à la question de l'existence d'une transition de phase dans les noyaux, plusieurs expériences furent menées afin d'identifier des signes potentiels d'un tel processus. Historiquement, la courbe calorique de J.Pochodzalla [Poc95] fut la première évidence expérimentale, par la suite sérieusement critiquée ou même réfutée, d'une transition du type liquide-gaz dans les noyaux. D'autres signatures potentielles d'une transition de cette nature dans les noyaux furent recherchées expérimentalement, telles que l'identification d'une capacité calorifique négative [D'A00], la bimodalité [Pic05, Pic06, Bon09], loi d'échelle de

2. La répulsion à très courte portée, $r \lesssim 0.8 fm$, est due à des effets provenant des particules sub-hadroniques telles les quarks, gluons, etc. Le potentiel attractif est maximum autour d'une distance internucléaire de $r \sim 1 fm$ et décroît de manière exponentielle [Lac80].

Fisher [Eli02] et les corrélations en charge [Mor96, T03, Dés02]. Les corrélations en charge constituent le signal étudié dans le cadre de la présente thèse.

Dans le cas de la matière nucléaire infinie, il est possible d'illustrer clairement l'évolution d'un système sur un diagramme des phases jusqu'à sa rupture progressive dans la zone d'instabilité mécanique dénommée *région spinodale* [Cah61]. Ce processus de décomposition est utilisé dans la description de la transition de phase du premier ordre dans un fluide [F.F79]. Lorsque le système se retrouve dans cette région d'instabilités, les modes de fluctuation de densité les plus instables sont amplifiés [Jac96a]. La conséquence directe sur un système de nucléons, prédite par les modèles, est une fragmentation en charges égales lors de ce processus de décomposition. Toutefois, le fait que la taille du système est finie, la désexcitation secondaire des fragments chauds, la coalescence des fragments naissants et le battement entre les différents modes devraient réduire ce signal, tel que démontré dans les prédictions théoriques et simulations [Gua96a, Bor08]. L'étude des collisions centrales entre Xe et Sn aux énergies intermédiaires (soit entre 32 et 50 A MeV) réalisée par G. Tăbăcaru a démontré que la charge de ces fragments identiques n'était pas unique mais avait une certaine distribution [T03]. L'intervalle de confiance $3-4\sigma$ obtenu dans cette étude n'a pas permis de conclure définitivement sur le sujet.

En 2001, une nouvelle expérience, appelée cinquième campagne INDRA, fut menée aux laboratoires du GANIL (*Grand Accélérateur National d'Ions Lourds*), en France, afin d'obtenir la statistique suffisante pour confirmer, hors de tout doute raisonnable, la présence de telles corrélations. Le multidétecteur INDRA [Pou95], acronyme pour *Identification de Noyaux et Détection avec Résolution Accrue*, a été utilisé pour l'étude des collisions d'un projectile de xénon sur une cible d'étain. Il a été possible d'obtenir environ dix fois le nombre d'événements accumulés lors de la première campagne (1993) qui ont servi dans l'étude de G. Tăbăcaru. Entre les deux séries d'expériences il existe un intervalle temporel de pratiquement une décennie, il est normal de s'attendre à des différences mineures entre les données recueillies dans les deux cas. Comme les noms des campagnes l'indiquent, trois campagnes furent menées durant cet intervalle de temps. Des améliorations substantielles ont été ap-

portées au multidétecteur durant cette période. La cinquième campagne d'INDRA, ainsi que la description du multidétecteur et une comparaison des deux campagnes d'expériences, sont les sujets couverts dans le premier chapitre de cette thèse.

Grâce à un intervalle de confiance d'au minimum 5σ [T03], il sera possible d'affirmer l'existence d'une transition de phase du premier ordre dans la matière nucléaire, puisque le mécanisme par lequel elle s'opère devrait être clairement identifié. La confirmation d'un tel phénomène mènera à l'élaboration d'une équation d'état fiable pour des systèmes thermodynamiques tels les corps célestes observés dans le cosmos. Les résultats sont attendus depuis longtemps en astrophysique [Boy06] afin de créer des modèles réalistes pour comprendre le comportement des supernovae et des étoiles à neutrons. Effectivement, les systèmes créés en laboratoire grâce aux collisions d'ions lourds possèdent les caractéristiques thermodynamiques de ces phénomènes stellaires [Mek78]. L'étude en laboratoire devrait ainsi permettre d'obtenir une équation d'état fiable pour les systèmes astrophysiques inaccessibles autrement.

Une particularité de la matière nucléaire est la nature des éléments qui la composent. Formée de protons (possédant une charge positive) et de neutrons (neutres du point de vue de la force électromagnétique), la matière nucléaire est unique en son genre. Bien que son comportement soit analogue à celui d'un fluide lorsque le ratio d'isospin N/Z est proche de 1, lorsqu'on s'écarte de la vallée de stabilité, le comportement de la matière nucléaire reste à être étudié expérimentalement, puisqu'un nouveau degré de liberté est ajouté à l'équation d'état permettant de décrire son comportement.

Une exploration de l'implication de l'isospin dans le mécanisme spinodal est présentée. Puisque la matière nucléaire est de nature asymétrique, une variation du ratio d'isospin devrait être perceptible sur la taille des fragments à la sortie du processus de décomposition. L'exploration théorique de cette région encore méconnue du diagramme des phases a suscité un nombre important de spéculations [Bar02] et il convient de confirmer ou d'infirmer certaines hypothèses mises à l'épreuve dans les simulations et les modèles théoriques [Ono04].

Ces dernières années ont vu l'avènement des accélérateurs de faisceaux exotiques avec la possibilité d'accélérer des ions radioactifs possédant une demie-vie de quelques millisecondes. Grâce à ces nouvelles installations, les isotopes situés aux extrémités de la vallée de stabilité sont désormais accessibles. Les nouvelles générations d'accélérateurs, comme TRIUMF (*TRI-University Meson Facility*) à Vancouver et SPIRAL-2 (*Système de Production d'Ions Radioactifs en Ligne*) au GANIL, en France permettront d'atteindre cet objectif. Déjà, plusieurs expériences furent réalisées à l'aide de l'installation SPIRAL, telle que la sixième campagne INDRA [Mar09].

Les expériences qui seront menées à TRIUMF par le GRILL (*Groupe de Recherches sur les Ions Lourds de l'université Laval*) visent à identifier les fragments émis lors de réactions avec une variation importante du ratio N/Z du projectile, afin d'obtenir des systèmes asymétriques, jusqu'à aujourd'hui, jamais analysés. La préparation d'un code d'analyse fiable pour effectuer l'analyse des données est essentiel pour la poursuite du but de l'expérience. Les nouveaux outils disponibles, tel le logiciel de traitement des données ROOT [Bru97] permettent de programmer un code d'analyse portable et facilement adaptable à n'importe quelle expérience. Une analyse des données issues de la campagne d'expérience HERACLES 2001 a été réalisée.

La campagne d'expérience HERACLES 2001 comprend plusieurs systèmes, tels Ar+Ta, Kr+Ta, Ar+Ni, à des énergies variant entre 35 et 50 AMeV. Un des objectifs de cette campagne est de pouvoir caractériser une source de mi-rapidité à l'aide de détecteurs à neutrons disposés autour de la chambre à réactions. Des résultats intéressants présentés par Y. Laroche *et al.* laissent penser que la source de mi-rapidité évolue à une vitesse inférieure à celle du centre de masse. Des résultats furent présentés par D.Thériault *et al.* concernant un système symétrique Ni+Ni, et l'étude du système asymétrique est présentée dans cette thèse.

La présente thèse porte ainsi sur deux expériences distinctes : les expériences de la cinquième campagne INDRA et celles menées lors de la campagne HERACLES 2001. Tout d'abord, le multidétecteur INDRA est présenté au chapitre 1. Au chapitre 2, le multidétecteur

HERACLES est présenté, ainsi que les résultats obtenus sur l'analyse des données. Le chapitre 3 traite des systèmes Xe+Sn étudiés dans le cadre de la cinquième campagne INDRA, des sélections expérimentales pertinentes pour l'analyse des corrélations en charge, présenté au chapitre 4. Finalement, le chapitre 5 est dédié à l'analyse de la distillation d'isospin à l'aide d'une nouvelle variable expérimentale.

Le multidétecteur INDRA

1.1 Introduction

La matrice 4π INDRA fut développée au début des années 1990 [Pou95] par une collaboration internationale basée en France, principalement composée de chercheurs français, italiens et canadiens. Avec plus de 6 campagnes d'expériences réalisées depuis 1993, ce multidétecteur devrait être utilisé jusqu'en 2011, et peut-être même au-delà. La dernière campagne (au moment de la rédaction de cette thèse) remonte au printemps 2007, où le multidétecteur fut couplé au spectromètre de masse VAMOS [Mar09].

La première partie, sous supervision française, de cette thèse porte sur les expériences de la cinquième campagne d'INDRA, réalisée en 2001 au laboratoire du GANIL. Ce multidétecteur est conçu pour effectuer la détection des fragments chargés (des isotopes de l'hydrogène à des fragments aussi lourds que le plomb) émis lors des collisions d'ions lourds sur une cible fixe. La surface de détection couvre presque la totalité de l'angle solide autour de la cible, d'où le terme 4π . Elle est divisée en 336 modules, assemblés avec plus de 600 détecteurs (figure 1.1).

La version d'INDRA utilisée dans la cinquième campagne permet d'obtenir une résolution isotopique sur les fragments produits lors des collisions jusqu'à l'oxygène ($Z = 8$) sur une partie des couronnes. Sinon, uniquement la charge et l'énergie des fragments sont déterminées.

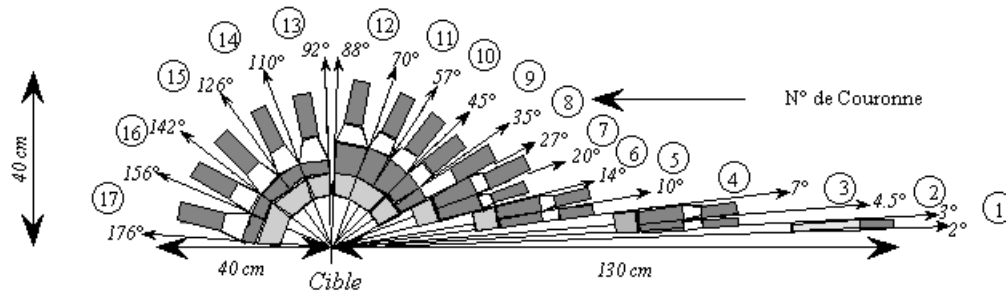


FIGURE 1.1 – *Distribution des couronnes sur le multidétecteur INDRA.*

La détection des neutrons n'est pas réalisée avec INDRA. Cette dernière n'est pas prise en compte pour des raisons d'efficacité de détection, puisque les détecteurs devraient être localisés à l'extérieur de la chambre. Ainsi, les neutrons devraient traverser plusieurs couches de détecteurs et le mur de la chambre à vide, pour parvenir aux détecteurs de neutrons, et seraient alors fortement déviés, voire absorbés, par ces matériaux. Il a donc été décidé de ne pas effectuer la détection de neutrons. Cependant, dans le cadre de l'étude de faisceaux exotiques, la question de la détection des neutrons prend une importance beaucoup plus grande et plusieurs scénarios sont présentement à l'étude pour le futur multidétecteur 4π de seconde génération FAZIA (*Four π A-Z Identification Array*).

1.1.1 La cinquième et les autres campagnes INDRA

La cinquième campagne comporte son lot d'originalités par rapport aux campagnes précédentes. La plupart peuvent être considérées comme des améliorations substantielles. Cependant, si elles comportent toutes des avantages, elles réservent quelques inconvénients qui peuvent, dans certains cas, s'avérer critiques pour l'analyse des données. De plus, certains problèmes, inhérents à toutes les expériences en physique nucléaire de cette envergure, sont apparus lors de l'analyse des résultats. Il importe de bien cerner leur impact sur les résultats obtenus dans cette campagne et comprendre comment il sera possible de les éviter dans les futures campagnes d'INDRA.

La première modification d'importance est celle apportée à la première couronne, lors

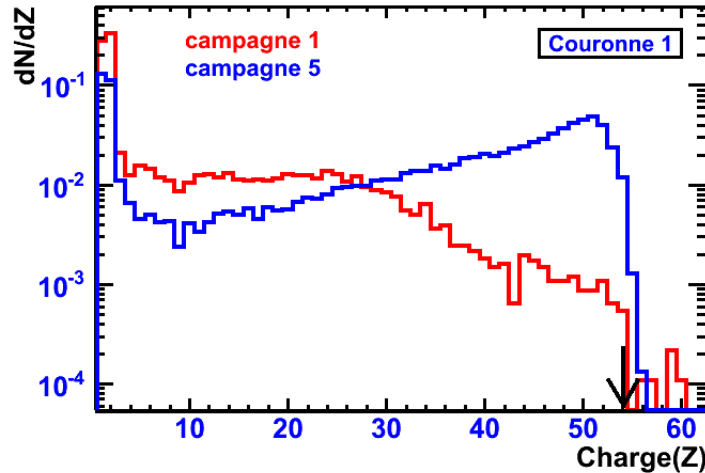


FIGURE 1.2 – Comparaison entre les charges détectées dans la couronne 1 lors de la première campagne (rouge), $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$, et la cinquième campagne (bleue), $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$, avec une énergie de faisceau de 32 AMeV. Les spectres sont normalisés au nombre d'événements. La flèche indique la charge du projectile ($\text{Xe} = 54$).

de la quatrième campagne. Elle consiste au remplacement des *phoswichs* par des télescopes Si-CsI(Tl). Le détecteur silicium possède une épaisseur de 300 μm et les détecteurs d'iodure de césium font 13,8 cm. Cette modification a apporté un gain considérable sur la détection des fragments lourds aux bas angles. Ainsi, comme il est possible de le constater sur la figure [1.2], le nombre de fragments lourds ($Z \geq 20$) identifiés dans la cinquième campagne est beaucoup plus important, en raison d'un seuil d'identification plus bas et d'une meilleure résolution. La comparaison est réalisée entre un système de la cinquième campagne ($^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ à 32 AMeV) et un système de la I^{ère} campagne ($^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 AMeV). Bien que ces deux campagnes n'utilisent pas exactement les mêmes détecteurs et que pratiquement une décennie d'expériences INDRA les séparent, il est convenable d'assumer une correspondance dans les résultats des deux campagnes. Essentiellement, il s'agit du même appareil qui a effectué les deux séries de mesures.

La seconde modification est le remplacement de certains détecteurs silicium de 300 μm par des silicium plus minces de 150 μm . Le but de cette modification est de pouvoir obtenir la résolution en masse inférieure à une unité sur les fragments jusqu'à l'oxygène ($Z=8$), en

utilisant un gain plus élevé sur les amplificateurs associés. Cependant, justement à cause du gain plus élevé, il n'est plus possible d'identifier des fragments avec une charge supérieure à l'argon ($Z=18$) pour ces détecteurs. L'impact de ces modifications sur la détection et sur les résultats est discuté dans ce chapitre.

1.2 Le multidétecteur

Le multidétecteur INDRA a déjà fait l'objet de présentations détaillées dans le cadre de plusieurs thèses [Hud01, Mar95, Bon06, Fra98, T00, Moi08], pour n'en nommer que quelques-unes. Dans le cadre de la présente thèse, uniquement les points pertinents à l'analyse et les principales corrections apportées à l'identification et la calibration des données sont discutés. L'ensemble des détecteurs est divisé en 17 couronnes réparties pour couvrir plus de 90% de l'angle solide autour de la cible (voir le schéma (1.1)). La partie "avant" comprend les détecteurs des couronnes 1 à 9 ($2^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$)¹ et la partie "arrière", les couronnes 10 à 17 ($45^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$). Chaque couronne est divisée en 8, 12 ou encore 24 ensembles, comprenant 2 ou 3 étages de détection. L'ensemble des caractéristiques est répertorié dans le tableau [1.1].

Ces caractéristiques permettent à ce multidétecteur de détecter, avec un taux d'acquisition de l'ordre de 500 événements² par seconde, des particules aussi légères et lentes que des protons de 1 MeV et aussi lourdes et énergétiques que des fragments d'uranium à 5 GeV (énergie totale). Cependant, un de ses défauts concerne sa moins grande capacité d'analyse des systèmes asymétriques possédant une faible vitesse du centre de masse (on pense au système Ni+Au à 32 AMev par exemple).

Bien qu'aujourd'hui INDRA ne soit plus le meilleur détecteur 4π théorique disponible pour l'analyse des réactions nucléaires aux énergies intermédiaires (8-100 AMeV) [Sou06], il demeure un des meilleurs compromis entre granularité (nombre de détecteurs), résolution

1. θ est l'angle mesuré entre l'axe du faisceau (axe z) et la position du détecteur, avec la cible comme origine.

2. Un événement est constitué d'un nombre de fragments supérieurs à la limite du déclencheur (ou *trigger*) dans le système d'acquisition.

Chambres d'ionisation								
	Nb	θ_{min}	θ_{max}	$\Delta\phi$	ϕ_D	$\Delta\Omega$	d	Nb
couronnes	modules	(deg)	(deg)	(deg)	(deg)	(msr)	(mm)	CsI
2-3	12	3,13	6,98	28,84	30,00	2,98	655	3
4-5	12	7,21	13,83	29,10	30,00	10,71	385	4
6-7	12	14,21	26,74	29,28	30,00	39,01	250	4
8-9	12	27,84	44,67	29,03	30,00	87,70	120	4
10-11	12	45,23	69,29	29,33	30,00	182,83	120	4
12	12	70,25	87,60	29,44	30,00	152,11	120	2
13	8	92,40	109,76	44,44	45,00	229,74	120	3
14-15	8	110,31	141,80	44,26	45,00	338,93	120	4
16-17	8	142,38	174,77	41,54	45,00	147,73	120	2

CsI et Si								
	Nb	θ_{min}	θ_{max}	$\Delta\phi$	ϕ_D	$\Delta\Omega$	e (CsI)	e (Si)
couronnes	modules	(deg)	(deg)	(deg)	(deg)	(msr)	(mm)	(mm)
1	12	2,00	3,00	30,00	30,00	0,37	138	0,30
2	12	3,06	4,46	27,51	30,00	0,77	138	0,30 & 0,15*
3	24	4,48	6,96	14,15	22,50	1,06	138	0,30 & 0,15*
4	24	7,16	9,95	14,01	22,50	1,77	138	0,30 & 0,15*
5	24	9,99	13,72	14,29	22,50	3,33	138	0,30 & 0,15*
6	24	14,23	19,93	14,29	22,50	7,28	97	0,30 & 0,15*
7	24	19,98	26,61	14,48	22,50	11,55	97	0,30 & 0,15*
8	24	27,62	34,87	14,18	22,50	16,20	90	0,30 & 0,15*
9	24	34,96	44,61	14,32	22,50	26,90	90	0,30 & 0,15*
10	24	45,25	56,90	14,44	22,50	39,78	76	
11	24	56,99	69,69	14,52	22,50	50,08	76	
12	24	70,28	88,59	14,56	22,50	79,49	48	
13	24	91,72	109,65	14,64	30,00	78,23	60	
14	16	110,44	126,03	22,08	33,75	92,10	50	
15	16	126,12	141,69	21,98	33,75	74,88	50	
16	8	142,50	157,08	43,65	45,00	97,28	50	
17	8	157,17	175,70	39,99	45,00	52,71	50	

TABLE 1.1 – *Distribution angulaire des détecteurs dans INDRA pour la $V^{\text{ème}}$ campagne. Tirée de [Le 99]. (*)Les couronnes 2 à 9 contiennent des Si de 2 épaisseurs, telles qu'indiquées dans le tableau (1.3).*

des détecteurs, physique envisageable et utilisation pratique (capacité d'adaptation, quantité de données à dépouiller et coût de fonctionnement). Malgré l'avènement des multidétecteurs 4π de seconde génération, tel CHIMERA, INDRA demeure à l'avant-garde de la recherche en physique des ions lourds.

L'identification des fragments chargés avec le multidétecteur INDRA est multicouche. Les fragments qui proviennent de la cible possèdent une masse (A), une charge (Z) et une énergie cinétique (E_k) qui leur sont propres. Ces caractéristiques varient beaucoup en fonction des expériences et conditions initiales du système réactionnel à l'étude. Ce qui a assuré le succès d'INDRA au cours des deux dernières décennies est sa capacité d'analyser une gamme extrêmement variée de systèmes et de pouvoir s'adapter à différents montages. La sixième campagne qui a été menée avec le spectromètre VAMOS en est un des meilleurs exemples, avec la campagne menée à GSI [Mar09].

1.3 Les télescopes et détecteurs

Sur la partie avant du multidétecteur (jusqu'à la couronne 9³ inclusivement), donc sur la partie où la statistique est la plus importante et les fragments les plus massifs, les détecteurs sont assemblés en trois couches. Une chambre à ionisation (ChIo) constitue le premier étage, un détecteur silicium (Si) le deuxième et la dernière couche est formée d'un cristal d'iodure de césium (CsI(Tl)), tel qu'illustré sur la figure 1.3. La partie arrière, au-delà de 45° , comporte deux étages de détection. Une chambre à ionisation et un CsI(Tl) composent ces *télescopes*⁴.

Les ChIo sont formées de cellules de 5 cm d'épaisseur, contenant du gaz, C_3F_8 , sous une pression stable pour chacun des détecteurs, variant entre 30 et 50 mbar selon l'emplacement. Une fine paroi de mylar sert de fenêtre pour les fragments incidents. Au cours de la $V^{ième}$ campagne, le gaz a été changé pendant l'expérience, avec un résultat alors inattendu, puis-

3. Les neuf premières couronnes font une couverture angulaire de 2° à 45° pour l'angle θ , voir le tableau 1.1.

4. Le terme *télescope* est employé pour parler des ensembles de deux modules utilisés pour établir l'identification des particules chargées sur INDRA (les télescopes Si-CsI(Tl) par exemple).

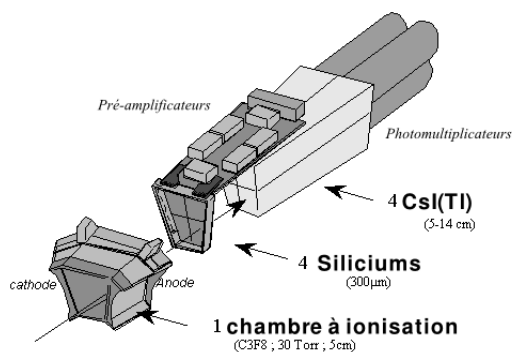


FIGURE 1.3 – Schéma des télescopes localisés sur la partie avant d'INDRA (tiré de la référence [Pou95]).

qu'il s'est avéré que la première bouteille de gaz était contaminée par un agent non-identifié. La section (§1.3.5) traite de ce problème en détail.

Les Si sont formés de cristaux de silicium avec une épaisseur de $300\ \mu\text{m}$ ou $150\ \mu\text{m}$. Il faut ajouter un télescope formé d'un détecteur silicium de $75\ \mu\text{m}$ suivi d'un Si(Li) de 2 mm sur chacune des couronnes 10 à 17. Ces détecteurs sont appelés étalons, car ils ont été interposés entre la ChIo et le scintillateur pour fournir un étalonnage de référence pour les CsI(Tl).

Les cristaux d'iodure de césium dopés au thallium CsI(Tl) se retrouvent sur l'ensemble des couronnes et possèdent une géométrie variable, tel qu'il est spécifié dans le tableau (1.1).

1.3.1 Identification et calibration

Grâce à cette configuration, les fragments incidents peuvent alors s'arrêter dans le premier, deuxième ou troisième étage, selon leur charge, masse et énergie incidente. Afin de pouvoir identifier ces fragments et reconstruire l'information qu'ils contiennent, il faut qu'ils traversent au moins un étage des télescopes (sauf dans le cas de l'identification CsI(Tl) pour les particules légères où seulement l'arrêt dans le cristal est nécessaire pour l'identification). La méthode d'identification utilisée avec INDRA demande de porter la perte d'énergie dans le premier étage (ΔE) en fonction de l'énergie déposée dans le second (E), où la particule

doit impérativement s'être immobilisée. La détection est alors effectuée par les étages du télescope qui sont les mieux adaptés. La relation de Bethe-Bloch [Leo94] permet d'exprimer cette perte d'énergie par unité de distance parcourue dans le milieu par les fragments chargés[1.1] :

$$-\frac{\Delta E}{\Delta x} \approx c \frac{A}{2E} Z_{eff}^2. \quad (1.1)$$

La charge effective Z_{eff} permet de prendre en compte le degré d'ionisation de l'ion, dans le cas où il n'est pas totalement ionisé⁵.

Pour identifier la charge des fragments, un histogramme bi-dimensionnel de ΔE en fonction de E est tracé. Il est alors possible d'observer des crêtes correspondant à la charge des fragments détectés. Si la résolution du détecteur est suffisante il est possible d'obtenir une discrimination visuelle des différents isotopes pour les différents éléments, c'est-à-dire obtenir la *résolution isotopique*. Cependant, sur INDRA, la résolution isotopique est limitée aux télescopes Si-CsI(Tl) et aux cristaux d'iodure de césium.

1.3.2 Les codes d'identification

Depuis la première campagne INDRA, un chiffre est attribué à chaque fragment pour déterminer l'état de l'identification du fragment [Fra98] ; ce code permet de connaître le type de détecteur (ou télescope) qui a identifié le fragment et si l'identification est normale ou utilise une méthode indirecte. Les codes principaux (1 à 8) sont demeurés les mêmes d'une campagne à l'autre, en fonction des détecteurs utilisés, malgré les diverses altérations à la matrice au cours du temps (voir le chapitre §1.1.1).

L'ensemble des codes utilisés pour les première et cinquième campagnes est présenté dans le tableau 1.2. Les codes utilisés dans le cadre des analyses sont généralement 2,3 et 4.

5. $Z_{eff} = \sqrt{\langle Q^2 \rangle}$, Q étant l'état de charge de l'ion ($Q=Z$ si totalement ionisé et $Q=0$ s'il est neutre).

Code	Signification
0	Gamma
1	Neutrons
2	CsI(Tl) ou phoswich (campagne 1)
3	Si-CsI
4	ChIo-Si ou ChIo-CsI
5	Fragment non-identifié (Z_{min})
6	Création par cohérence CsI
7	Création par cohérence ChIo
8	Comptage multiple dans ChIo
9	Identification incomplète dans CsI ou Phoswichs
10	Entre les lignes (CsI)
11	Identification $Z = 2$
14	Particule non-identifiée (à rejeter)
15	Particule rejetée

TABLE 1.2 – *Les différents codes d'identification tels qu'utilisés dans la première et la cinquième campagne d'expériences INDRA [Fra].*

Les codes 2,3 et 4 : identification réussie

Ces codes d'identification sont ceux demandés lorsqu'une analyse normale est réalisée. Ils permettent de savoir si le fragment a été identifié par un CsI(Tl) seul ou un *phoswich*⁶ (code 2), un télescope silicium-CsI(Tl), Si75-SiLi ou SiLi-CsI(Tl) (code 3) ou finalement une chambre à ionisation combinée avec un silicium (75, 150 ou 300 μm) ou un cristal CsI(Tl) (code 4). Un fragment possédant un de ces codes est considéré comme correctement identifié.

Les codes 6 et 7 : identification récupérée

Puisque chaque détecteur couvre un angle solide important autour de la cible, il est possible que deux particules ne possédant pas les mêmes caractéristiques (charge, masse, énergie cinétique) pénètrent en même temps dans une ChIo. Si l'une d'entre elles est identifiable dans un CsI(Tl), il sera possible de distinguer la deuxième en effectuant la *cohérence* entre les pertes d'énergie mesurées et celle calculées pour la particule identifiée. Ainsi, il sera possible de récupérer l'information pour la particule initialement *cachée*. Ces codes ne sont pas utilisés dans les analyses présentés dans cette thèse puisque qu'ils n'ont pas encore été implémentés dans le cadre de la cinquième campagne au moment de rédiger cette thèse.

Les autres codes 0,1,8,9,10,11,14 et 15 : mauvaise identification

Ces codes permettent d'identifier différents cas où l'identification a échoué pour une raison connue. Par exemple, les code 0 et 1 représentent le cas où la particule est un neutron ou un gamma, pour lesquels nous ne pouvons obtenir une valeur d'énergie avec le type de système utilisé.

1.3.3 Les détecteurs CsI(Tl)

Les CsI(Tl) permettent d'identifier la charge et la masse des fragments légers qui sont arrêtés à l'intérieur du cristal. Les premières recherches sur le sujet datent de la seconde moitié du vingtième siècle [[Gwi63a](#), [Gwi63b](#)]. Après plusieurs tentatives qui se limitaient

6. Les *phoswichs* n'ont été utilisés que dans les trois premières campagnes d'expérience INDRA pour être remplacés par des télescopes Si-CsI(Tl) lors de la quatrième campagne en 1999.

à calibrer le système en énergie avec une relation incomplète (par exemple [Lar94]), leur réponse en lumière en fonction de l'énergie incidente des fragments chargés est aujourd'hui bien établie [Par02a, Par02b]. Ces cristaux permettent une identification isotopique jusqu'au béryllium, mais ne permettent pas d'identifier la masse des ions possédant une charge supérieure à 4. Des expériences sont toujours en cours [Par] afin de déterminer les meilleures caractéristiques (concentration en thallium, température d'opération) pour obtenir la meilleure résolution avec ce type de scintillateurs.

Ces cristaux sont couplés à des photomultiplicateurs (*PM*) qui collectent la lumière et la traduisent en un signal électrique utilisable dans les systèmes d'acquisition. Les photons émis lors du freinage des fragments chargés dans le cristal d'iodure de césium sont collectés par une photocathode. Les électrons produits sont multipliés par une suite d'étages (dynodes) permettant un effet de cascade d'électrons. Le nombre d'électrons captés sur l'anode du tube photomultiplicateur est amplifié par un gain G dépendant principalement du nombre d'étages, de la configuration de ces étages et du matériel utilisé dans la conception des dynodes⁷.

La décroissance du signal émis par le CsI(Tl) tel que perçu par le *PM* peut s'exprimer comme la somme de deux exponentielles (équation 1.2) [Ben89], tel qu'illustré sur la figure 1.4 :

$$i(t) = \frac{Q_r}{\tau_r} e^{-\frac{t}{\tau_r}} + \frac{Q_l}{\tau_l} e^{-\frac{t}{\tau_l}}. \quad (1.2)$$

Cette relation met en évidence les deux composantes du signal, temporellement distinctes, par rapport à la durée totale t du signal observé. Les composantes lente et rapide ont une durée définie respectivement par τ_l et τ_r . La charge totale (somme de la composante lente Q_l et rapide Q_r) du signal est obtenue par l'intégrale $\int_0^\infty i(t) dt$.

Tout ce système est très sensible à la moindre fluctuation de tension sur l'alimentation des photomultiplicateurs. Ainsi, le gain d'un photomultiplicateur peut varier sensiblement tout au long d'une expérience qui dure, normalement, plusieurs jours, voire plusieurs semaines. La

7. Le gain s'exprime comme $G = (KV_d)^n$ où K est une constante, V_d est la tension entre les dynodes et n le nombre d'étages [Leo94].

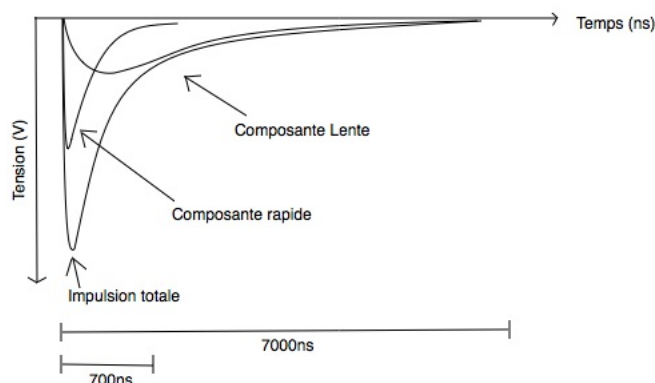


FIGURE 1.4 – Décomposition du signal CsI(Tl) obtenu à l'aide d'un photomultiplicateur.

correction de cette dérive est possible grâce à un système de laser pulsé qui sert de repère pour appliquer un facteur correctif sur la valeur de lumière calculée [Pou95]. Dans le cadre des campagnes antérieures, les corrections de la dérive des CsI(Tl) ont pu être appliquées avec succès [Mar95]. Pour la $V^{ième}$ campagne, la correction est appliquée sur la calibration des télescopes Si-CsI(Tl) uniquement, puisque la dérive des CsI(Tl) est trop importante pour corriger les spectres R-L. Les graphiques 1.10 et 1.6 mettent en évidence l'amélioration substantielle apportée par cette modification. La résolution en charge est nettement améliorée sur le spectre bi-dimensionnel où la correction est apportée (figure 1.6).

La correction des grilles d'identification

Un second problème est apparu évident dès le début du traitement des données. Pour effectuer l'identification des fragments qui ont pénétré le cristal, il faut créer un histogramme bi-dimensionnel de la composante rapide en fonction de la composante lente du signal (voir figure 1.4). Des lignes sont tracées sur les crêtes des spectres, permettant ainsi d'identifier les différents éléments et leurs isotopes. À chaque ligne sont attribuées une masse et une charge fixes. Normalement, ces lignes sont valables pour l'ensemble d'une campagne d'expériences.

Le problème qui concerne la $V^{ième}$ campagne est une instabilité présente uniquement dans la composante rapide de la lumière CsI. Cela induit une incompatibilité entre les grilles

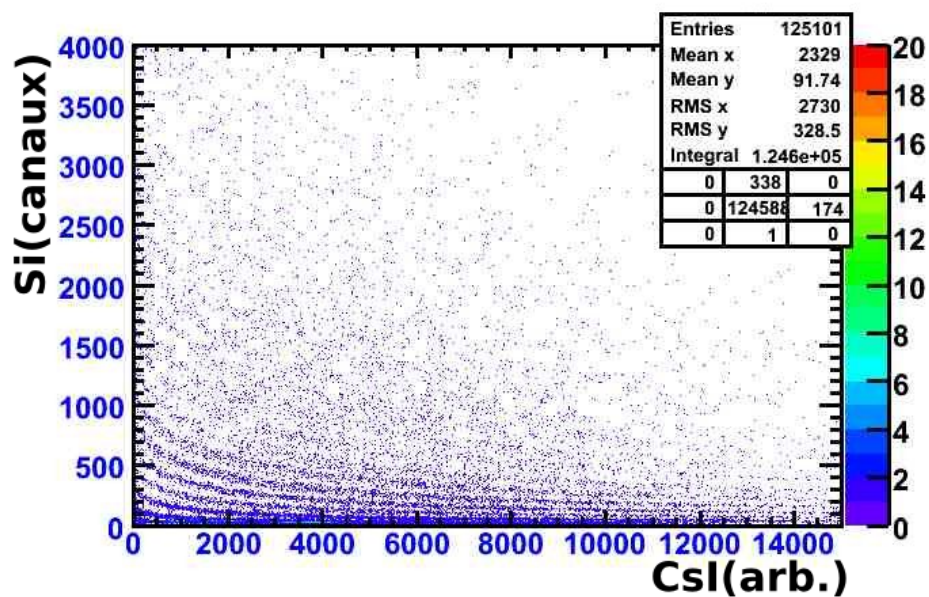


FIGURE 1.5 – Spectre d'identification Si-CsI pour le module 3 de la couronne 6 sans la correction de la lumière CsI.

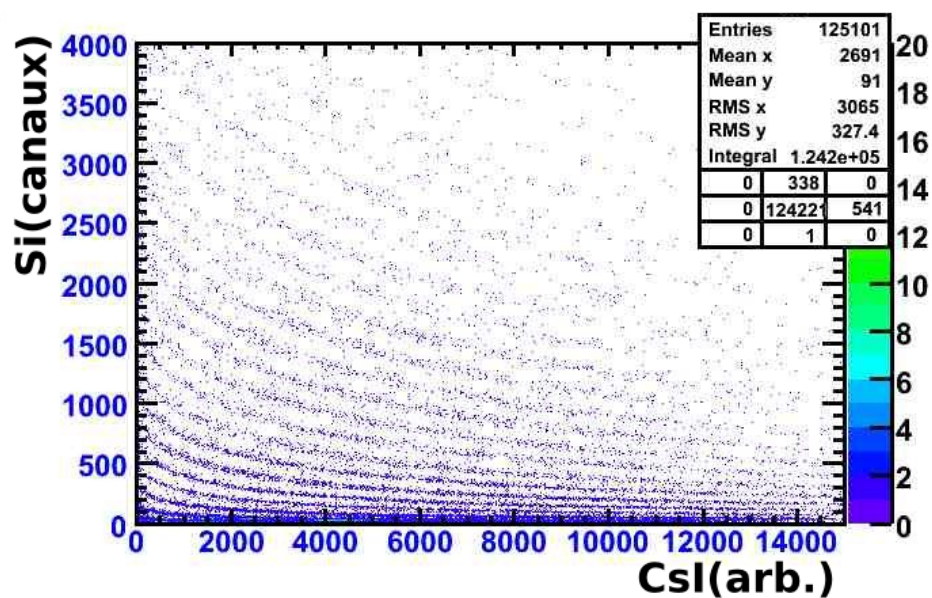


FIGURE 1.6 – Spectre d'identification Si-CsI pour le module 3 de la couronne 6 avec la correction de la lumière CsI.

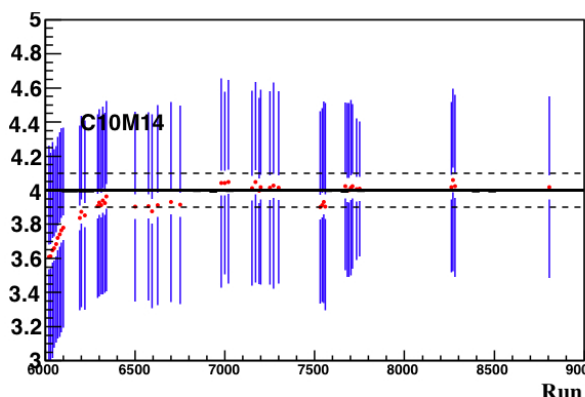


FIGURE 1.7 – Évolution de l'identification des alphas à l'aide d'une même grille d'identification. La ligne pleine noire indique la valeur nominale de la masse des alphas et les traits pointillés une erreur de 2.5% sur l'identification. Le point rouge indique la valeur obtenue pour chaque run avec la déviation σ en bleu.

tracées avec les séries de mesures menées à la fin de la campagne et les données au début de cette campagne. La grille d'identification est déphasée par rapport aux crêtes formées par les fragments avec les mêmes A et Z (voir figure 1.10). Le problème provient probablement des embases des photomultiplicateurs qui n'ont pas été conçues pour supporter les taux d'acquisition élevés.

Le graphique 1.7 permet d'observer la dérive de l'identification des particules alpha dans les CsI. Le point indique la valeur moyenne $\langle X \rangle$ du pic de l'identification des ${}^4\text{He}$ (distance X par rapport à la ligne d'identification tracée sur le maximum de la crête, pour N particules) pour une *run*, ainsi que son écart-type (valeur RMS, ou σ)⁸.

Les droites horizontales en pointillés servent à identifier le déplacement maximal toléré (soit 5%). Le début de la campagne semble avoir été plus marqué par des déviations, en raison des taux plus élevés imposés au début, mais qui, par la suite, ont été revus à la baisse. La principale conséquence de ce problème est de fausser l'identification des particules, en diminuant le nombre réel de fragments identifiés (si la ligne se déplace dans une zone vide

8. Définis comme $\langle X \rangle = \frac{\sum_{i=0}^N X_i}{N}$, $\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^N (X_i - \langle X \rangle)^2}{N}}$.

Détecteurs modifiés (en %) par couronne

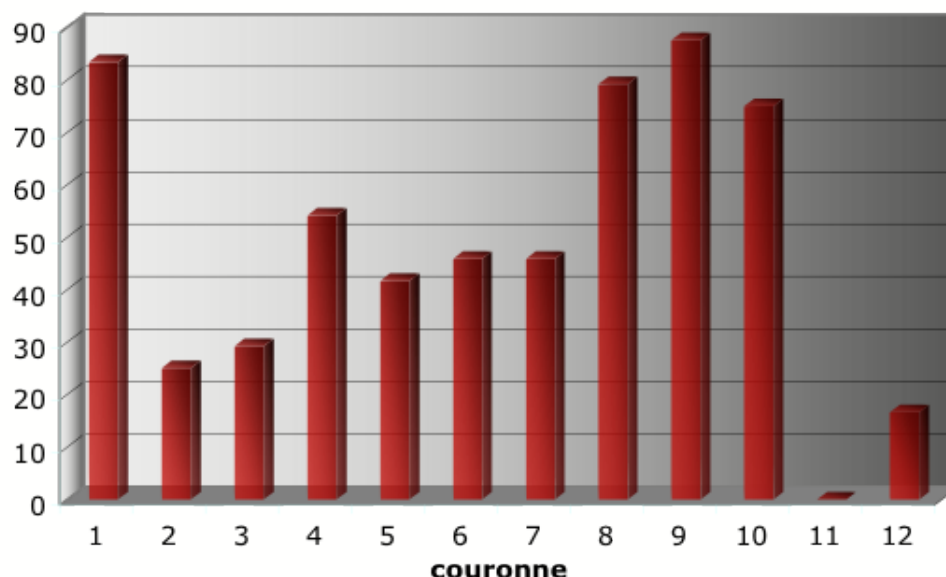


FIGURE 1.8 – Pourcentage des modules CsI(Tl) corrigés par couronne.

du spectre) ou encore d’attribuer une identification erronée en Z et en A des fragments (si la ligne se déplace vers une autre crête).

Afin de corriger ce problème, pour l’ensemble des détecteurs atteints, il a suffi d’appliquer un facteur correctif linéaire Y sur la composante rapide ($L_{rapide}^{cor} = L_{rapide} \times Y$) valable pour un certain nombre de *runs* avant d’appliquer un nouveau facteur. Pour un seul détecteur, il peut y avoir jusqu’à 4 facteurs correctifs appliqués. Le logiciel de gestion des données INDRA, KaliVeda [Fra, Moi08], permettant aisément cette opération, l’ensemble des corrections a pu être effectué sans refaire un tracé complet des lignes sur les crêtes des spectres.

Sur l’ensemble des couronnes, 48% des détecteurs ont été touchés par ce problème. Le graphique 1.8 résume l’ensemble de la situation. Les couronnes qui ont nécessité le plus de modifications sont les couronnes 1,8,9 et 10. Ce sont essentiellement des couronnes situées à plus de 27° de l’axe du faisceau, avec des taux de comptage assez élevés.

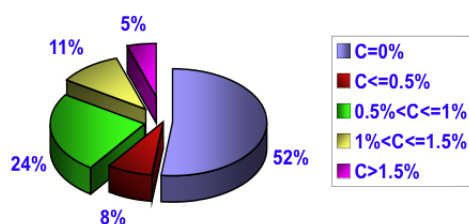


FIGURE 1.9 – Importance relative des modifications sur les grilles d'identification représentée par un facteur de correction C . Le pourcentage représente le nombre de détecteurs corrigés avec un tel facteur.

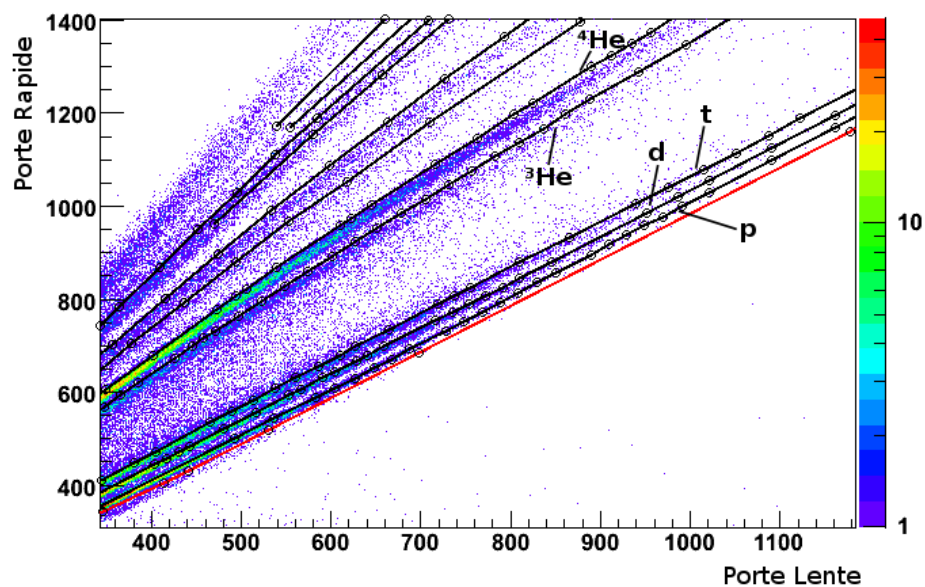


FIGURE 1.10 – Spectre d'identification $CsI(Tl)$ rapide-lent pour le module 14 de la couronne 10. Les lignes tracées sont celles utilisées pour l'identification des fragments.

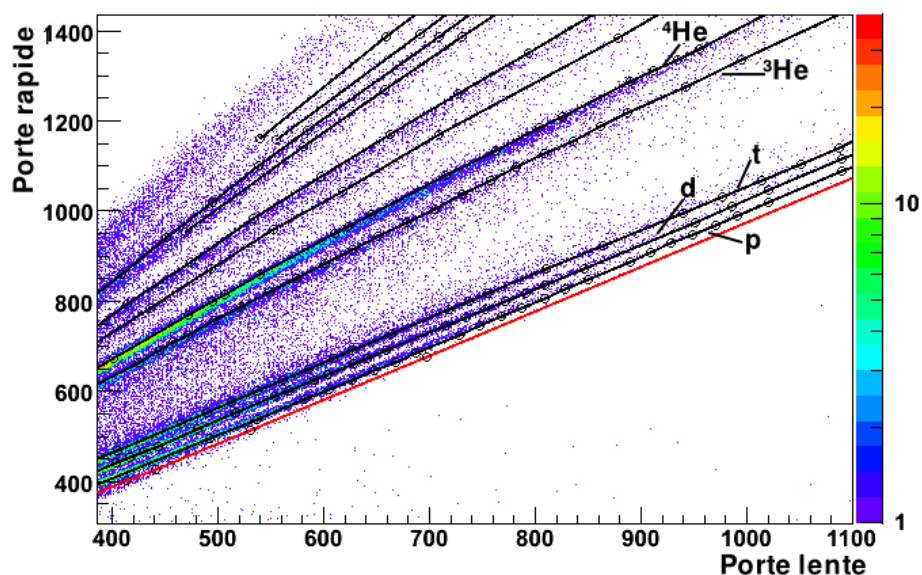


FIGURE 1.11 – Spectre d'identification CsI pour le module 14 de la couronne 10 avec un facteur de correction $Y=0,988$ appliqué sur la grille d'identification.

L'importance de chacune des modifications apportées sur les grilles d'identification est illustrée dans le graphique 1.9. Une correction C de 1% représente un facteur multiplicatif Y de 0.99 ou 1.01, dépendant si les lignes étaient décalées vers le haut ou le bas du spectre. Au total, plus de 50% des détecteurs n'ont pas nécessité une telle modification. Environ 16% des détecteurs ont subi une modification majeure (plus de 1% de correction).

Bien que d'apparence faible, un facteur Y de 0.99 est suffisant pour décaler complètement les grilles des crêtes sur le spectre d'identification. Les lignes d'identification du module 14 de la couronne 10, telles que tracées sur la figure 1.11, ont dû être modifiées d'un facteur $Y=0,988$. L'effet est clairement visible sur les spectres PID⁹ (observer la figure 1.12). En grisaille, il s'agit de l'identification réalisée sans correction et en couleurs pleines, il s'agit de l'identification corrigée. Les graphiques sont réalisés sur une dizaine de *runs* du même système¹⁰ afin d'assurer une uniformité des données. Une nette amélioration est visible pour

9. Provient de l'anglais *Particle IDentification*. Il s'agit d'une évaluation de la distance entre la coordonnée R-L du fragment et la ligne d'identification.

10. *runs* 6020 à 6030 du système $^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ à 32 AMeV

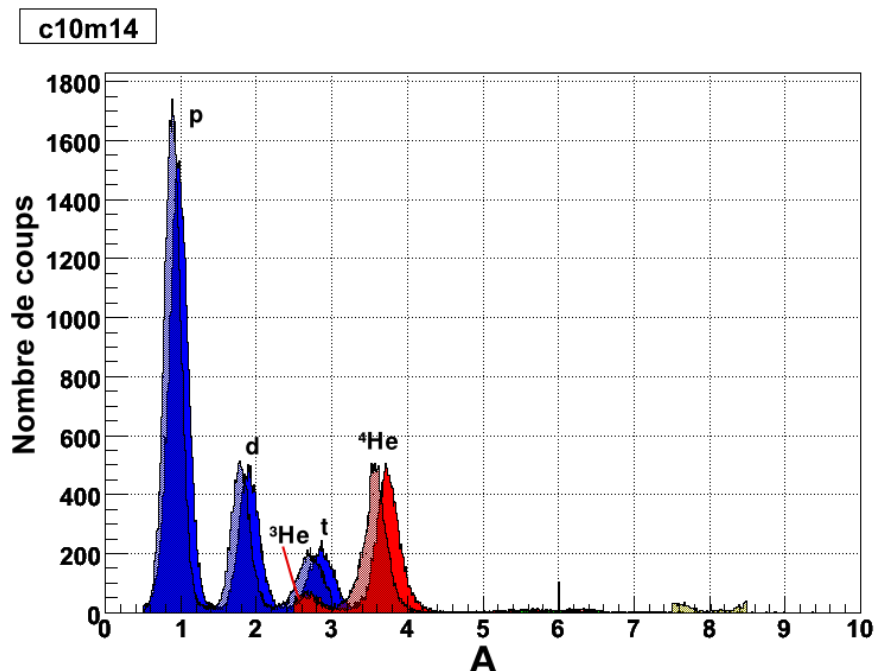


FIGURE 1.12 – Évolution de l'identification des fragments dans le CsI(Tl) du module 14 de la couronne 10 pour les runs 6020 à 6030.

les charge $Z=1$ (bleu), 2 (rouge) puisque les distributions sont recentrées sur les lignes des masses.

1.3.4 Les télescopes Si-CsI(Tl)

La première modification à noter est le remplacement des *phoswichs* de la couronne 1 (utilisés jusqu'à la IV^{ième} campagne) par cette combinaison de détecteurs. Cette modification importante procure un seuil d'identification inférieur pour les charges élevées, permettant ainsi une identification plus complète. La figure 1.2 permet de mettre en évidence que désormais il est possible d'aisément identifier le quasi-projectile ($Z=54$) sur la première couronne, comparativement aux campagnes précédentes.

Les Si de $150 \mu\text{m}$

Une autre modification importante concernant les détecteurs de la V^{ième} campagne est le remplacement de plusieurs détecteurs de Si $300 \mu\text{m}$ par des $150 \mu\text{m}$. Cette modifica-

tion a pour but d'obtenir une résolution isotopique pour des charges plus élevées que dans les campagnes précédentes avec un seuil inférieur. Grâce à ces détecteurs, il est maintenant possible d'atteindre cette résolution pour des fragments possédant une charge allant jusqu'à celle de l'oxygène ($Z = 8$). Cependant, cette modification n'est pas que positive. Lors de leur opération, il s'est avéré nécessaire d'augmenter substantiellement le gain des amplificateurs associés à ces détecteurs. Ainsi, la dernière crête complète identifiable est celle de l'argon ($Z=18$). Au-delà de cette limite, une partie des ions est associée à des signaux dont la valeur est en-dehors de la dynamique d'entrée du codeur. Afin d'éviter des coupures non-physiques dans les spectres d'énergie, il est convenu de rejeter les fragments dont une partie du spectre en énergie serait tronquée. La figure 1.13 illustre clairement ce rebroussement dû au codeur dans le cas de l'utilisation d'un Si de $150\mu\text{m}$. La valeur Si est limitée par le codeur au canal 4095 et toutes les lectures supérieures se retrouvent dans ce canal. La comparaison avec la figure 1.14 met en évidence la limitation de l'identification en charge imposée, où dans le cas présenté, l'identification du QP ($Z=54$) est possible.

Couronne(s)	Module(s)
2	21
3	21-22
4-5	9-10
6-7	3-4, 13-14
8-9	7-8,17-18,23-24

TABLE 1.3 – *Distribution des détecteurs Si de $150\mu\text{m}$ utilisés dans INDRA pour la $V^{\text{ième}}$ campagne.*

La distribution des détecteurs de $150\mu\text{m}$ a été réalisée afin de maximiser une répartition uniforme dans l'espace du centre de masse pour l'étude des réactions de multifragmentation dans le système Xe+Sn. Leur emplacement sur les couronnes est résumé dans le tableau 1.3.

La conséquence directe de cette incapacité à identifier des fragments plus lourds que

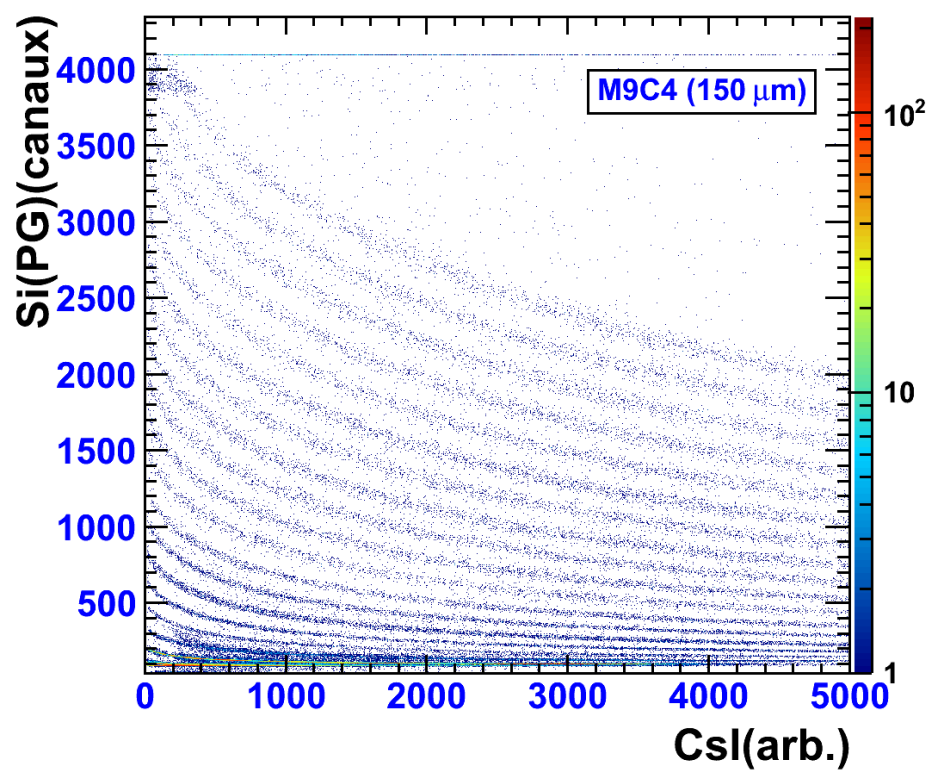


FIGURE 1.13 – Spectre d'identification Si-CsI pour le module 9 de la couronne 4, qui utilise un Si de 150 μm . Le système utilisé est $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$ à 32 AMeV, runs 6020 à 6080.

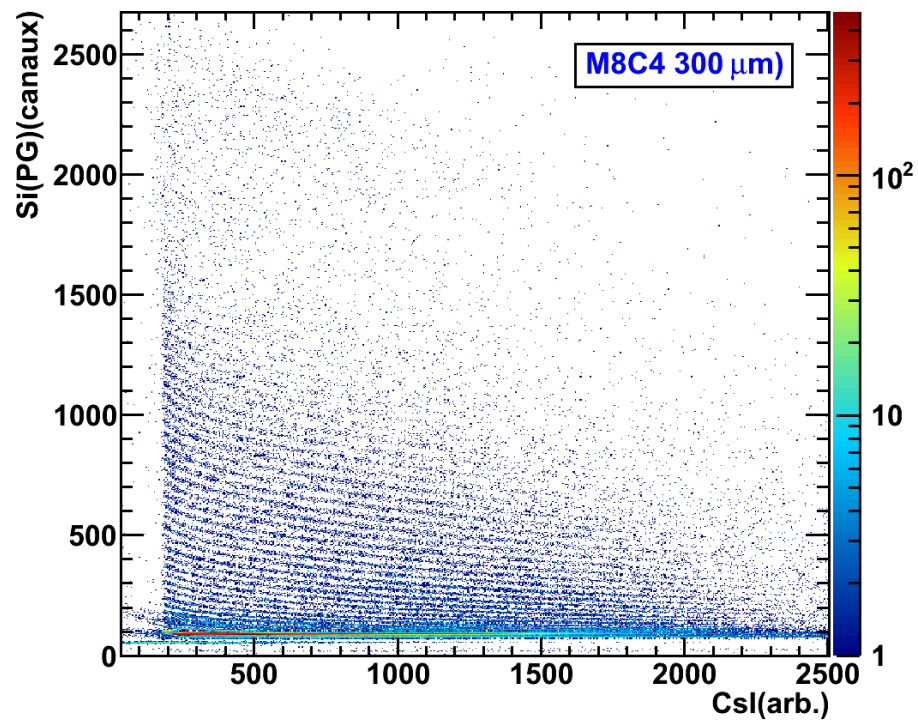


FIGURE 1.14 – Spectre d'identification Si-CsI pour le module 8 de la couronne 4, qui utilise un Si de 300 μ m. Le système utilisé est $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$ à 32 AMeV, runs 6020 à 6080.

$Z=18$ est une diminution des événements complets ¹¹ identifiés. Puisque la charge totale du système est 104, la perte dans un événement d'un fragment possédant une charge supérieure à 20 rend automatiquement cet événement incomplet. Comme les événements complets sont plutôt rares (10%), la question doit se poser sur l'influence de cette modification sur cette variable globale.

Afin de comprendre l'influence réelle de cette modification sur un lot d'événements, il a été possible de simuler cet effet sur les données de la 1^{ière} campagne. En effet, il suffit de supprimer l'identification des fragments avec une charge supérieure à 18 pour avoir une idée de l'ordre de grandeur de la variation sur le nombre d'événements dits complets.

Cas	Nombre événements	Nombre complets	% complets	$\langle Z_{tot} \rangle$	σ
1	31248	3615	11,57	48,83±0,16	27,96
2	31248	3064	9,81	47,21±0,16	27,43
3	31248	3560	11,39	48,64±0,16	27,89

TABLE 1.4 – *Impact des détecteurs Si 150 μm sur le système $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à 32 AMeV de la 1^{ière} campagne INDRA. Le cas 1 est celui de référence et le cas 2 est la situation où l'effet des siliciums 150 μm est simulé. Le cas 3 sert à démontrer l'effet des fragments ($Z \geq 3$) manquants dans les couronnes 13 à 17.*

Le critère de complétude employé dans le tableau 1.4 est $Z_{tot} \geq 80$, ce qui correspond à $0.77 \times Z_{sys}$, où Z_{sys} est la charge du système. La moyenne sur la charge totale est définie comme $\langle Z_{tot} \rangle = \frac{\sum_{i=0}^N \sum_{f=0}^M Z_f^i}{N}$, où N est le nombre d'événements (i) et M est le nombre de fragments (f) : Les résultats du tableau 1.4 démontrent l'effet important que cette modification a sur l'ensemble des événements. En effet, le nombre d'événements complets identifiés subit une diminution d'environ 17% lorsque les 150 μm sont simulés dans le cadre d'une analyse en complétude dans la première campagne (cas 2). Cet effet est clairement visible sur la charge

11. Le premier critère de complétude d'un événement est défini comme $Z_{tot} \geq 80$, ou plus généralement, 80% de la charge totale du système étudié.

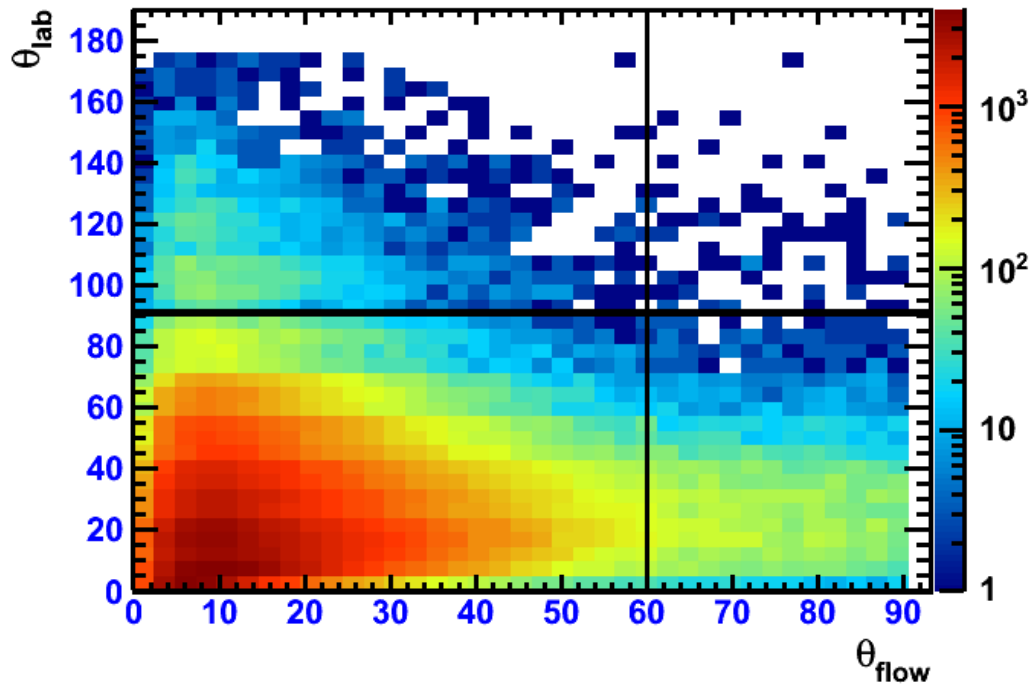


FIGURE 1.15 – Distribution des fragments $Z \geq 3$ selon θ_{lab} et θ_{flow} , pour des événements complets, pour le système première campagne $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à 32 A MeV.

totale moyenne détectée qui est plus faible de plus d'une charge en moyenne.

De plus le tableau 1.4 présente l'effet ressenti sur la première campagne si les fragments identifiés ayant une charge supérieure à 3 et émis au-delà de 90° sont supprimés de l'analyse en complétude (cas 3). Contrairement au cas précédent, l'effet, bien que présent, demeure marginal et l'influence sur la charge totale moyenne détectée n'est pas significative. Cette perte d'information dans le cadre des expériences de la cinquième campagne ne devrait pas venir influencer les résultats présentés. En effet, l'arrière de la matrice INDRA ($45^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$) représente une faible portion de détection de l'angle solide de détection dans le centre de masse. Les analyses de S.Salou [Sal97] démontrent que la suppression de la partie arrière d'INDRA a des effets limités pour les événements avec un angle de flot supérieur à 60° . Finalement, la figure 1.15 permet d'observer que les fragments lourds pour les événements avec un angle de flot supérieur à 60° et une $Z_{tot} \geq 80$ représentent une part négligeable de l'ensemble des fragments détectés pour ce type d'événement.

1.3.5 Les télescopes ChIo-Si

La combinaison d'une chambre à ionisation avec un détecteur silicium de $300 \mu\text{m}$ permet l'identification des fragments lents de masse intermédiaire (avec une charge entre $3 \leq Z \leq 20$) sur l'ensemble des couronnes avant d'INDRA (couronnes 1 à 9 inclusivement). Il s'agit de télescopes relativement performants, mais leur capacité d'identification en charge demeure limitée par la faible résolution des chambres à ionisation (comparativement à un silicium par exemple).

Changement de gaz

Un des problèmes majeurs rencontrés dans cette expérience est la pollution du gaz contenu dans les chambres à ionisation de tous les modules de la matrice INDRA. Le problème fut identifié lors de l'analyse des données et attribué au remplacement de la bouteille de gaz vide par une nouvelle au milieu de la campagne d'expériences (au run 6979). Le même gaz alimente toutes les chambres à ionisation de la matrice. Il s'est avéré que la réponse des chambres diffère notablement lorsque l'on passe d'un gaz à l'autre. Le graphique 1.16 illustre clairement le principal inconvénient de ce changement imprévu de comportement : les systèmes ayant des N/Z différents ont été étudiés avec des gaz différents. Seul le système $^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ à 45 AMeV a été mesuré avec les deux gaz, ce qui permet d'établir une comparaison des performances. Ainsi, il devient difficile de comparer les systèmes entre eux en raison des conditions expérimentales qui sont différentes. Plusieurs vérifications ont été réalisées pour l'ensemble des analyses présentées dans cette thèse pour confirmer que les éventuelles différences observées entre les systèmes n'originent pas de cette modification des conditions expérimentales.

Le graphique 1.17 permet de constater que le remplacement du gaz contenu dans les chambres à ionisations n'affecte bien entendu que les fragments identifiés avec code 4, donc soit des ChIo-Si ou des ChIo-CsI. Une mauvaise identification dans les télescopes Si-Csi n'ayant pas de sens, puisque la densité du gaz n'est pas modifiée au point de changer son

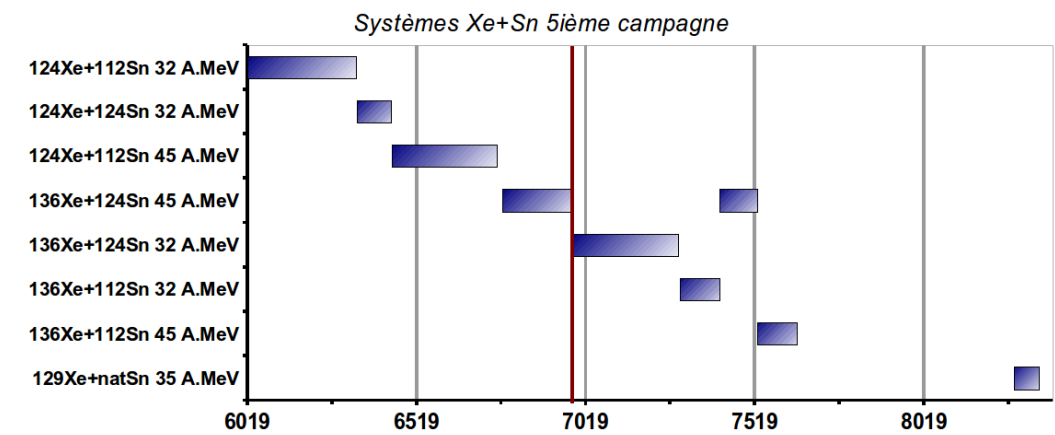


FIGURE 1.16 – Les différents systèmes étudiés lors de la cinquième campagne en fonction du moment où la prise de données fut réalisée (runs). La ligne rouge indique la run 6980, soit le changement de gaz dans les chambres à ionisation.

pouvoir d'arrêt. De plus, la figure 1.17 montre que l'impact croît avec la charge. Les plus gros fragments (de charge $Z \gtrsim 22$) semblent moins bien identifiés dans le cas où le deuxième gaz a été utilisé.

Du point de vue des détecteurs, cela implique que l'impact devrait être presque uniquement visible sur les ChIo-Si, puisque les ChIo-CsI ne peuvent identifier les gros fragments (au-delà d'une charge $Z \simeq 20$). Par conséquent, l'effet devrait être concentré sur l'avant de la matrice.

Comme expliqué dans les sections §1.3.6 et §1.3.5, les télescopes ChIo-Si sont localisés à l'avant de la matrice et les télescopes ChIo-CsI sont localisés à l'arrière de la matrice. Afin d'évaluer l'importance du changement de gaz sur les télescopes comprenant une chambre à ionisation, deux sélections sont utilisées dans le graphique 1.18. La première représente l'avant de la matrice (couronnes 1 à 9, soit une valeur angulaire maximale θ de 45°) et la seconde l'arrière de la matrice (les couronnes 10 à 17, soit $\theta \gtrsim 45^\circ$).

Les distributions de la figure 1.18 confirment que le changement de gaz n'a pas d'impact sur l'identification dans les ChIo-CsI, puisque seulement un faible écart entre la distribution

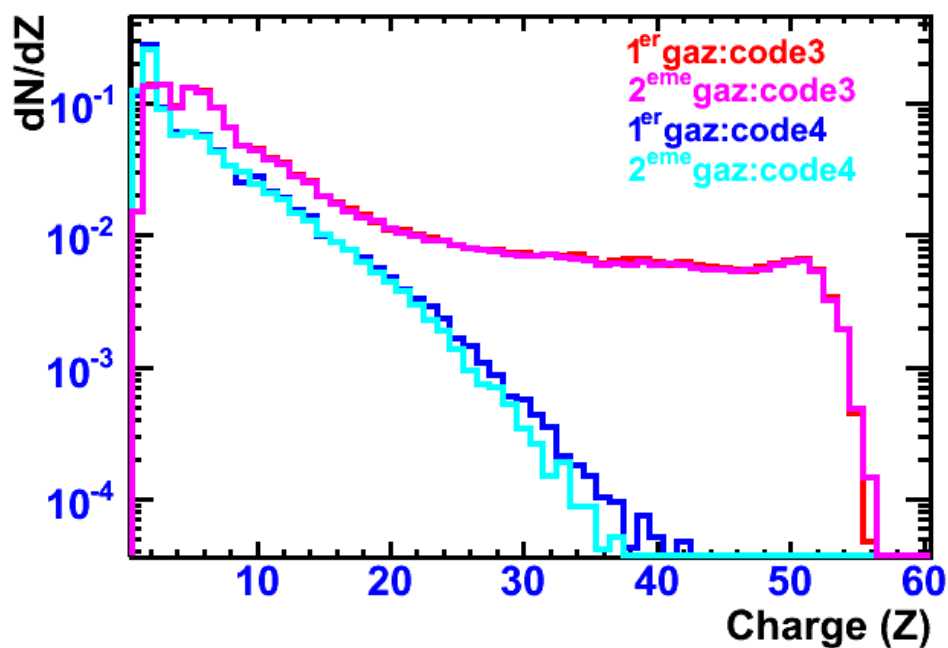


FIGURE 1.17 – Comparaison de l'influence du changement de gaz sur l'identification en charge pour les télescopes Si-CsI (code 3) et ChIo-Si ou ChIo-CsI (code 4). Les bins des histogrammes sont normalisés au nombre d'événements. Pour le gaz 1, run 6900, et pour le gaz 2, run 7503 (système $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ à 45 A MeV).

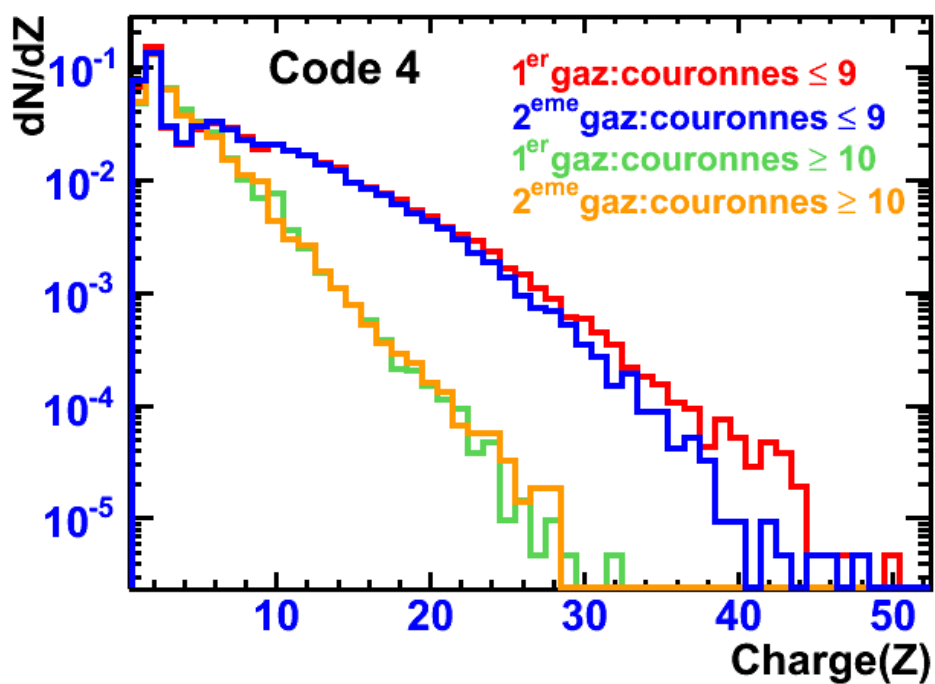


FIGURE 1.18 – Comparaison de l'influence du changement de gaz sur l'identification en charge pour les télescopes *ChIo-Si* et *ChIo-CsI* (code 4), à l'avant et arrière de la matrice *INDRA*. Les cases des histogrammes sont normalisées au nombre d'événements. Pour le gaz 1, run 6900, et pour le gaz 2, run 7503 (système $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ à 45 A MeV).

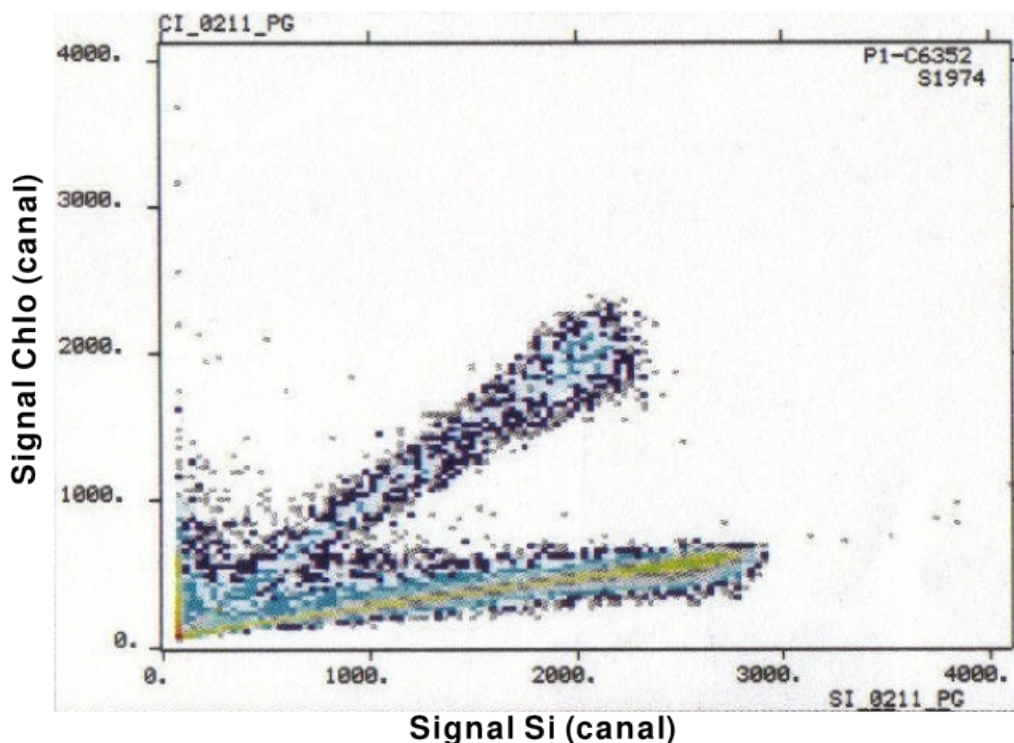


FIGURE 1.19 – Carte brute ChIo-Si, campagne 5 couronne 2, module 11

obtenue avec le premier et le second gaz est observé à partir de $Z \simeq 24$. Puisque la statistique est très faible pour ces fragments, il n'est pas possible de conclure à un effet réel.

Toutefois, pour l'avant de la matrice, un effet est bien présent à partir d'une charge $Z \simeq 22$. Pour les charges au-delà de cette valeur, l'identification avec les ChIo-Si semble moins efficace. L'écart semble toutefois relativement faible et l'impact devrait demeurer marginal sur l'ensemble des événements.

L'effet *crocodile*

Ce problème fut répertorié pour la première fois dans la quatrième campagne d'INDRA, menée à GSI, sur les détecteurs des couronnes 2/3 qui furent remplacés au moment de l'expérience. Il doit son nom à l'aspect des spectres bruts obtenus directement de l'expérience. L'aspect exotique de ces cartes rappelle effectivement la mâchoire du crocodile, expliquant ainsi le nom tout aussi original. La figure 1.19 illustre clairement le phénomène observé.

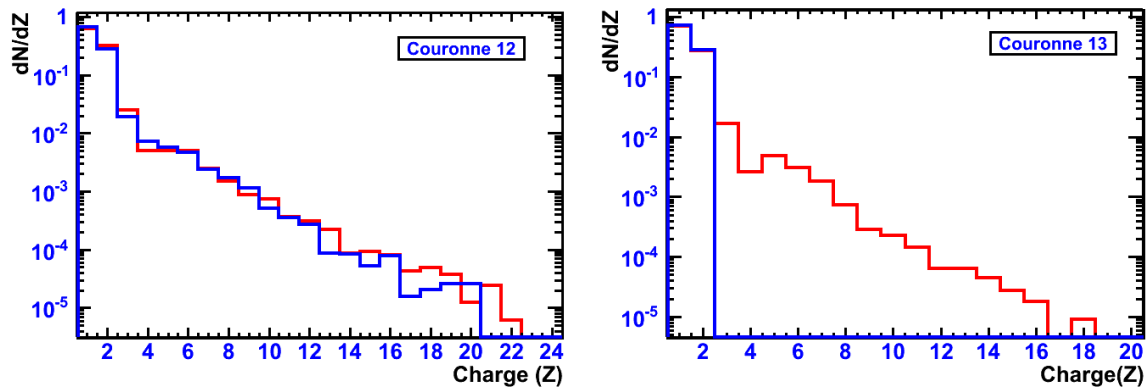
Couronnes	Plaquettes
2/3	1,3,5,11,13,15
4/5	11

TABLE 1.5 – *Modules présentant un effet crocodile.*

Cet effet problématique est présent sur plusieurs Si de 300 μm localisés sur les couronnes à l'avant de la matrice (couronnes 2 à 5 inclusivement) et se répercute dans les télescopes ChIo-Si. L'ensemble des détecteurs atteints par ce problème est résumé dans le tableau 1.5.

L'explication réside dans une fuite de signal provenant des détecteurs Si qui serait captée par les ChIo. Cette fuite serait due au fait que le capot en laiton qui recouvre les cartes-mères (sur lesquelles sont connectée les trois ou quatre préamplificateurs des plages d'une même plaquette silicium et celui de la ChIo) était en contact avec un ou plusieurs des préamplificateurs des siliciums. Le signal capté était transmis au préamplificateur de la ChIo par effet capacitif. L'effet est très difficile à éliminer, car même s'il n'est pas présent au montage (à l'air libre), il peut réapparaître sous vide à cause des vibrations dues aux pompes, par exemple. Le signal capté est ainsi très amplifié, cela en raison du rapport des gains des préamplificateurs. La présence de cet effet est parfois intermittente, il y a alors deux points de fonctionnement (d'où l'effet crocodile), et parfois continue.

Des tests devront être effectués dans le cadre des campagnes futures afin d'éviter d'autres problèmes de cette nature. Pour la cinquième campagne, les détecteurs problématiques ont tout simplement été supprimées de l'analyse pour les *runs* concernées. L'identification est alors supprimée sur les ChIo-Si, mais demeure possible sur les Si-CsI et CsI. Comme la distribution de ces détecteurs est relativement uniforme sur la matrice, l'effet est ainsi très négligeable.



(a) Couronne 12.

(b) Couronne 13.

FIGURE 1.20 – Distributions des charges sur les couronnes arrière. En rouge, la première campagne avec le système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$, en bleu, la cinquième campagne avec le système $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$. Les spectres sont normalisés au nombre d'événements.

1.3.6 Les télescopes ChIo-CsI(Tl)

L'identification dans les télescopes ChIo-CsI permet la caractérisation des produits chargés dans les couronnes arrière (10 à 17), jusqu'à des charges pouvant atteindre $Z=30$. Les figures 1.20 illustrent la capacité maximale d'identification en charge de ces télescopes, dans le cadre de deux campagnes différentes.

Dans le cadre de la $V^{\text{ième}}$ campagne, cette identification n'a pu être réalisée que sur les couronnes 10 à 12, puisque les couronnes 13 à 17 (il suffit de comparer les figures 1.20a et 1.20b pour observer l'absence de l'identification des fragments lourds à l'arrière) souffrent d'un problème de résolution sur les chambres à ionisation. L'identification est ainsi impossible à réaliser [Moi08] et les fragments possédant une charge supérieure à celle de l'hélium ($Z = 2$) sont rejetés.

L'implication d'une telle modification a été simulée sur les résultats de la $I^{\text{ière}}$ campagne afin d'obtenir une idée de son impact sur l'identification générale ainsi que sur la complétude des événements. Le cas 3 du tableau 1.4 démontre que l'implication est négligeable tant

du point de vue de l'ensemble des événements que des événements complets. En raison du

Coupure	Nombre événements	Nombre complets	%
-	62505	7994	12,79
tous Z	62505	5561	8,90
$Z \geq 6$	62505	6175	9,89
$Z \geq 11$	62505	7037	11,26
$Z \geq 16$	62505	7562	12,10

TABLE 1.6 – *Impact de la mauvaise identification sur les couronnes 10 à 12 inclusivement. Les coupures expriment les fragments qui ont été retirés de l'identification lors de l'analyse sur les données du système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 AMeV de la 1^{ère} campagne INDRA.*

problème du changement de gaz (tel que vu à la section §1.3.5) dans les chambres à ionisation, l'identification s'est donc avérée plus complexe. Ce problème est réglé, pour ces détecteurs, par l'utilisation de la fonctionnelle de Tassan-Got [LG02] qui peut être utilisée afin d'obtenir une grille d'identification valide pour des charges élevées. En effet, cette procédure permet d'extrapoler les grilles tracées pour les charges inférieures, où l'oeil et de la capacité humaine est en mesure d'observer des crêtes sur les spectres d'identification.

Sans la fonctionnelle, la qualité de l'identification des charges élevées ($Z \geq 15$ pour la couronne 10) dépend ainsi de l'oeil et la capacité à jouer avec les spectres de la personne qui a effectué les tracés sur les crêtes. Au-delà d'une certaine limite en charge, qui décroît avec les couronnes en raison de la diminution de la statistique, l'identification n'est donc plus fiable. L'impact d'une mauvaise identification est important sur le nombre d'événements complets, tel qu'observé dans le tableau 1.6. Sans une identification avec la fonctionnelle, l'analyse se retrouve donc privée de plusieurs événements complets si la limite en identification est inférieure à une charge $Z = 16$. L'ensemble des fragments détectés dans les ChIo-CsI(Tl) des couronnes 10 à 12 permet de reconstituer environ 30% des événements complets.

2

Le multidétecteur HERACLES

Le multidétecteur HERACLES (*HEavy-ions Reactions Array Characteristic for Light Excited Systems*) a été construit à la même période que son grand frère INDRA. Toutefois, ce multidétecteur est beaucoup plus simple, en raison de la taille et des moyens beaucoup plus modestes du groupe qui l'a élaboré. Connu sous le nom de CRL-Laval à l'origine, ce multidétecteur subira de nombreuses modifications au cours du temps. Conçu pour couvrir l'ensemble de la sphère de réaction¹, il ne possède que sept couronnes pour effectuer la détection des fragments chargés émis à l'avant de la réaction dans son édition 2001 (voir la figure 2.4). Cependant, en plus de la détection des particules chargées, il peut compter sur huit détecteurs à neutrons disposés autour de la chambre à réaction.

L'objectif de l'expérience HERACLES 2001 est d'évaluer la vitesse, la multiplicité et les températures apparentes des différentes sources d'émissions, tel que suggéré dans [Lar99]. Ces informations devraient permettre d'évaluer l'influence de l'asymétrie par des variations de l'isospin de la cible et du projectile sur la source de mi-rapidité.

Dans le cadre de cette thèse, une présentation des résultats obtenus avec l'expérience HERACLES 2001 est dressée. Les principaux éléments de ce chapitre sont la présentation de la matrice et des différents modules de détection, édition 2001 (section §2.1), la capacité

1. À l'origine, la matrice CRL-Laval était un détecteur 4π , comme INDRA

d'analyse du système ainsi que les méthodes d'analyse. Les résultats obtenus sont présentés dans la dernière section de ce chapitre §2.2.

2.1 Le multidétecteur : version 2001

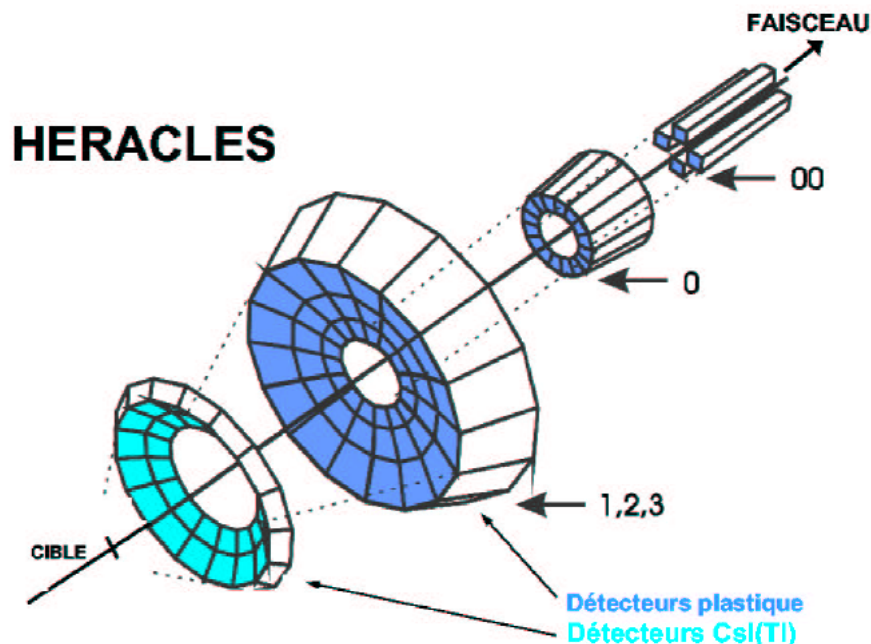


FIGURE 2.1 – Matrice HERACLES tel qu'utilisée pour la campagne 2001 à TAMU.

La matrice HERACLES dans la version utilisée à TAMU² (voir la figure 2.1) comprend sept couronnes disposées sur la sphère de détection autour de la cible et l'axe du faisceau. La couverture angulaire de la matrice est d'environ 1π de l'angle solide, à l'avant de la réaction (1.5° à 45°). Cette disposition convient pour la détection du quasi-projectile et des analyses associées à une source de mi-rapidité.

Les sept couronnes (00,0,1,2,3,4,5) sont classifiables en deux catégories de détecteurs. Les cinq premières couronnes (00 à 3) localisées à l'avant sont composées de scintillateurs plastiques utilisés en mode *phoswich*, tandis que les deux situées aux plus grands angles (4 et 5) sont essentiellement composées de scintillateurs mono-cristallins CsI(Tl) (voir le tableau

2. Cyclotron Institute de Texas A & M University.

Couronne	Type	$\Delta E(mm)$	E (cm)	$\theta_{min} (^\circ)$	$\theta_{max} (^\circ)$	nbr.
00	Plastique	0.16 ; 0.327 0.251 ; 0.228	30	1.5	3.3	4
0	Plastique	0.7	12	3.3	6.7	8
1	Plastique	0.7	12	6.7	10.6	16
2	Plastique	0.7	12	10.6	10.6	16
3	Plastique	0.7	12	16	24	16
4	CsI(Tl)		3.18	24	34	16
5	CsI(Tl)		3.18	34	46	16
détecteurs n.	BC501A		12.7	0	0	8

TABLE 2.1 – *Caractéristiques de la matrice HERACLES 2001 pour la détection des particules chargées. L'ensemble des détecteurs sont recouverts d'une feuille de mylar aluminisé de $0.2\mu m$. La colle utilisée est de bicron, BC-600 (100 parts de résine pour 28 parts de durcisseur). Les détecteurs à neutrons sont disposés dans le plan du faisceau, aux angles de 45° à 150° , par intervalles de 15° .*

2.1). Contrairement à INDRA, les détecteurs de la matrice HERACLES sont indivisibles et ne comprennent qu'un seul étage, ou méthode d'identification.

Les détecteurs à neutrons sont disposés à l'extérieur de la chambre à réactions, dans le plan de l'axe du faisceau (Z-X). Composés d'un scintillateur organique liquide (BC501A), ils sont en mesure de détecter les neutrons et les rayons γ^3 afin d'obtenir la vitesse, la multiplicité et la température apparente d'une source d'émission.

L'ensemble des caractéristiques des détecteurs utilisés dans le cadre de la campagne 2001 est présenté dans le tableau 2.1.

3. Les γ sont discriminés au moment de l'analyse.

2.1.1 Les détecteurs plastiques

Les détecteurs plastiques utilisés dans la matrice HERACLES sont composés d'un plastique rapide (BC408) et d'un plastique lent (BC444). Ce montage permet d'utiliser la méthode d'identification $\Delta E - E$, dans le cas où un fragment passe à travers la couche rapide pour s'arrêter dans le plastique lent. Cette méthode bien connue est utilisée depuis les années 1960, dans de nombreuses expériences, comme par exemple les trois premières campagnes d'INDRA. Cependant, la résolution faible de ces détecteurs ne permet que l'identification en charge.

Un autre problème est le seuil élevé (par rapport à d'autres méthodes plus modernes) d'identification. Effectivement, comme les fragments doivent traverser une épaisseur non négligeable de plastique avant d'atteindre la deuxième couche, les fragments doivent posséder une énergie cinétique suffisante pour y parvenir. Le comportement des fragments chargés à travers la matière est décrit par la formule de Bethe-Bloch (voir équation 1.1).

Ainsi, cette méthode tend à disparaître du domaine de la recherche nucléaire des ions lourds. Par exemple, les *phoswichs* du multidétecteur INDRA furent remplacés pour la quatrième campagne d'expérience en 2001. Cette méthode demeure cependant un moyen relativement économique pour identifier des fragments chargés.

La couronne 00

Cette couronne composée de seulement quatre détecteurs est située aux angles inférieurs, à l'intérieur de l'angle de *grazing* du faisceau. Ainsi, elle doit supporter un taux de comptage supérieur à l'ensemble de la matrice, car les détecteurs sont disposés dans la trajectoire des projectiles subissant une collision élastique. Dans le cas de systèmes très asymétriques, avec une cible lourde et un projectile léger, aux énergies intermédiaires, le nombre de collisions élastiques est très important. Ceci a pour conséquence d'entraîner le phénomène de double comptage⁴, lorsque le système d'acquisition ne parvient plus à gérer le flux trop important

4. Plus de deux particules dans le même détecteur au même instant.

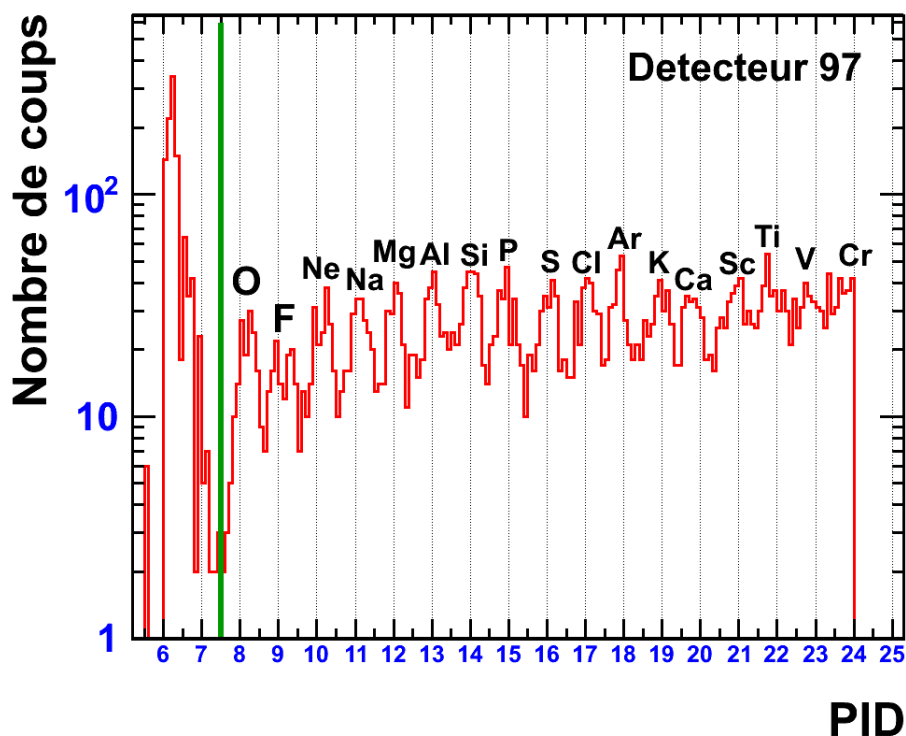


FIGURE 2.2 – Distribution du PID en fonction de la charge pour un détecteur de la couronne 00. Le système analysé est $Kr+Ta$ à 50 AMeV. La ligne verte indique la limite inférieure d'identification en charge ($Z=8$) pour cette couronne.

d'information. Le nombre de détecteurs à cet angle a été limité à quatre détecteurs.

Il s'agit de détecteurs *phoswichs*, pouvant identifier les fragments chargés en utilisant la composante de lumière provenant d'une première couche mince de plastique rapide et une seconde couche très épaisse de plastique lent. Contrairement aux autres *phoswichs* utilisés dans la matrice HERACLES, l'épaisseur de la couche ΔE est différente pour les détecteurs d'une même couronne.

Ces détecteurs permettent d'identifier les fragments lourds jusqu'au chrome ($Z=24$), tel qu'observé sur le graphique 2.2. En conséquence, le plus lourd des projectiles utilisés (^{78}Kr) dans cette campagne d'expériences ne peut être identifié par les détecteurs de cette couronne.

Toutefois, en raison du gain très faible que nécessitent les PM pour identifier les fragments plus lourds, les fragments avec une charge inférieure à celle de l'oxygène ($Z=8$) n'ont pu être identifiés. Il s'agit d'une décision arbitraire entre l'identification de fragments lourds ou celle des fragments plus légers.

La couronne 0

La couronne 0 est composée de huit détecteurs situés à des faibles angles (de 3.3° à 6.7°). Il s'agit de détecteurs plastiques pouvant caractériser les fragments à l'aide de la méthode $\Delta E - E$. La calibration de ces détecteurs n'a pu être réalisée à cause de leur mauvaise résolution. Malgré plusieurs tentatives, aucune récupération n'a pu être possible [Moi04].

Les couronnes 1-2-3

Composées de seize détecteurs chacune, les couronnes 1-2-3 couvrent les angles intermédiaires, de 6.7° à 24° . Ces détecteurs permettent l'identification et la caractérisation des fragments de l'hydrogène au silicium ($Z=14$), à l'aide de la méthode $\Delta E - E$. Un exemple de la capacité d'identification est donné par la figure 2.3, où les fragments jusqu'au silicium sont identifiés par le détecteur 17 de la couronne 1.

2.1.2 Les couronnes 4-5 : détecteurs CsI(Tl)

Les détecteurs des couronnes 4 et 5 sont constitués de mono-cristaux d'iodure de césium dopés au thallium (CsI(Tl)). L'identification des particules chargées est réalisée par la méthode Rapide-Lente (R-L), telle que discutée au chapitre §1.3.3. Cette méthode permet d'identifier les isotopes de l'hydrogène et de l'hélium ($Z = 1, 2$), les fragments plus lourds ne pouvant être correctement identifiés.

En raison d'une absence de points de calibration présents dans les CsI(Tl), la calibration en énergie a été réalisée grâce à une simulation SMM [Bon95], avec le code DIT [Tan01] pour simuler la voie d'entrée [Moi04].

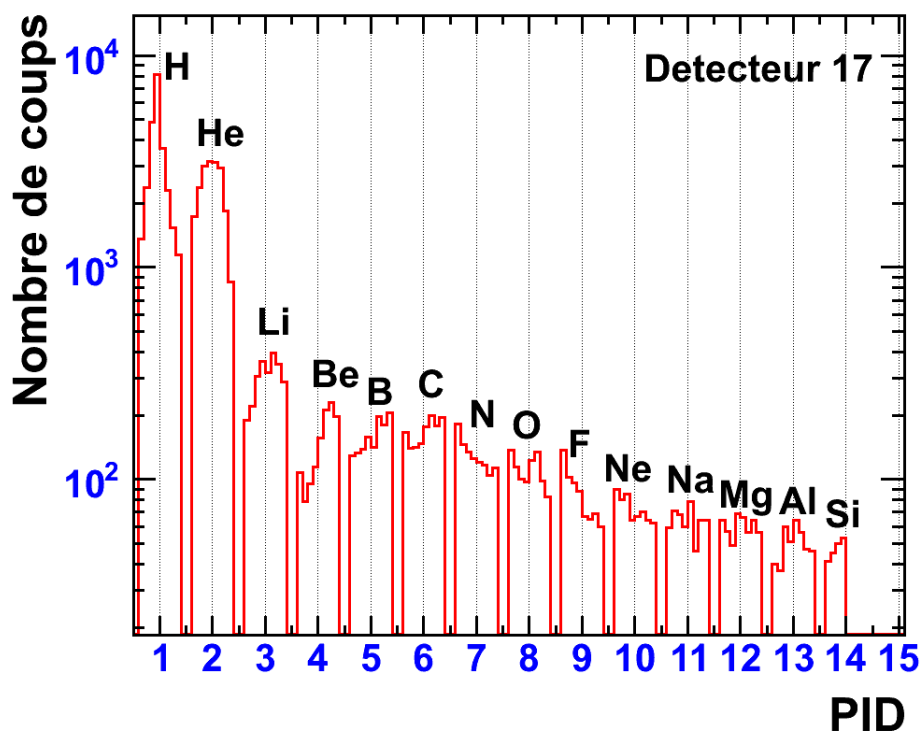


FIGURE 2.3 – Distribution du PID en fonction de la charge pour un détecteur de la couronne 1. Le système analysé est Kr+Ta à 50 AMeV.

2.1.3 Les détecteurs à neutrons

Les huit détecteurs à neutrons sont disposés à 150 cm de la cible, à l'extérieur de la chambre à réactions qui possède un rayon de 92.7 cm. La mesure du temps de vol est réalisée, ce qui permet d'obtenir l'énergie de chaque neutron détecté. Le bruit de fond est mesuré en positionnant un masque en acier devant chaque détecteur (en anglais *shadow bar*), en alternance afin d'effectuer une évaluation du fond pour chaque détecteur. En effet, une épaisseur d'acier de quelques centimètres⁵ est suffisante pour absorber ou dévier l'ensemble des neutrons émis dans les réactions produites sur la cible. Cette manipulation est réalisée pour chaque système étudié.

5. Le masque est formé par un cylindre d'une hauteur de 8" et d'un diamètre de 2" [Thé05].

Le scintillateur organique utilisé est manufacturé par Bicron. Il s'agit d'un scintillateur liquide dont l'utilisation est très répandue dans le domaine pour la détection des neutrons avec une énergie cinétique de quelques MeV, le BC-501A (composé organique $C_6H_4(CH_3)_2$), anciennement manufacturé sous le nom de NE213 [Mos94]. Le module possède une géométrie similaire à celle employée dans le cadre d'autres expériences étudiant les neutrons d'énergie $\sim (1 - 100)$ MeV [Tan06, Col96]. Un des problèmes majeurs dans la détection des neutrons est l'évaluation de l'efficacité de détection du détecteur utilisé. Cette difficulté provient de la nature même de la particule à identifier, puisqu'il n'existe pas de méthode "directe"⁶ de détecter les neutrons. Les méthodes utilisées sont essentiellement basées sur la collision élastique du neutron avec une particule chargée contenue dans le scintillateur. La particule chargée qui reçoit ainsi une partie de l'énergie cinétique du neutron pourra interagir avec le reste du milieu afin de produire une émission lumineuse qui pourra être captée par un photomultiplicateur. Par exemple, la réponse (E_r en MeVee⁷) aux protons (dans le liquide scintillateur BC-501A) est donnée par (2.1). E_p est l'énergie des protons.

$$E_r = 0.83E_p - 282[1 - e^{-0.25E_p^{0.93}}]. \quad (2.1)$$

Correction pour le fond

Afin de corriger les spectres pour tenir compte du bruit de fond, la méthode GFMC (pour "Gestion du Fond Monte-Carlo") a été développée. Cette méthode consiste à évaluer la probabilité que le neutron soit un événement provenant du bruit de fond ou qu'il provienne de la réaction comme telle. Un neutron auquel est attribué une origine associée au fond est alors étiqueté comme tel et est aussitôt retiré de l'analyse en cours. Cependant, si le tirage est refait, le neutron perd cette étiquette et peut alors recevoir l'une ou l'autre des étiquettes disponibles (fond ou expérience), selon le résultat du nouveau tirage.

6. Le neutron est une particule neutre au point de vue électromagnétique. Il n'est donc détecté que par sa réaction avec une autre particule chargée, principalement des protons. Sa probabilité de détection est donc fonction de sa section efficace de ces réactions.

7. *MeV Electron Equivalent*

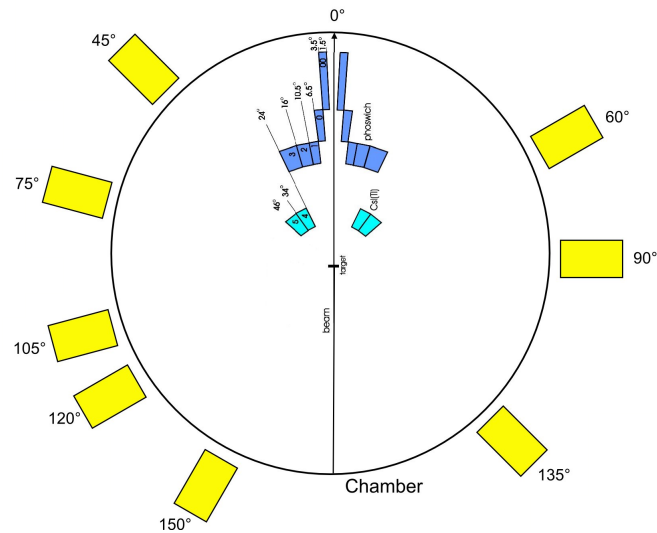


FIGURE 2.4 – *Disposition des détecteurs à neutrons autour de la chambre à réaction et positionnement du multidétecteur HERACLES à l’intérieur de cette chambre lors de la campagne 2001 à TAMU.*

Pour réaliser cette correction, il faut avoir une série d’événements avec le masque et une autre sans ce masque. La distribution en temps de vol (canal) des neutrons sert de référence. La densité de probabilité est alors évaluée pour chacune des distributions à l’aide d’une distribution Landau :

$$p(x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{xs+s \log s} ds, \quad (2.2)$$

grâce au logiciel ROOT et aux algorithmes de minimisation MINUIT. La variable s équivaut à $s = (x - x_0)/\sigma$. La distribution brute $p_b(x)$ et la distribution du bruit de fond $p_f(x)$ sont obtenues.

Avec ces distributions, il est alors possible de connaître la probabilité qu’un neutron provienne du bruit de fond ou de l’expérience comme telle. À chaque analyse, un tirage aléatoire uniforme entre 0 et 1 est alors réalisé, permettant de déterminer la nature de sa source. Le résultat est présenté dans la figure 2.5, pour un détecteur de la matrice HERACLES.

Cette méthode s’avère nettement plus efficace et simple à utiliser que tout simplement

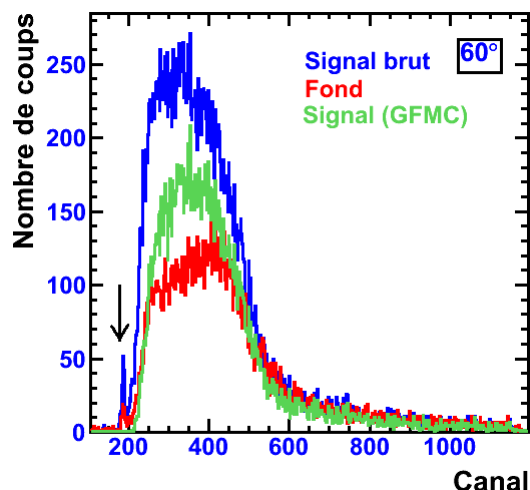


FIGURE 2.5 – Distribution du temps de vol (en canal) des neutrons détectés à 60° . La distribution en bleu est le résultat brut obtenu sans le masque, la distribution en rouge est celle obtenue avec un masque et celle en vert est correspond à la distribution sans le masque à laquelle le bruit de fond a été soustrait par la méthode GFMC. La flèche indique le pic γ .

soustraire les spectres. Une comparaison est réalisée sur la figure 2.6. La distribution GFMC présentée démontre qu'il n'y a aucune valeur négative comparativement à une soustraction⁸. De plus, le pic gamma n'est pas présent puisqu'il ne peut être reproduit par une distribution Landau. Ces caractéristiques rendent l'approche GFMC beaucoup plus intéressante à utiliser.

Mesure de l'efficacité

Les neutrons sont des particules interagissant peu avec la matière, ainsi, l'efficacité de détection des modules utilisés pour les identifier sera faible comparativement à des détecteurs de particules chargées. L'évaluation de cette valeur devient alors un point critique pour réaliser des analyses. L'efficacité a été déterminée à l'aide de méthodes Monte-Carlo avec le programme de simulation Monte-Carlo GEANT4 [Col03] en tenant compte des diverses sections efficaces de réaction, de la géométrie des détecteurs, de l'absorption par les parois de la chambre à réactions et de la réponse en lumière des particules chargées comme les

8. Dans le cas où la méthode de soustraction est retenue, il est alors nécessaire de donner une valeur nulle aux cases à valeur négative.

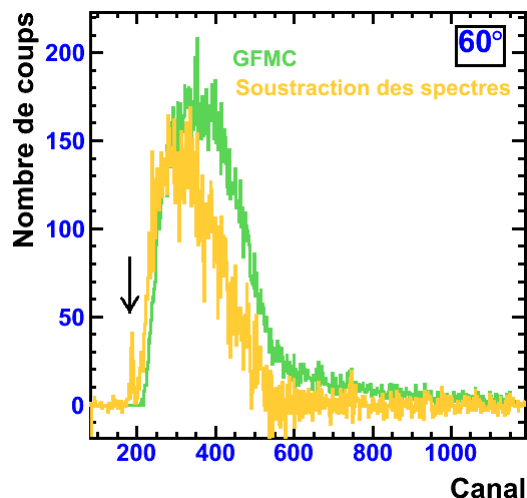


FIGURE 2.6 – Distribution du temps de vol (en canal) des neutrons détectés à 60° . La distribution en vert correspond à la distribution sans le masque à laquelle le bruit de fond a été soustrait par la méthode GFMC (voir figure 2.5) et celle en jaune à la soustraction simple (canal par canal) des deux spectres. La flèche indique le pic γ .

protons et les α [GM06]. Les résultats de ces simulations ont été comparés aux données expérimentales de Nakao [Nak95], qui utilise un montage similaire à celui des expériences HERACLES [GM06, Thé05].

La comparaison entre expérience et simulation telle qu'effectuée sur la figure 2.7 démontre qu'il est possible de se fier à ces résultats pour établir une valeur de l'efficacité de détection pour ces détecteurs à neutrons, dans le cadre d'une expérience où l'énergie moyenne des neutrons est comprise entre 1 et 10 MeV. L'accord entre les simulations et les valeurs expérimentales est cependant moins bon entre 15 et 50 AMeV, mais demeure dans un écart absolu maximal d'efficacité de 5%. L'utilisation de ce code pour des neutrons plus énergétiques que ceux étudiés avec HERACLES n'est pas recommandée.

2.1.4 Le logiciel d'analyse 2009

En 2001, en prévision d'une analyse future, L.Gingras modifia le code utilisé lors de la campagne 1999 d'HERACLES pour la nouvelle matrice. Ce code fut programmé en C, utili-

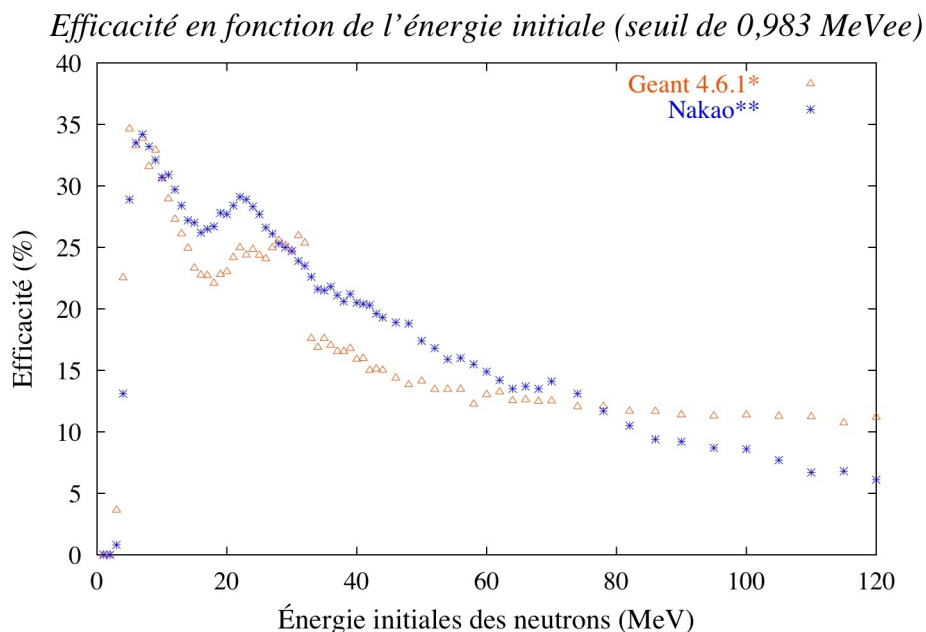


FIGURE 2.7 – *Efficacités simulées avec GEANT4 [Col03] comparées aux résultats expérimentaux publiés par Nakao [Nak95] pour un détecteur possédant un seuil d'identification de 0.983 MeVee. Chaque point possède une largeur de 1 MeV et dans le cas de la simulation, possède une statistique de 10 000 essais.*

sant PAW comme logiciel d'analyse (FORTRAN).

PAW n'est plus supporté par le CERN et contient beaucoup moins d'outils d'analyse que son successeur ROOT. Ainsi, le système d'analyse des données (identification, calibration, traitement des données) a été réécrit en C++ par l'auteur de cette thèse pour pouvoir l'adapter avec ROOT.

2.1.5 Les systèmes de la campagne 2001

Les différents systèmes étudiés lors de la campagne d'expériences 2001 à TAMU sont présentés dans le tableau 2.2. Il était prévu d'avoir le système $^{78}\text{Kr} + ^{\text{nat}}\text{Ni}$, mais cette partie ne fut pas réalisée lors de l'expérience en 2001.

Systeme	Énergie (AMeV)	Multiplicité(s) <i>trigger</i>	Nombre événements
$^{36}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ni}$	35	1	332276
		6	9149613
	50	1	5179236
		3	36451346
		6	1437559
$^{36}\text{Ar} + ^{181}\text{Ta}$	35	1	427649
		3	4851525
		6	9740485
	50	1	2284468
		3	30926558
		6	1605691
$^{78}\text{Kr} + ^{181}\text{Ta}$	40	1	5558805
		3	29961889

TABLE 2.2 – *Systèmes étudiés lors de la campagne HERACLES 2001 à TAMU. Les cibles de nickel et de tantale possèdent une épaisseur de 5 mg/cm². Il s'agit du nombre d'événements bruts, sans aucune sélection autre que celle sur le trigger.*

Un des problèmes importants à considérer dans l'analyse est l'absence de plusieurs détecteurs sur la matrice HERACLES. Pour avoir une meilleure idée, il suffit de regarder la figure 2.8. Au total, 30 détecteurs sont totalement absents de l'analyse, soit pratiquement le tiers des détecteurs (96 détecteurs de particules chargées).

2.2 L'état de l'analyse

La calibration en énergie a été implémentée pour l'ensemble des détecteurs. La vitesse parallèle au faisceau (V_{\parallel} en unité de c) des fragments jusqu'à une charge $Z = 4$ (béryllium) est donnée dans les graphiques 2.9. Les distributions ne montrent aucun problème majeur au

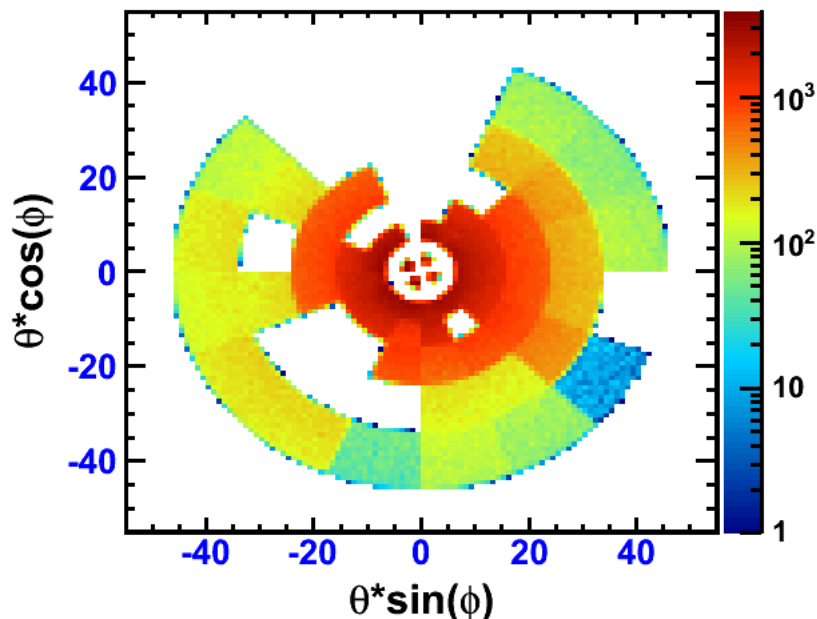


FIGURE 2.8 – *Distribution des détecteurs de particules chargées sur HERACLES. Le système utilisé est Ar+Ta à 35 AMeV.*

niveau de la calibration des fragments avec une charge $Z \leq 4$.

Pour les neutrons, l'identification, la calibration et la détermination du fond sont (au moment d'écrire ces lignes) complétées pour l'ensemble des systèmes. Les calculs de l'efficacité ne sont pas terminés en raison des temps de calculs nécessaires. Plusieurs tentatives d'optimisation sont en cours et les résultats seront publiés par M. Boisjoli [Boi10].

Le graphique 2.10 présente le spectre en énergie des neutrons, pour deux détecteur situés l'un à l'avant (60°) et l'autre à l'arrière (150°). Il y a moins de neutrons détectés à l'arrière et l'énergie moyenne des neutrons est plus faible.

Finalement, la capacité d'analyse réalisable avec la matrice peut être résumée dans le graphique 2.11. Sur ce graphique, le quasi-projectile est identifiable à $Z = 18$. Il semble y avoir aussi plusieurs événements dont l'impulsion totale est trop importante. Dans le cas présenté sur la figure 2.11, ils représentent 0,83% de l'ensemble des événements. Ces événements peuvent être constitués de fragments trop énergétiques. Conséquemment, ils doivent être re-

tirés de l'analyse.

2.3 Discussion

L'état de l'analyse présentée à la section précédente (§2.2) démontre la capacité de production de résultats d'HERACLES. Comparée à un multidétecteur 4π complexe comme INDRA, les analyses sont plus limitées. En effet, il n'est pas possible de réaliser une sélection en forme sur les événements, par exemple, et extraire les collisions plus centrales devient alors une tâche beaucoup plus complexe [Gin01], mais pas impossible. Cependant, tel n'a jamais été le but et dans le cadre d'une analyse de la mi-rapidité, HERACLES est un outil approprié [Thé05].

L'avantage d'un montage comme HERACLES est la flexibilité qu'il permet d'obtenir. Par exemple, l'ajout des détecteurs à neutrons permet d'obtenir une analyse qui n'est pas possible avec INDRA. Désormais, grâce au développement réalisé sur le logiciel d'analyse et les corrections apportées aux données de la campagne 2001 d'HERACLES, il sera possible de caractériser une source d'émission de mi-rapidité. Les résultats sont attendus dans une analyse en cours [Boi10].

Le nouvel outil d'analyse développé s'avère puissant et son adaptation à la nouvelle campagne d'expériences HERACLES à TRIUMF en 2010-2011 est aisément réalisable. Certains détails doivent être ajustés, mais dans l'ensemble, cet outil est complet et fiable.

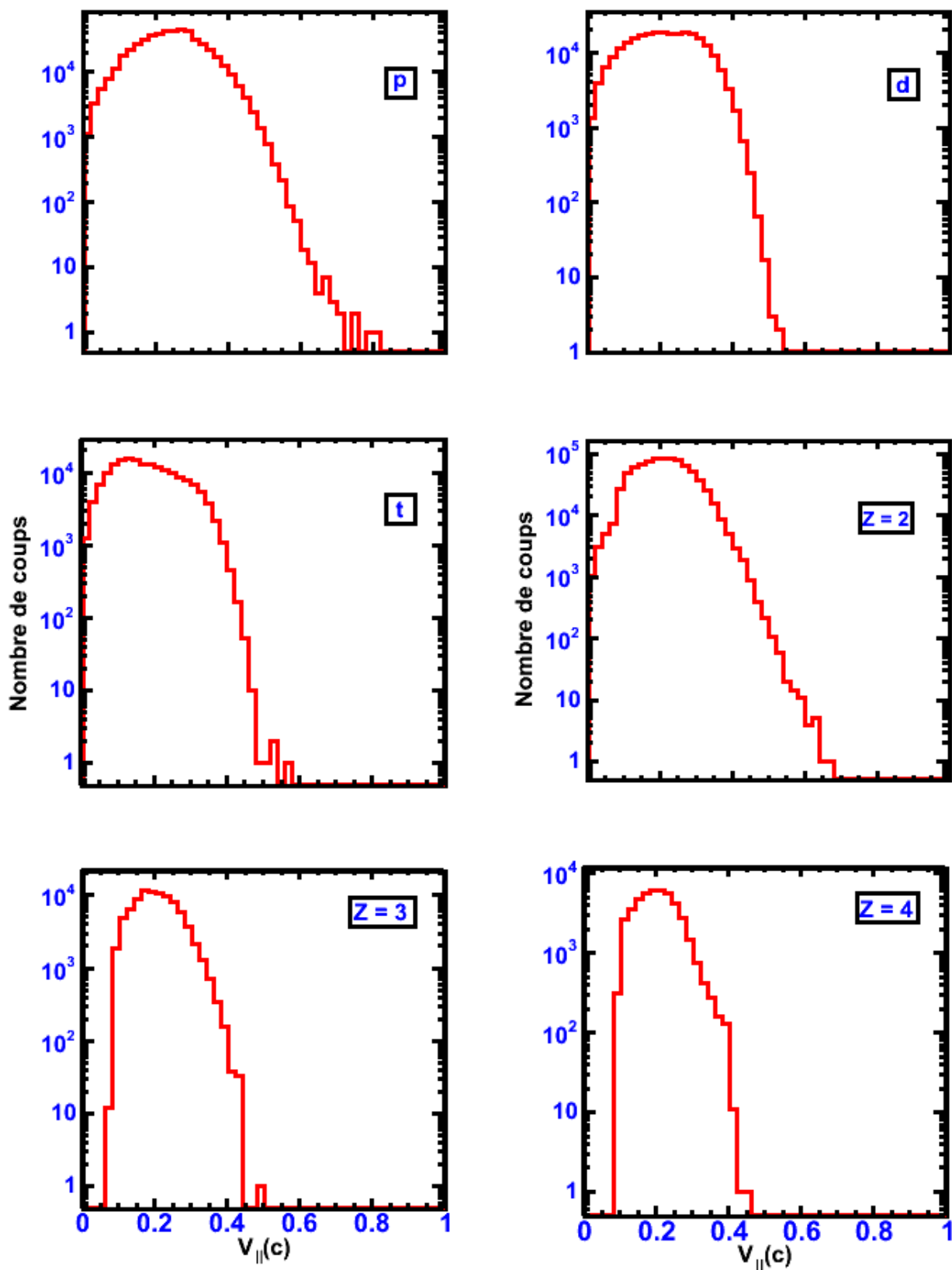


FIGURE 2.9 – Vitesse parallèle ($V_{||}$ en unité de c) pour les isotopes de l'hydrogène et les fragments $Z=2$ à 4 dans la réaction $Ar+Ta$ à 35 AMeV.

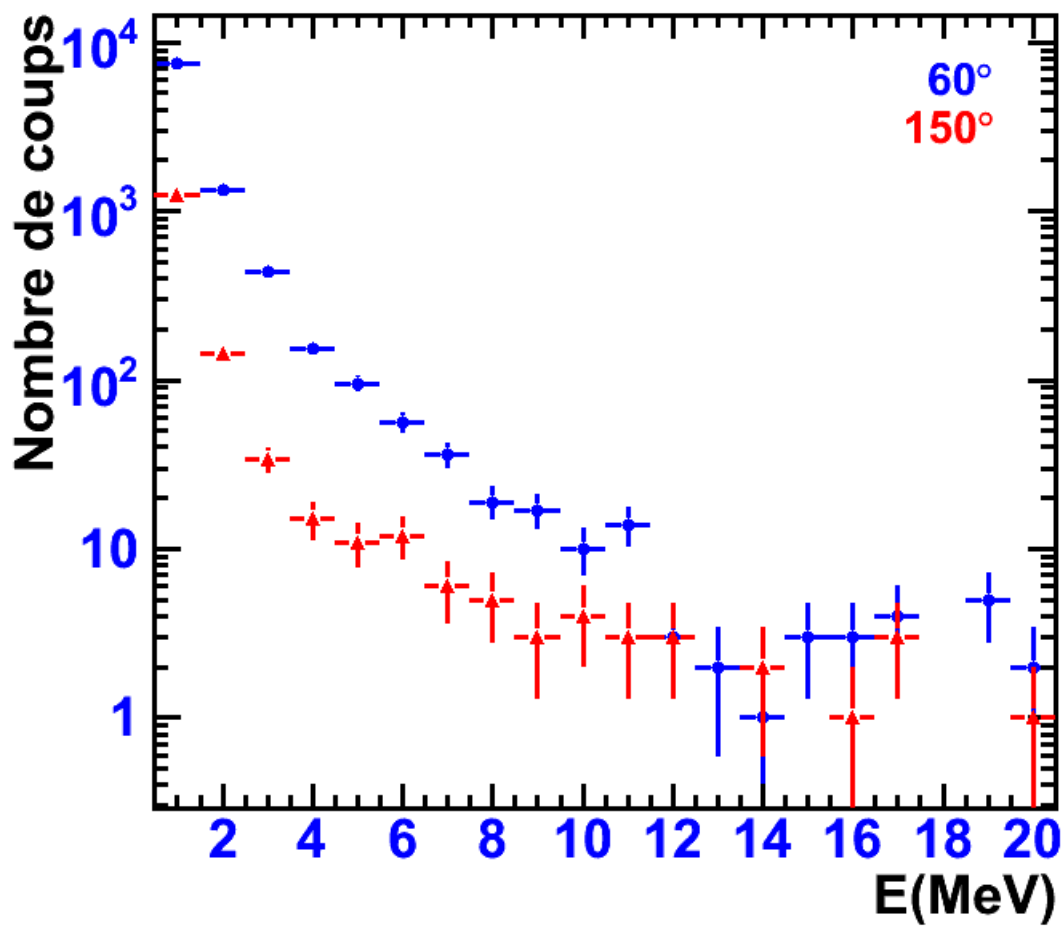


FIGURE 2.10 – Distributions des neutrons, à l'avant (60°) et l'arrière (150°) (voir la figure 2.4) pour le système Ar+Ta à 35 A MeV.

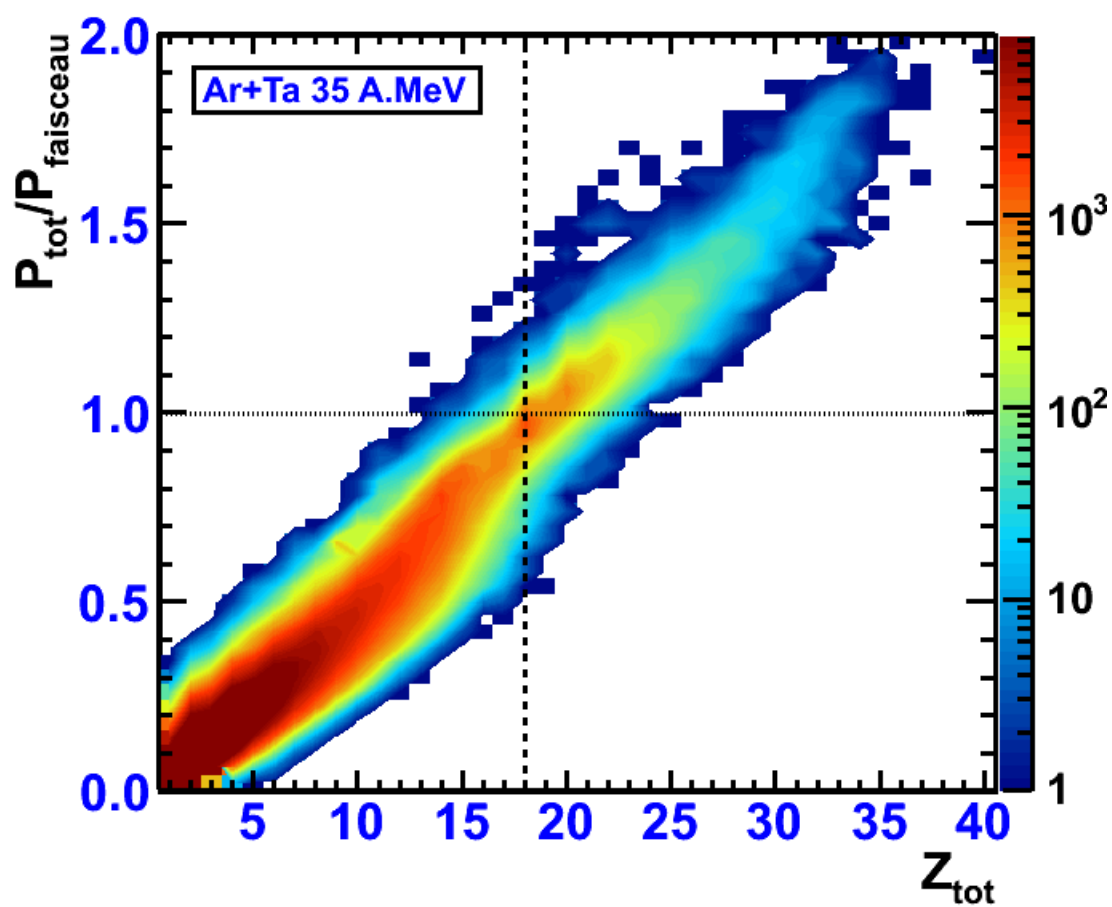


FIGURE 2.11 – Impulsion totale P_{tot} (normalisée à l'impulsion du faisceau $P_{faisceau}$) en fonction de la charge totale Z_{tot} dans la réaction Ar+Ta à 35 A.MeV. Le pointillé large indique la charge du faisceau ($Z=18$) et le pointillé fin, $P_{tot}/P_{faisceau} = 1$.

3

Caractérisation des systèmes $Xe + Sn$ à 32 et 45 AMeV étudiés avec INDRA

Au début des années 2000, l'équipe de l'IPN d'Orsay, plus particulièrement G. Tăbăcaru, travailla sur la mise en évidence expérimentale d'une décomposition spinodale à partir des données issues de la *I*^{ère} campagne d'expériences INDRA [T03, T00], grâce aux récents développements dans l'étude des corrélations en charge [Mor96, Dés02]. Ces travaux, portant essentiellement sur le système $^{129}Xe + ^{nat}Sn$, à des énergies de 25 à 50 AMeV, ont mis en évidence la présence de pics de corrélation dans la région ciblée. Toutefois, ils n'ont pu fournir de réponse définitive sur la signification du signal observé en raison d'un manque de statistique sur les campagnes menées. Suite à cette première série d'analyses, de nouvelles mesures furent planifiées dans le cadre de la *V*^{ième} campagne INDRA.

Le tableau [3.1] présente l'ensemble des systèmes étudiés dans le cadre de la présente thèse. Afin d'établir une comparaison et une évaluation de la qualité des données, les systèmes de la *I*^{ère} campagne, ont servi d'étalons pour la *V*^{ième} campagne. Cette nouvelle campagne d'expériences menées en 2001 a pour but, parmi ses différents objectifs, la recherche du signal de décomposition spinodale possiblement observé dans la première campagne. Dans cette nouvelle campagne, les expériences ont été réalisées avec une statistique beaucoup plus grande.

Toutefois, dans les études menées pour cette thèse, le système Xe+Sn de la première campagne a été analysé de nouveau afin d'obtenir, non seulement une base de comparaison pour la $V^{ième}$ campagne, mais également un système supplémentaire dans l'analyse sur l'influence de l'isospin dans les réactions aux énergies intermédiaires. Effectivement, le système $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ possède une masse moyenne située entre celle des systèmes pauvres ($^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$) et riche ($^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$) en neutrons, ce qui lui confère une place importante dans l'analyse de ces systèmes.

De plus, le logiciel de traitement des données [Fra] a subi des modifications substantielles¹, en passant d'un code essentiellement écrit en FORTRAN à un code rédigé en C++. Ces changements sont à l'origine de modifications mineures dans les statistiques des données analysées, avec un impact négligeable sur la physique [Riv06]. Ainsi, une nouvelle visite des corrélations en charge sur les données de la première campagne est de mise, en raison de la sensibilité de la méthode utilisée.

Finalement, ce chapitre traite des différentes sélections réalisées afin d'obtenir les événements souhaités pour l'analyse des corrélations en charge. La discussion est amorcée par la présentation des aspects théoriques de cette sélection et elle est suivie par l'application pratique de ces sélections sur les événements. La présentation des sélections effectuées, leurs implications et leurs conséquences sont alors dressées.

3.1 Sélection des événements de multifragmentation

Le processus de multifragmentation consiste en la cassure d'un système nucléaire en fragments qui ne retiennent pas de trace de leur identité d'origine. Ce processus agit dans un court laps de temps ($t < 10^{-21}$ seconde). Sur la distribution en charge des fragments, on ne devrait pas retrouver le quasi-projectile (QP) ou la quasi-cible (QC) puisque ces derniers sont sup-

1. Le passage de VEDA à KaliVeda est complet au niveau de la cinquième campagne. Cependant, toutes les campagnes précédentes ont été analysées avec l'ensemble de programmes VEDA.

3.1. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS DE MULTIFRAGMENTATION

	Système	$(N/Z)_{in}$	Énergie	Nb. Evts
<i>I</i> ^{ère} campagne		1.38	32	8 561 556
	$^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$	1.38	39	9 578 277
		1.38	45	10 798 234
<i>V</i> ^{ième} campagne	$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	1.5	32	90 651 990
		1.5	45	119 321 549
	$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	1.27	32	77 361 626
		2.27	45	67 481 731
	$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	1.38	32	33 531 821
		1.38	45	23 764 627
	$^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	1.38	32	35 443 613

TABLE 3.1 – *Systèmes analysés dans le cadre de l’étude des corrélations en charge, pour les première et cinquième campagnes d’INDRA. Le nombre d’événements (toutes multiplicités trigger confondues) est présenté, ainsi que le ratio neutron-proton de la voie d’entrée $(N/Z)_{in}$.*

posés avoir formé un système qui, suite à une émission rapide associée à des fragments de pré-équilibre² et à une thermalisation du système, évacue son énergie d’excitation par une cassure simultanée en plusieurs fragments de tailles variées.

3.1.1 Événements centraux, complets et compacts

La sélection d’un événement dit **central** découle de l’analyse théorique du paramètre d’impact b , tel qu’illustré sur la figure 3.1. Le paramètre d’impact est important car il permet de classer les réactions nucléaires : les collisions centrales sont associées à des petits paramètres d’impacts ($b \simeq 0 - 3\text{fm}$) et les collisions périphériques une valeur plus élevée. La valeur du paramètre d’impact est cependant très difficile à évaluer expérimentalement.

Les événements complets (les mieux détectés) sont des événements pour lesquels la

2. Les fragments de pré-équilibre sont émis avant que le système ne soit thermalisé.

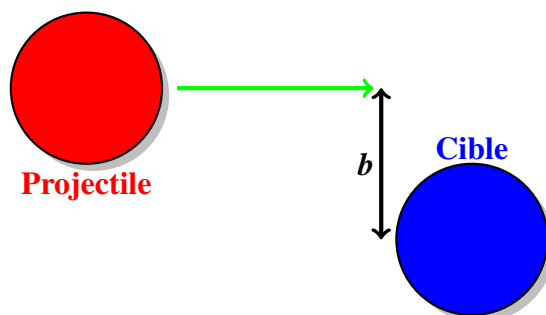


FIGURE 3.1 – Illustration du paramètre d'impact b .

charge totale impliquée dans la réaction est pratiquement toute identifiée (pour les systèmes Xe+Sn, la charge totale est 104). Le seuil de complétude est défini selon la valeur désirée pour l'analyse. Une sélection en complétude choisit nécessairement des événements plus centraux, car il faut que les résidus lents de la cible ou du système de quasi-fusion franchissent les seuils d'identification. Les réactions associées sont nécessairement plus dissipatives.

Finalement, les événements compacts ou de quasi-fusion font référence à des événements sur lesquels une analyse en forme de l'événement a été réalisée. L'angle de flot est la variable utilisée pour évaluer la topologie d'un événement. Ce sujet est discuté à la section suivante (§3.1.2).

3.1.2 Paramètre d'impact et analyse en forme

Afin d'effectuer la sélection de ces événements, il existe deux approches généralement employées [Dés00, Bor08] : la sélection en fonction d'un paramètre d'impact empirique b_{exp} et celle qui se base sur la topologie des événements à trier.

La sélection sur un paramètre d'impact empirique est une tentative de mesure de la violence de la réaction par différentes observables expérimentales, puisqu'il n'est pas possible de mesurer directement un b_{exp} . Cette valeur est cependant très intéressante à connaître puisqu'elle permet de classer facilement les différents types de réactions. Sa reconstruction est un point critique sur lequel plusieurs travaux ont porté depuis des années [Gin02, Gin01,

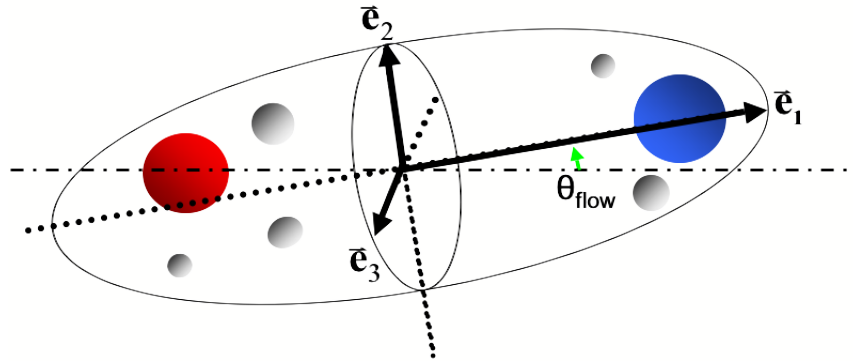


FIGURE 3.2 – Illustration graphique de la définition de l'angle de flot θ_{flow} .

Cav90], sans arriver à une conclusion définitive sur le sujet. Plusieurs variables mesurées expérimentalement peuvent servir à la construction de cette évaluation, telles que la multiplicité des produits chargés (fragments et particules chargées), la charge totale, la charge liée en fragments (Z_{bound}), etc.

L'autre type de sélection cherche à évaluer la forme de l'événement dans l'espace des vitesses. Ce type de sélection est particulièrement bien adapté à des ensembles de détection 4π comme INDRA en raison de la nécessité de reconstruire l'ensemble de l'événement afin de pouvoir conduire une analyse sur l'ensemble des événements. Une variable couramment utilisée, qui est celle de prédilection dans le cadre de la présente thèse, est l'angle de flot θ_{flow} [Bea96, Fra98]. Il s'agit de la mesure de l'angle entre la direction du faisceau et la direction principale du tenseur de flot Q_{ij} (équation 3.1), tel qu'illustré sur la figure 3.2. L'angle de flot permet d'évaluer l'orientation moyenne d'un événement dans l'espace des vitesses :

$$Q_{ij} = \sum_{n=1}^{M_f} \frac{p_n^i p_n^j}{2m_n}, \quad (3.1)$$

où p_n^i est la $i^{\text{ème}}$ composante cartésienne de l'impulsion du $n^{\text{ème}}$ fragment de l'événement et m_n sa masse. Du point de vue expérimental, seuls les fragments possédant une charge supérieure à celle du béryllium ($Z \geq 5$) sont considérés dans le calcul (multiplicité M_f). On ne considère pas les fragments légers car ils peuvent provenir d'autres processus tels que la désexcitation statistique et le pré-équilibre.

3.1. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS DE MULTIFRAGMENTATION

Les valeurs propres de ce tenseur sont définies comme :

$$\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3, \quad \text{où} \quad \sum_{i=1}^3 \lambda_i = 1, \quad (3.2)$$

ce qui permet de définir deux variables de caractérisation pour la forme des événements, soit la *sphéricité* S et la *coplanarité* C [Ran89].

$$S = \frac{3}{2}(1 - \lambda_1), \quad C = \frac{\sqrt{3}}{2}(\lambda_2 - \lambda_3). \quad (3.3)$$

Pour $S = 0$, les événements ont une forme très allongée, tandis que les événements sphériques auront une valeur de $S = 1$. Pour la coplanarité, la valeur maximale est de $\sqrt{3}/2$. Lorsque $C = S\sqrt{3}/3$ les événements sont complètement plats (une des valeurs propres est nulle, tous les vecteurs vitesse des fragments sont coplanaires).

Les vecteurs propres $((\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3))$ associés aux valeurs propres $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, tels que représentés dans la figure 3.2, permettent de définir un ellipsoïde caractéristique de l'événement, dans l'espace des impulsions. Il est alors possible de définir l'angle entre la direction du faisceau \vec{k} et l'axe principal de l'ellipsoïde caractéristique, soit l'angle de flot (θ_{flot}) :

$$\cos \theta_{flot} = \frac{\vec{e}_1 \cdot \vec{k}}{|\vec{e}_1| |\vec{k}|}. \quad (3.4)$$

L'angle de flot évalue la direction moyenne des émissions de l'ensemble des fragments après la collision.

Les événements de multifragmentation proviennent d'une source qui est supposée avoir perdu mémoire de la voie d'entrée. Cette notion implique qu'aucune configuration de sortie ne devrait être privilégiée. L'angle de flot devrait être distribué aléatoirement et la distribution devrait être uniforme. Cependant, en raison de la présence de collisions binaires, ce n'est pas le cas. Afin de supprimer ces collisions, on choisit une plage angulaire pour laquelle la distribution sera la plus uniforme possible.

Afin de sélectionner les événements de multifragmentation, un angle de flot supérieur à

3.1. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS DE MULTIFRAGMENTATION

60° est exigé pour des événements dits complets³. Cette valeur a été déterminée en analysant la distribution θ_{flot}^{cm} , dans le cadre d'analyses antérieures [Sal97, Fra98, Le 99]. Au-delà de cette valeur, la distribution devient uniforme, confirmant l'hypothèse d'émission à partir d'une source unique hautement thermalisée.

Cette approche est imparfaite puisque la sélection élimine des événements issus de collisions centrales présents aux faibles valeurs d'angle de flot. La figure 3.3 illustre clairement ce point. En effet, les événements avec de faibles valeurs d'angle de flots sont présents sur l'ensemble des régions du diagramme impulsion en fonction de la charge totale. Toutefois, on remarque que la sélection des grands angles de flot ($\theta_{flot} \geq 60^\circ$) élimine la présence d'événements binaires (événements avec une valeur de charge totale et d'impulsion autour de celles du faisceau, pour lesquels seuls les résidus du QP ont été détectés). Appliquée conjointement avec une sélection en charge, cette condition permet de sélectionner les collisions centrales dans les lots d'événements disponibles. Une analyse plus détaillée de cette sélection est apportée à la section §3.2 de ce chapitre.

Ces deux approches sont bien sûr extrêmement dépendantes du système de détection utilisé. La sélection en angle de flot requiert un lot d'événements complets plus important et un dispositif de détection 4π . Au contraire, une analyse du paramètre d'impact peut s'effectuer avec des systèmes plus restreints à l'aide de différentes variables, mais avec des résultats peut-être plus incertains. En conclusion, aucune méthode n'est parfaite, mais dans le cas qui nous intéresse, avec les données à notre disposition, il est possible d'utiliser la méthode du calcul de l'angle de flot. Il ne faut pas oublier que cette variable demeure étroitement liée au paramètre d'impact [Sch93]. La création de variables hybrides, où la mesure du paramètre d'impact est évaluée à l'aide de l'angle de flot est donc envisageable. Une étude sur les différentes méthodes et les différentes conséquences de chacune est réalisée dans la thèse de J.D. Frankland [Fra98]. Une méthode utilisant une analyse multivariante a aussi été proposée dans [Dés00] : une variable discriminante permet de séparer les événements mono-source et

3. La complétude est vérifiée par la somme de la charge totale détectée, soit $\sum Z_{lot} \geq 80$, pour le cas de Xe+Sn, dans le cadre de cette analyse.

3.1. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS DE MULTIFRAGMENTATION

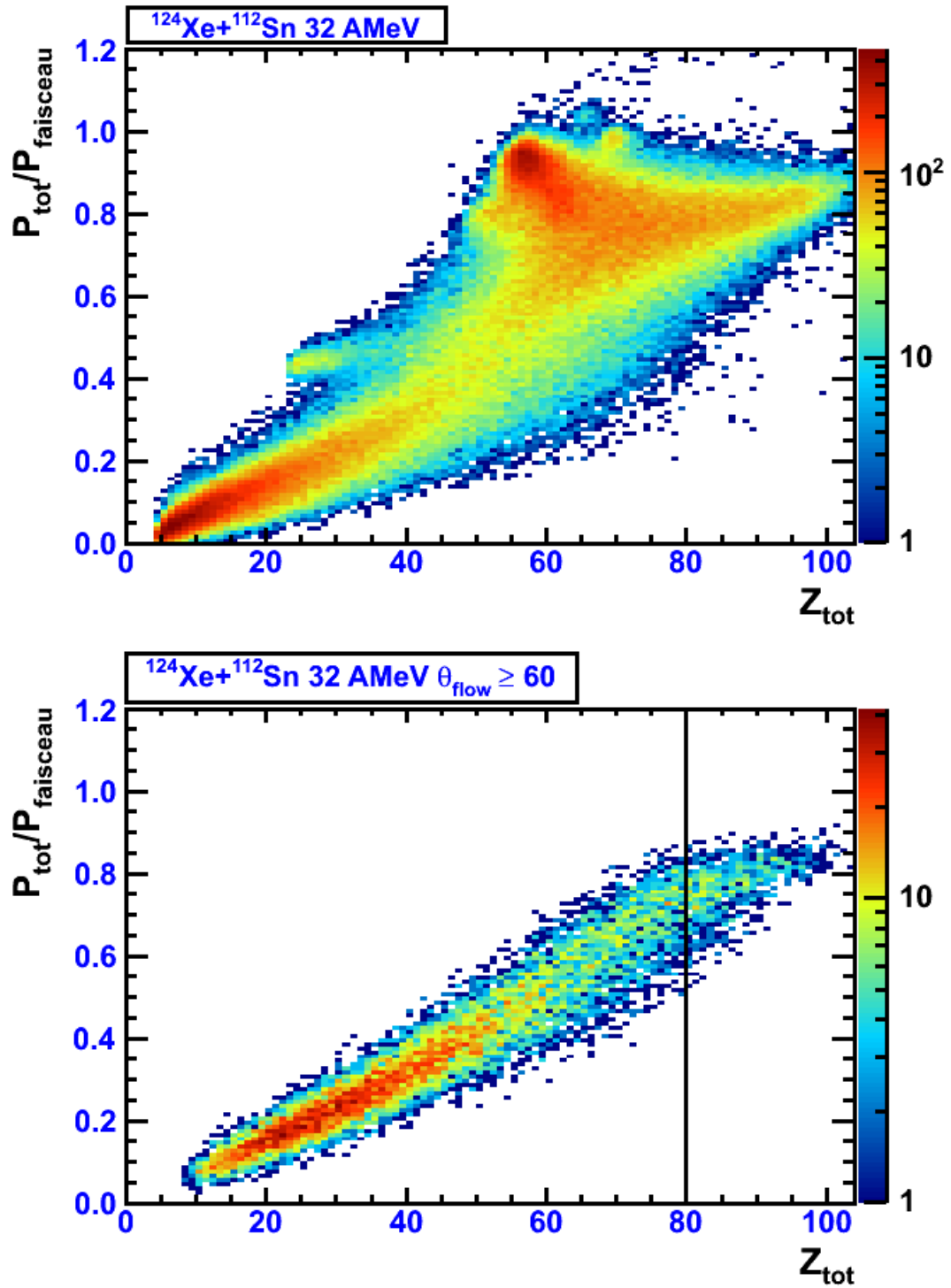


FIGURE 3.3 – Impulsion totale détectée par événement (divisée par l'impulsion totale du faisceau), dans le repère du laboratoire, en fonction de la charge totale détectée par événement. Les données sont issues de la cinquième campagne, du système $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 AMeV. La coupure en Z_{tot} est indiquée par le trait plein et la seconde coupure, en θ_{flow} , est présentée dans le second graphique.

multi-sources parmi les collisions centrales entre deux noyaux de nickel.

3.1.3 Coupures expérimentales

La sélection d'événements pertinents à l'analyse est une chose, mais s'assurer que les données analysées sont bel et bien des événements physiques d'une qualité irréprochable en est une autre. Une sélection trop sévère peut couper des événements d'apparence incongrue, mais qui recèlent des informations inédites sur des phénomènes atypiques. Et à l'inverse, trop peu de coupure laisse passer des événements provenant de problèmes répertoriés et conduit à une analyse erronée. Il est alors important de trouver le juste milieu entre l'excès de coupures et la considération de l'ensemble des événements sans contrainte.

L'ensemble des coupures effectuées dans le cadre des différentes analyses réalisées dans cette thèse est présenté dans le tableau [3.2]. Ces coupures permettent de trier les fragments fortuits et les événements contrefaits qui en découlent.

Coupure	Critère
Fragments	
Charge maximale détectée	$Z \leq 82$
Marqueur de temps	$80 \leq MT \leq 120$
Événements	
Charge totale	$Z_{tot} \leq 104$
Multiplicité <i>trigger</i>	$M_{trig} \geq 4$

TABLE 3.2 – *Les différentes coupures appliquées (critères d'acceptation) sur les fragments et les événements dans le cadre de la cinquième campagne.*

Charge maximale détectée

Le multidétecteur INDRA ne permet pas d'identifier des éléments très lourds directement. La limite imposée du plomb comme dernier élément détectable provient des premières campagnes où des systèmes plus massifs (Ta+Au,U+U, Gd+U, etc.) furent étudiés. De plus, l'erreur relative sur l'estimation de la charge détectée augmente avec la valeur de la charge. Ainsi, pour les fragments de faible charge, l'erreur est quasi nulle, tandis que dans le cas des fragments plus lourds que le projectile ($Z = 50$), il faut compter une à deux charges d'incertitude, selon le type d'identification.

Charge totale

Les systèmes étudiés possèdent tous une charge totale⁴ maximale de 104 (somme de la charge du xénon ($Z = 54$) et de l'étain ($Z = 50$)). Malgré une erreur de détection possible d'une charge ou deux sur l'ensemble des événements, la probabilité de détecter l'ensemble des fragments émis est relativement faible. Ainsi, si la charge totale détectée d'un événement est supérieure à celle du système ($Z_{tot} = 104$), il est plus probable qu'il s'agit d'un événement comprenant un fragment indigène⁵, malgré une sélection rigoureuse sur le marqueur de temps.

Marqueur de temps

Un marqueur de temps a comme signal de départ le discriminateur de chaque détecteur et comme signal d'arrêt le signal de validation du trigger. Il code sur 1024 canaux, avec une résolution de 10 ns par canal.

Une analyse de l'influence des marqueurs de temps (MT) a été réalisée par M.-F. Rivet et P. Marini [Mar, Mar09]. La sélection du marqueur de temps permet d'identifier les particules et fragments provenant d'un même groupement du faisceau. L'intensité utilisée au cours de l'expérience peut venir influencer ce paramètre. Lorsque le taux d'acquisition est

4. Définie comme $Z_{tot} = \sum_{i=1}^{M_{tot}} Z_i$, où chaque i est un fragment.

5. Un fragment indigène est un fragment provenant d'une collision antérieure ou postérieure à celle actuellement analysée.

3.1. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS DE MULTIFRAGMENTATION

élevé par rapport aux normes du détecteur utilisé, il est possible que les fragments détectés ne proviennent pas tous du même groupe de faisceau et ne possèdent donc pas tous le même marqueur de temps. En sélectionnant un marqueur de temps entre les canaux 80 et 120, la contamination par des fragments fantômes est par conséquent réduite de manière acceptable.

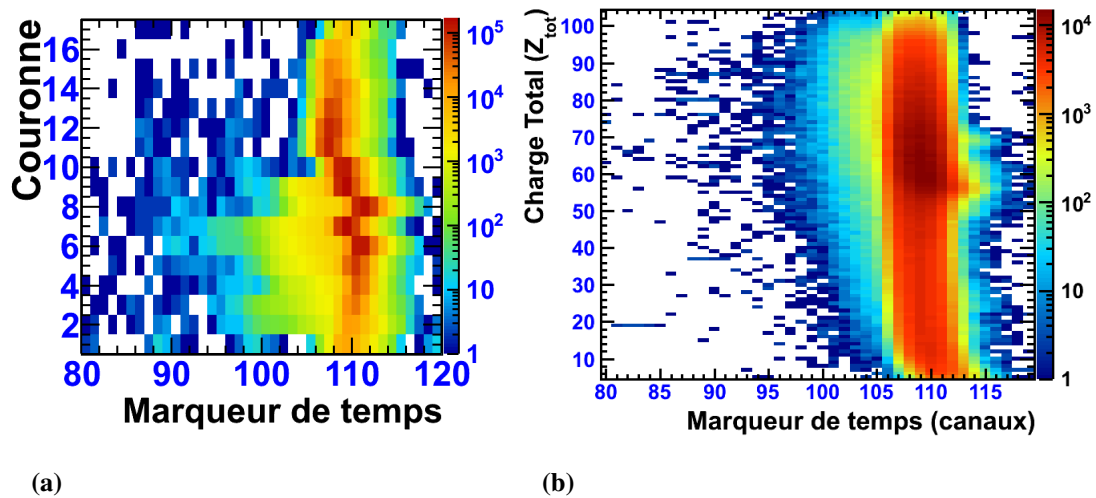


FIGURE 3.4 – Répartition de la valeur du marqueur de temps (en canal) sur les différentes couronnes 3.4a et en fonction de la charge totale Z_{tot} de l'événement à laquelle le fragment est associé 3.4b. Il s'agit du système $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$ à 32 AMeV (cinquième campagne), run 6020.

En analysant la figure 3.4a, il est évident qu'une sélection plus serrée est envisageable. Cependant, une telle sélection peut limiter le nombre d'événements considérés dans l'analyse globale. La charge totale Z_{tot} de l'événement à laquelle le fragment est associé en fonction du marqueur de temps est tracé sur la figure 3.4b. La sélection originale de $80 \leq MT \leq 120$ (canaux) a été conservée, afin d'éviter de supprimer des événements complets ($Z_{tot} \geq 80$) du lot sélectionné.

Multiplicité *trigger*

Afin de faire un premier tri sur les données au moment de l'expérience, INDRA possède un déclencheur, ou *trigger* en anglais, qui permet de sélectionner les événements ayant pro-

3.2. LA SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS COMPACTS ET SON IMPACT SUR LES DONNÉES

duit un signal dans un nombre pré-sélectionné de détecteurs (M_{trig}) [Fra98]. Cette valeur peut être comprise entre 0 et 15 et réglée pour l'ensemble des couronnes (1-17), ou des groupes de couronnes (par exemple, les couronnes 2 à 6 uniquement).

Plusieurs types d'événements peuvent ainsi être rejetés afin de diminuer sensiblement la taille du fichier à analyser. En effet, certains types de réactions très périphériques, tels que les diffusions élastiques, produisent des événements avec une grande section efficace et une faible multiplicité focalisés vers l'avant du faisceau.

Quelques mesures sont réalisées avec $M_{trig} \geq 1$, afin d'avoir une référence avec le minimum de biais. La valeur de M_{trig} choisie ensuite pour l'essentiel des mesures varie selon les systèmes étudiés et augmente avec la masse du système. Dans le cadre des systèmes Xe+Sn, elle a été fixée à $M_{trig} \geq 4$. Lors de l'analyse, afin d'assurer une efficacité de détection identique quelle que soit la multiplicité, il convient de ne garder que les événements pour lesquels la multiplicité de produits chargés identifiés est au moins égale à M_{trig} . Cela peut être vérifié en divisant les spectres de multiplicité obtenus avec les deux conditions de *trigger* : on doit obtenir une valeur constante sur l'ensemble du spectre.

3.2 La sélection des événements compacts et son impact sur les données

Comme mentionné dans la section précédente, la sélection des événements de multifragmentation est imparfaite, peu importe la méthode utilisée. La présente section a pour objectif de démontrer la qualité et la fiabilité de la sélection sur l'angle de flot (θ_{flot}^{cm}). Effectivement, comme les événements sélectionnés sont supposés être issus d'un processus de multifragmentation, ils devraient posséder des caractéristiques propres à de tels événements. Différentes variables expérimentales sont donc analysées avec pour objectif de confirmer l'hypothèse que nous obtenons effectivement un ensemble d'événements ayant subi un processus de multifragmentation, suite à l'application de notre sélection. La charge totale (Z_{tot}), la multiplicité (M), la charge du plus gros fragment (Z_{max}), les graphiques $V_{||} - V_{\perp}$ et l'asymétrie du système

3.2. LA SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS COMPACTS ET SON IMPACT SUR LES DONNÉES

(A_Z), sont les différentes variables traitées dans cette section.

Deux sélections sont donc nécessaires pour obtenir des événements compacts, provenant de collisions dites centrales. La première est celle sur la charge totale détectée et la seconde sur l'angle de flot :

- **Charge totale** $Z_{tot} \geq 80$
- **Angle de flot** $\theta_{flot}^{cm} \geq 60^\circ$.

Ces deux coupures sont illustrées sur le graphique bi-dimensionnel de la charge totale en fonction de l'impulsion totale détectée⁶ (dans le référentiel du laboratoire) (voir la figure 3.3).

Ainsi, les événements issus de collisions centrales ne représentent qu'une petite fraction ($\sim 1\%$) de l'ensemble des événements détectés. Le pourcentage exact pour chaque système est présenté dans le tableau 3.3. Ces faibles pourcentages illustrent bien la nécessité de réaliser des expériences avec une statistique très élevée, afin d'obtenir le maximum possible d'événements pour diminuer l'erreur statistique⁷.

3.2.1 La charge totale

L'évaluation de la charge totale détectée permet d'effectuer la sélection en complétude des événements analysés. En effet, nous voulons reconstruire des événements et pouvoir en tirer le maximum d'information. Ceci est impossible si l'événement n'est pas complet. Les graphiques 3.5 mettent en évidence le déficit en événements complets ($Z_{tot} \geq 80$) de la cinquième campagne par rapport à la première, relativement à la détection des autres événements, indépendamment du nombre d'événements. Une explication complète n'a pu être élaborée pour expliquer ce déficit. Toutefois, nous savons que plusieurs éléments, tel l'absence d'identification (pour les fragments de charge $Z \geq 3$) sur les couronnes arrière (couronnes 13 à 17), l'utilisation de silicium de $150\mu m$ sur les couronnes avant (tableau

6. Définie comme : $P_{tot} = \sum_i^{M_{tot}} Z_i V_i$

7. L'erreur statistique relative est donnée par : $\delta \propto 1/\sqrt{N}$, où N est le nombre d'événements.

3.2. LA SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS COMPACTS ET SON IMPACT SUR LES DONNÉES

Système	Énergie (AMeV)	Complets (%)	Compacts (%)
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	32	15.2237	0.967431
$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	32	6.42567	0.453317
$^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	32	5.92485	0.410778
$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	32	7.36599	0.368494
$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	32	5.69285	0.278591
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	45	10.2856	0.442598
$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	45	6.17946	0.320509
$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	45	7.31512	0.314385
$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	45	6.80776	0.322175

TABLE 3.3 – Les pourcentages pour les différents types d'événements de l'ensemble des systèmes $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 32 et 45 AMeV des cinquième et première campagnes.

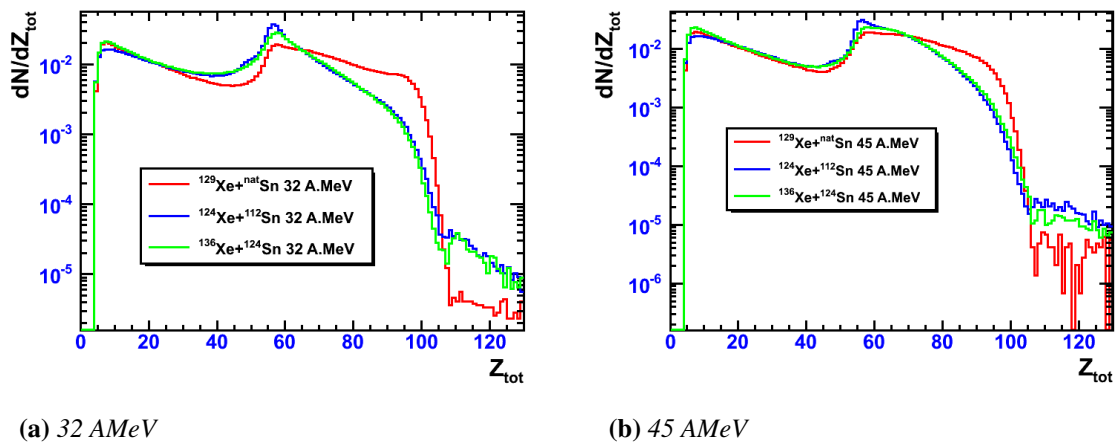


FIGURE 3.5 – Distributions de la charge totale normalisée à l'intégrale du spectre (nombre d'événements), pour des énergies incidentes de 32 et 45 AMeV, dans le cadre des première et cinquième campagnes INDRA. Aucune sélection n'a été appliquée.

3.2. LA SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS COMPACTS ET SON IMPACT SUR LES DONNÉES

(1.3)) et le taux de comptage important employé lors de la cinquième campagne sont tous des éléments qui ont nécessairement influencé la qualité d'acquisition des données concernant les fragments. Les simulations de l'impact de ces modifications sur les données de la première campagne n'ont cependant pas donné de résultat concluant, à savoir laquelle est directement responsable de cet écart (tel que démontré au tableau 1.4 au chapitre 1, §1.3.4).

Un autre point intéressant à noter est la meilleure discrimination des événements ne possédant que le QP ou la QC (pic observé à $Z_{tot} \simeq 58 - 60$). Ce point indique que toutes proportions gardées, plus d'événements avec un seul gros fragment ont été identifiés, comparativement à la première campagne.

Le dernier point soulevé par les graphiques 3.5 est le nombre un peu plus important d'événements fortuits ($Z_{tot} \geq 105$) enregistrés dans le cadre de la cinquième campagne. Cet écart est aisément expliqué par le taux de comptage supérieur utilisé dans la cinquième campagne comparativement à celui toléré dans la première campagne, tel qu'illustré dans le tableau 3.4 .

Faisceau	Énergie (AMeV)	Run	Temps mort (%)	Taux (evts/s)
^{129}Xe	32	690	29	241
^{124}Xe	32	6020	32	400
^{136}Xe	32	7115	15	600
^{129}Xe	45	723	32	245
^{124}Xe	45	6446	22	550
^{136}Xe	45	6852	20	450

TABLE 3.4 – Les pourcentages de temps mort et taux d'acquisition (événements par seconde) de l'ensemble des faisceaux de Xe à 32 et 45 AMeV, pour les cinquième et première (faisceau de ^{129}Xe) campagnes. Les runs choisies sont en multiplicité trigger $M_{trig} \geq 4$.

3.2.2 La multiplicité

La multiplicité est une variable globale de base qui définit le nombre de produits chargés détectés dans un seul événement (M_{tot}). Il est facile de raffiner cette variable pour obtenir la multiplicité des particules légères (M_{LCP} où $Z \leq 2$) et des fragments (M_f où $Z \geq 5$).

Ces variables permettent d'obtenir un portrait d'ensemble et de connaître la nature d'une réaction. Ainsi, une réaction binaire aura bien évidemment moins de fragments émis en comparaison avec un système ayant subi un processus de multifragmentation.

Les graphiques 3.6 illustrent la répartition de la multiplicité des événements pour l'ensemble des systèmes à 32 et 45 AMeV. Ces graphiques présentent les caractéristiques suivantes :

- À 32 et 45 AMeV, pour les multiplicités faibles, il y a plus d'événements dans le système riche en neutrons ($^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$) que dans le système pauvre ($^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$).
- Toujours dans la même région, les systèmes intermédiaires ($^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$, $^{136}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$ et $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$) possèdent une statistique intermédiaire entre les deux systèmes extrêmes.
- Pour $M_{tot} \gtrsim 20$ à 32 AMeV et $M_{tot} \gtrsim 25$ à 45 AMeV, c'est le système pauvre qui a plus d'événements comparativement au système riche.
- Pour cette même région, les systèmes intermédiaires possèdent une statistique entre celle des deux extrêmes.

Les observations réalisées sur les graphiques 3.6 semblent plus nettes à 45 AMeV qu'à 32 AMeV. Par exemple, à 45 AMeV, les systèmes intermédiaires collent pratiquement l'un sur l'autre, en illustrant un comportement compris entre celui des deux extrêmes. Cette distinction est beaucoup moins claire à 32 AMeV.

Si on étudie les valeurs moyennes des multiplicités (tableau A.1 en annexe), les systèmes montrent la présence d'une corrélation entre le nombre de fragments détectés (la multiplicité) et le ratio N/Z du système, à deux énergies (32 et 45 AMeV). Le système riche en neutrons ($^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$) démontre une multiplicité de produits chargés (M_{tot}) inférieure à celle

3.2. LA SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS COMPACTS ET SON IMPACT SUR LES DONNÉES

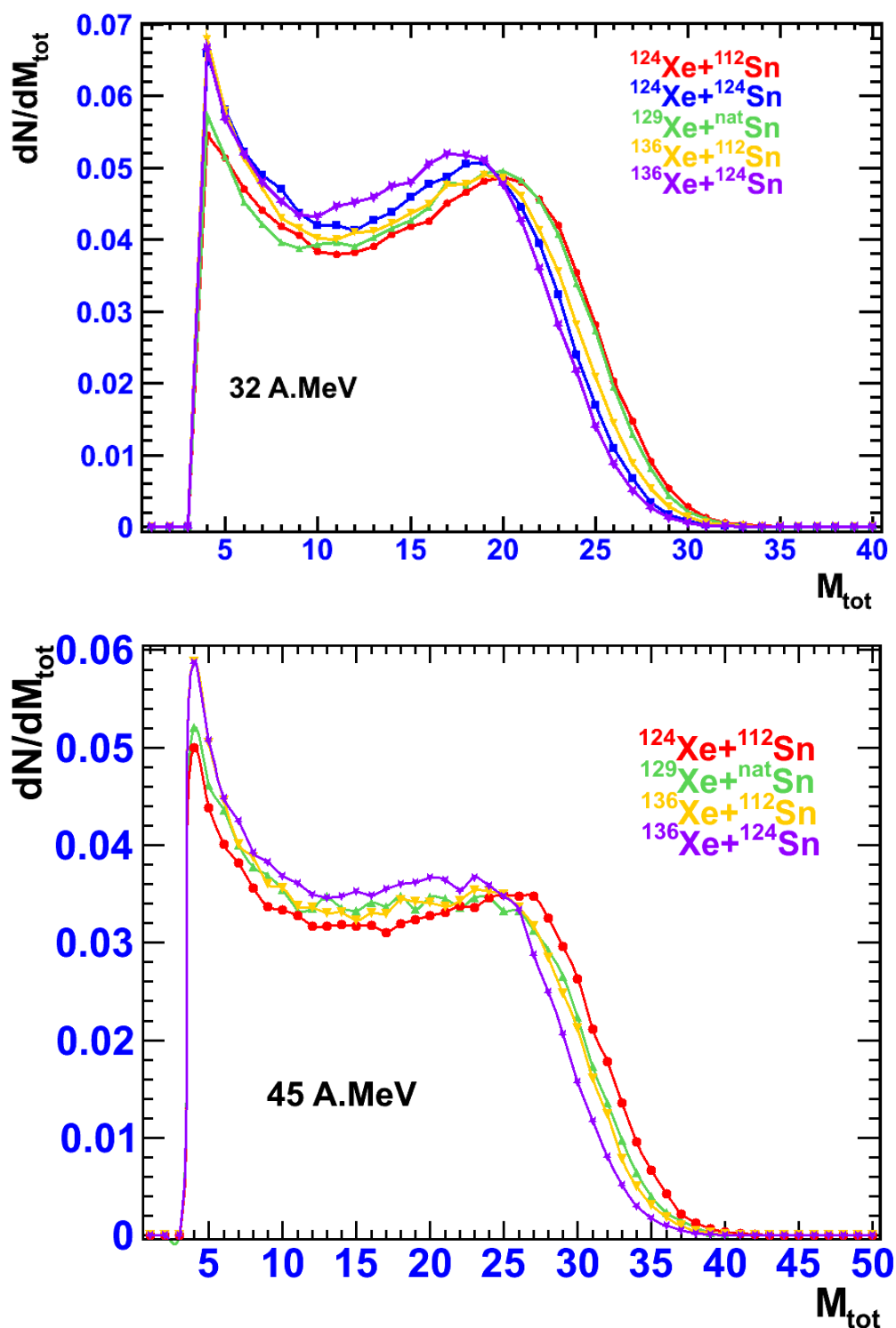


FIGURE 3.6 – Distributions des multiplicités totales, normalisées au nombre d'événements, observées dans les systèmes Xe+Sn des première et cinquième campagnes (32 et 45 A.MeV). L'ensemble des événements est considéré (aucune sélection, sauf sur les codes d'identification).

observée dans les systèmes moins riches ($^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$ ainsi que le système de la première campagne $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$).

Les écarts observés sur les différents systèmes résistent à la sélection des événements considérés comme complets ($Z_{tot} \geq 80$). Les valeurs des multiplicités moyennes observées dans ces événements sont présentées dans le tableau [A.1](#). Ce qui ressort également est la valeur moyenne de la multiplicité des fragments qui présente un comportement inverse par rapport à celui de la multiplicité totale. Il y a davantage de fragments produits, au détriment des particules légères, dans le cas du système riche en neutrons.

Les événements complets

La variation de la multiplicité totale, fragments et particules légères en fonction du ratio neutrons sur protons de la voie d'entrée $(N/Z)_{\text{sys}}$ est tracée pour l'ensemble des systèmes sur les figures [3.7](#) (multiplicités calculées sur les événements *compact*s uniquement). Les valeurs moyennes des spectres (et les erreurs associées) pour l'ensemble des sélections (événements complets et compacts) sont présentées dans le tableau [A.1](#) en annexe.

3.2. LA SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS COMPACTS ET SON IMPACT SUR LES DONNÉES

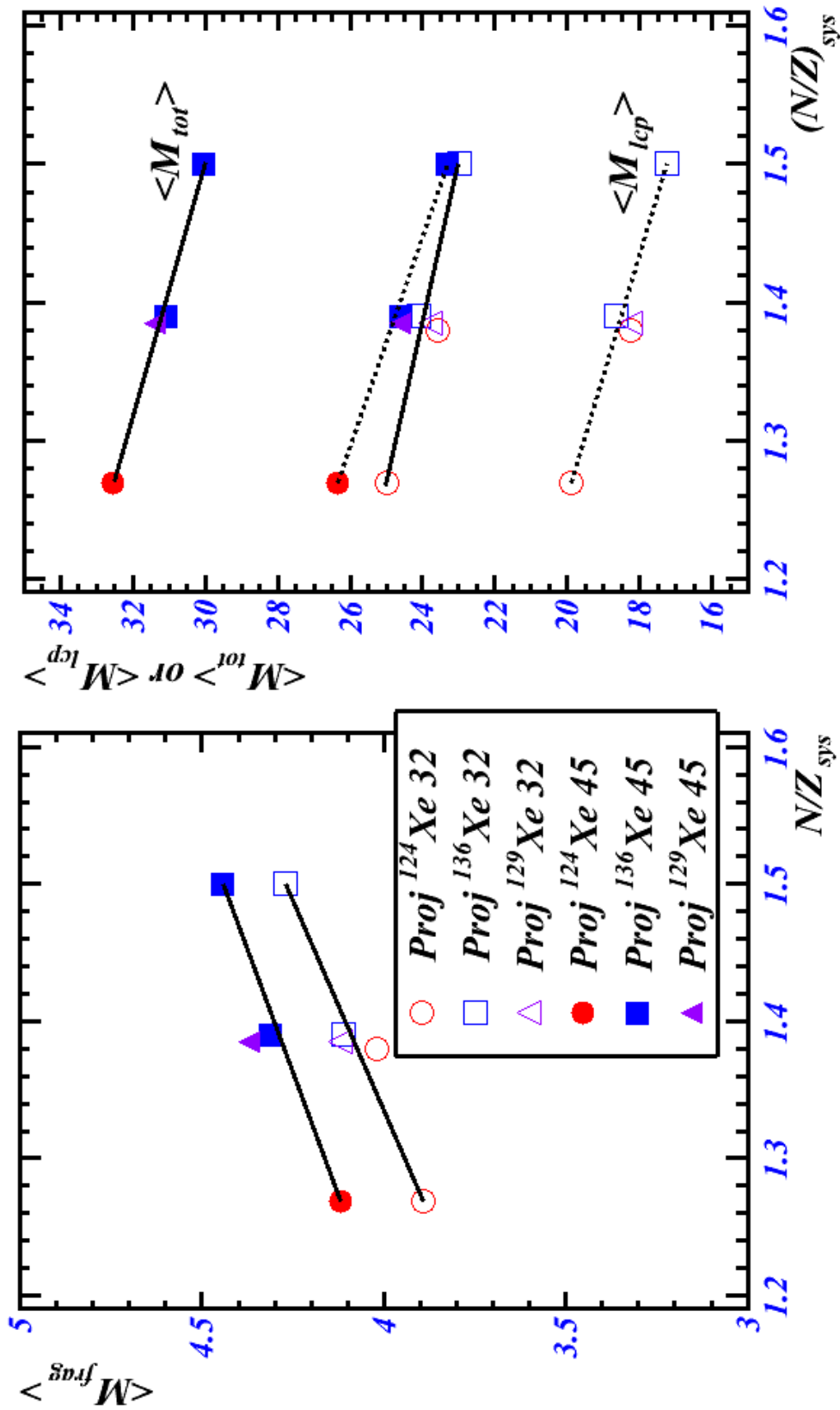


FIGURE 3.7 – Valeurs des multiplicités moyennes observées en fonction du ratio $(N/Z)_{sys}$ pour l'ensemble des systèmes étudiés (campagnes 1 et 5, systèmes $Xn+Sn$). Les valeurs moyennes sont issues des événements provenant d'une source de quasi-fusion. Les pictogrammes pleins indiquent les systèmes à 45 AMeV et les vides, les systèmes à 32 AMeV. Sur le graphique de droite, les traits pointillés indiquent la $\langle M_{lcp} \rangle$ et les traits pleins la $\langle M_{tot} \rangle$.

3.2. LA SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS COMPACTS ET SON IMPACT SUR LES DONNÉES

Les figures 3.7 permettent de tirer plusieurs conclusions importantes :

- Lorsque le $(N/Z)_{sys}$ augmente, la M_f augmente.
- Lorsque le $(N/Z)_{sys}$ augmente, les M_{tot} et M_{LCP} diminuent.
- Pour un même ratio $(N/Z)_{sys}$ l'asymétrie de masse en voie d'entrée n'a pas d'impact sur la multiplicité.

La première observation est la différence de variation de la multiplicité totale et LCP versus la multiplicité des fragments. En effet, lorsque le ratio $(N/Z)_{sys}$ augmente, la multiplicité des fragments augmente, tandis que la multiplicité totale et LCP vont diminuer. Quand le ratio $(N/Z)_{sys}$ augmente, le système devient alors plus riche en neutrons, ce qui a pour conséquence de favoriser l'évacuation de particules légères, plus riches en neutrons, tel qu'observé par les simulations [Ono03]. À la lumière du graphique 3.7, il est possible d'imaginer qu'une grande proportion de ces particules ne sont en fait que des neutrons, puisque nous ne sommes pas en mesure de les identifier avec INDRA et c'est ce qui pourrait expliquer la diminution observée pour M_{LCP} . D'autre part, la disponibilité de beaucoup de neutrons stabilise les fragments formés lors de la fragmentation du système, augmentant ainsi le nombre de fragments, donc leur multiplicité associée. La multiplicité totale moyenne sera plus faible, puisque la principale composante de la valeur moyenne de la multiplicité est celle obtenue par le dénombrement des particules (LCP).

Ce comportement a déjà été observé par d'autres expériences [Kun95, Dem96] sur les mêmes systèmes, mais à une énergie supérieure, soit les systèmes $^{124,136}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$ à 55 AMeV. Cependant, en raison du montage expérimental utilisé, une sélection sur les événements compacts n'était pas possible. Ainsi, pour des faibles valeurs de Z_{plf} ⁸, une tendance à avoir un nombre de fragments supérieur pour le système riche versus le système pauvre est observée. De plus, la tendance pour les LCP semble correspondre à nos observations, soit que le nombre de particules légères chargées soit plus élevé dans le cas du système pauvre en neutrons.

8. Z_{plf} est la charge du *projectilelike fragment*, autrement dit, du quasi-projectile. Ainsi, pour les faibles valeurs de Z_{plf} on se retrouve avec des événements correspondant davantage à la définition des événements compacts, bien que ce ne soit pas un critère rigoureux.

Le second point d'intérêt illustré sur les graphiques 3.7 est l'invariance observée sur la voie d'entrée. En effet, peu importe l'isotope employé comme projectile ($^{124,129,136}\text{Xe}$), à une même énergie, la multiplicité moyenne reste constante pour une même valeur de $((N/Z)_{\text{sys}})$, dans les événements dits *compacts*. Ce nouveau résultat est important car il tend à confirmer l'hypothèse d'un système équilibré ayant perdu la mémoire de la voie d'entrée, puisque cette configuration de la voie d'entrée ne semble pas avoir d'impact sur la voie de sortie.

3.2.3 Z_{max}

Afin de confirmer l'hypothèse énoncée à la section précédente (§3.2.2), on peut regarder la valeur de la charge maximale dans un événement (Z_{max}), tel qu'illustré dans le graphique 3.8. Effectivement, la charge maximale détectée dans le cas du système plus riche en neutrons est en moyenne supérieure à celle observée dans les autres systèmes, ce qui confirme qu'un surplus de neutrons stabilise les fragments plus lourds.

De plus, il est intéressant de noter que la valeur $\langle Z_{\text{max}} \rangle$ devient stable pour des valeurs d'angle de flot supérieures à 50° . Cette observation laisse penser qu'il serait effectivement possible d'abaisser la valeur contraignante de 60° de quelques degrés, afin de maximiser la statistique disponible. Une analyse plus complète n'a pas été réalisée dans le cadre de cette thèse. L'influence de l'angle de flot, sur les réactions $\text{Xe}+\text{Sn}$ étudiées avec INDRA, a été discuté en détails dans d'autres travaux [Sal97, Fra98, MW99].

3.2.4 Analyse des graphiques $V_{\parallel} - V_{\perp}$

L'analyse des spectres en section efficace invariante en fonction de la vitesse perpendiculaire (V_{\perp}) à l'axe du faisceau et de la vitesse parallèle (V_{\parallel}) au faisceau permet d'identifier les sources d'émission [Dur01]. Des cercles de densité devraient apparaître autour de la source d'émission.

Les graphiques 3.9 démontrent clairement la présence d'une source unique dans le cadre de la sélection utilisée pour identifier les événements dits compacts. L'ensemble des systèmes étudiés, à 32 et 45 AMeV, présentent les mêmes caractéristiques et illustrent clairement la présence d'une source unique d'émission, venant confirmer la sélection sur les événements.

3.2.5 Asymétrie de charge des événements

Les événements étudiés sont issus de collisions centrales. La principale caractéristique observable de ces collisions est la perte d'information de la voie d'entrée sur les produits observés dans la voie de sortie. Ainsi, une conséquence sera visible sur la distribution des fragments qui devrait être relativement symétrique, puisque le système évoluera selon un processus de multifragmentation, caractérisé par une fragmentation spontanée du système en fragments. Une variable permettant d'analyser la composition des événements est la variable d'asymétrie de charge [Lau05]. À l'origine [Sch96, Kre93], la première forme (éq. [3.5]) est celle qui évalue la relation entre la masse du plus gros fragment d'un événement et de ceux qui le suivent (le deuxième ou les deux suivants).

$$A_{Z_2} = \frac{Z_{max} - Z_2}{Z_{max} + Z_2} \quad (3.5)$$

L'analyse à trois fragments (éq. [3.6]) est privilégiée en raison des conclusions possibles. Lorsqu'un événement est composé d'un gros fragment et de deux petits l'accompagnant, la variable d'asymétrie tend vers l'unité. Lorsque la variable tend vers 0.5, le système détecté est alors composé de deux gros fragments et d'un plus petit. Finalement, lorsque le système tend vers une symétrie de la charge des participants, donc pour trois fragments de taille similaire,

3.2. LA SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS COMPACTS ET SON IMPACT SUR LES DONNÉES

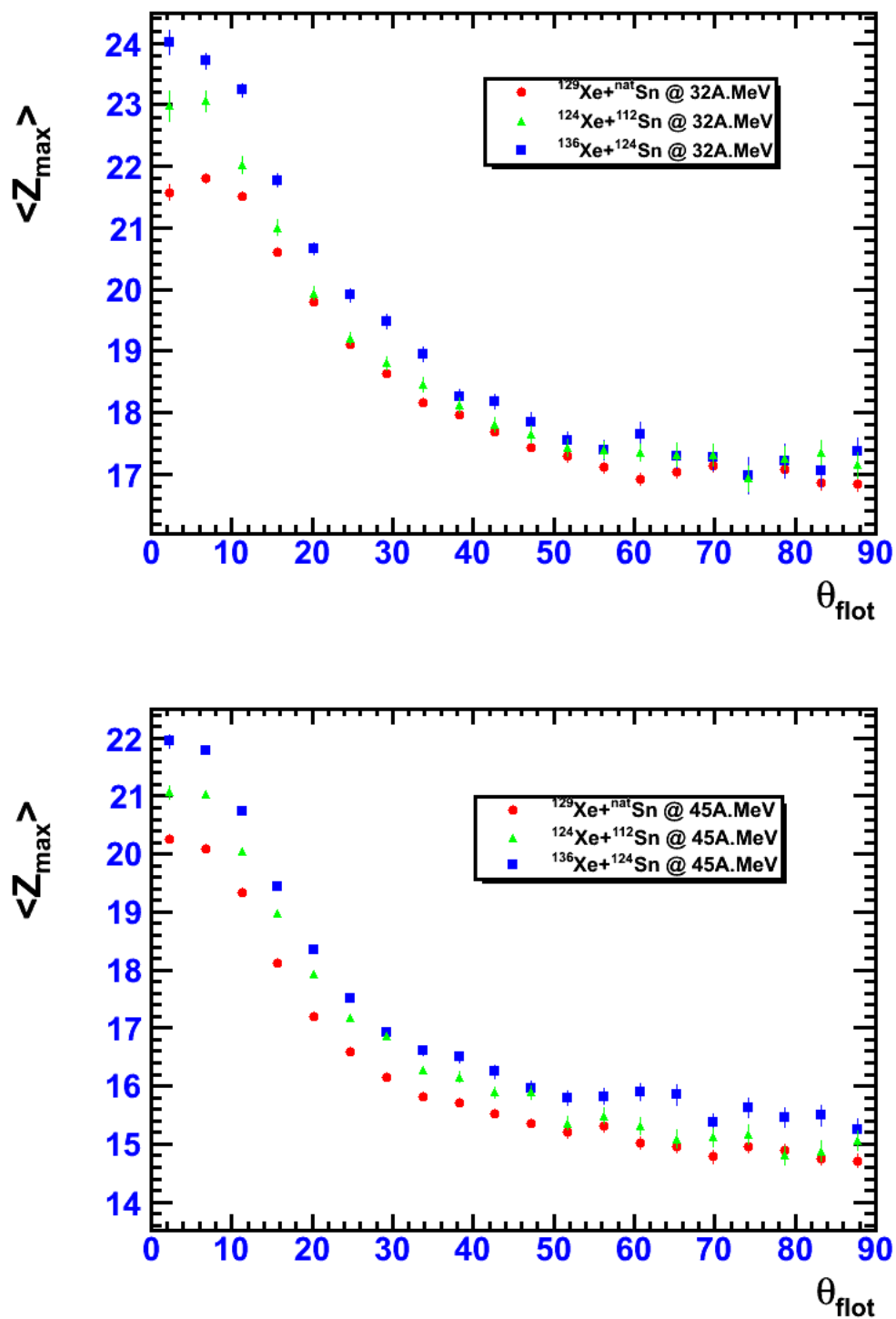


FIGURE 3.8 – Valeurs moyennes de la charge maximale pour différentes tranches d'angle de flot, à 32 et 45 AMeV, pour des événements complets ($Z_{\text{tot}} \geq 80$).

3.2. LA SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS COMPACTS ET SON IMPACT SUR LES DONNÉES

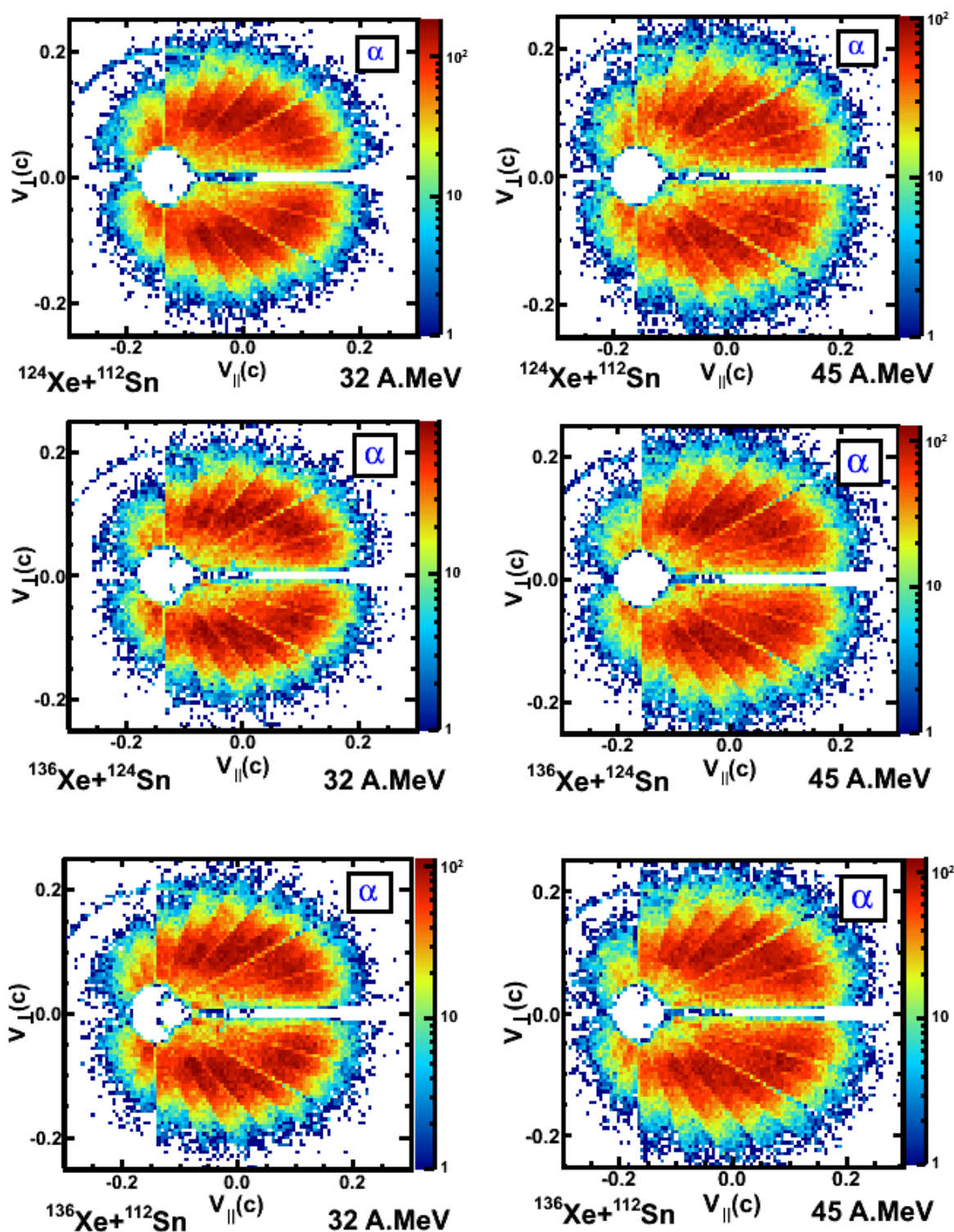


FIGURE 3.9 – Graphiques $V_{||} - V_{\perp}$ dans le CM sur les particules α sélectionnées dans les événements compacts.

3.2. LA SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS COMPACTS ET SON IMPACT SUR LES DONNÉES

A_{Z_3} tend vers zéro.

$$A_{Z_3} = \sqrt{\sum_n^3 (Z_n - \langle Z \rangle)^2 (\sqrt{6} \langle Z \rangle)^{-1}} \quad (3.6)$$

où,

$$\langle Z \rangle = \frac{\sum_n^3 Z_n}{3}. \quad (3.7)$$

Cependant, bien que cette variable donne une bonne indication sur la composition des événements, il est intéressant d'avoir une vue d'ensemble plus générale de la réaction. C'est pourquoi cette variable a été généralisée par É. Bonnet [Bon06] afin d'obtenir une vue globale de l'événement en considérant la charge moyenne de tous les fragments et pas seulement des trois plus gros (voir l'équation 3.8). Les particules possédant une charge inférieure à celle du bore ne sont pas prises en considération. Cette variable généralisée a pour avantage de rendre compte de l'ensemble de l'événement et évolue comme la variable A_{Z_3} ; lorsque A_Z tend vers zéro, l'ensemble du système présente une distribution de charge symétrique :

$$A_Z = \frac{1}{\sqrt{M_f - 1}} \frac{\sigma_{Z_f}}{\langle Z_f \rangle}. \quad (3.8)$$

Dans le cadre de cette analyse, la composition des événements complets est plus pertinente car nous recherchons des événements de multifragmentation, donc qui possèdent une $M_f \geq 5$. Si seulement la moitié de l'événement était disponible, beaucoup trop d'information risquerait d'être perdue et il ne serait pas possible de tirer des conclusions appréciables sur la situation.

L'étude de la distribution de l'asymétrie des événements (A_Z) issus de la première campagne, graphiques 3.10, démontre clairement que la sélection des événements compacts permet de sélectionner des événements plus symétriques. En effet, si la sélection des événements complets, figure 3.10b, permet d'éliminer les événements les plus asymétriques, la sélection en angle de flot ajoute un critère supplémentaire pour sélectionner les plus symétriques par élimination des collisions binaires très dissipatives. Le nombre d'événements restant après toutes ces sélections est toutefois assez faible (tel que vu dans le tableau 3.3), ce qui illustre

3.2. LA SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS COMPACTS ET SON IMPACT SUR LES DONNÉES

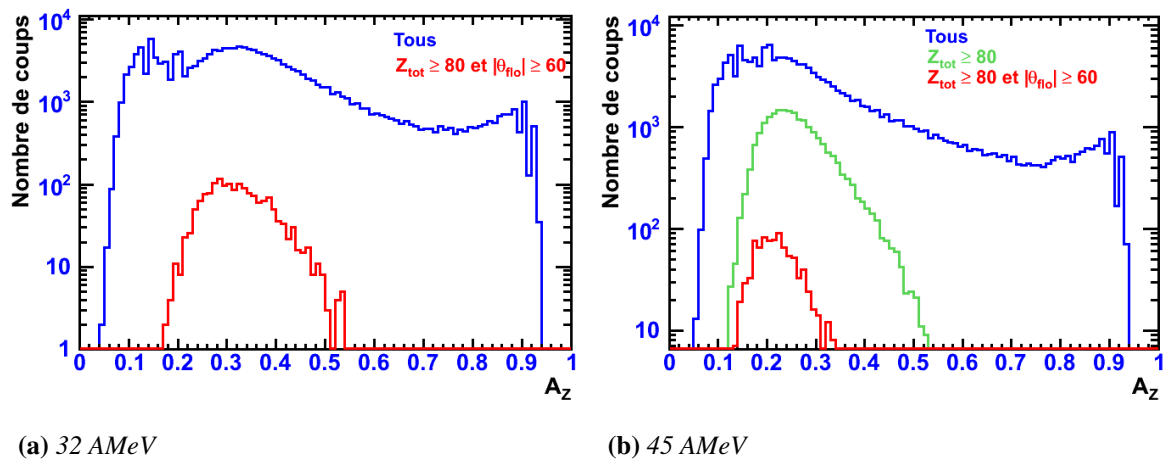


FIGURE 3.10 – Distributions de la variable d'asymétrie, pour des énergies incidentes de 32 et 45 AMeV, dans le cadre des premières campagnes INDRA (système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$). Les diverses sélections pour les événements sont indiquées sur les graphiques.

l'importance d'avoir une statistique de base importante.

Les valeurs moyennes présentées dans le tableau 3.5 permettent d'observer le comportement de l'asymétrie des événements globaux (sans aucune sélection) et ceux issus d'événements compacts. L'asymétrie des systèmes est globalement plus faible à 45 AMeV qu'à 32 AMeV. Ainsi, même si le nombre de voies de sortie augmente, puisque la multiplicité des fragments augmente, les configurations sont plus symétriques que dans un cas où la multiplicité est plus faible. Ceci découle d'une part de l'augmentation de M_f et d'une autre part de la charge liée en fragments lorsque l'énergie augmente [TÖ3].

Une autre observation pertinente est la diminution de l'asymétrie avec l'enrichissement en neutrons du système. Ce constat est valide à 45 et 32 AMeV, si seulement les systèmes d'une même campagne sont considérés. La variation de l'asymétrie est supérieure à l'erreur statistique calculée. Dans le cas à 32 AMeV, où deux systèmes avec le même $(N/Z)_{\text{sys}}$ (1.38) sont disponibles, l'asymétrie est identique. Toutefois, cette observation ne tient pas pour les événements compacts. Cela n'étant pas très choquant puisque les événements sélectionnés sont par définition plus symétriques, limitant ainsi la distribution des valeurs d'asymétrie

possibles.

Finalement, les données du tableau 3.5 permettent d'observer que les événements compacts sont significativement plus symétriques que l'ensemble des événements. Encore là, cela confirme la sélection en forme effectuée avec l'angle de flot et la sélection en complétude sur les événements étudiés.

3.2. LA SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS COMPACTS ET SON IMPACT SUR LES DONNÉES

Système	Énergie (AMeV)	$(N/Z)_{\text{sys}}$	A_Z	δA_Z	$A_Z _{Z_{\text{tot}} \geq 80, \theta_{\text{fit}} \geq 60}$	$\delta A_Z _{Z_{\text{tot}} \geq 80, \theta_{\text{fit}} \geq 60}$
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	32	1.38	0.3526	0.0005	0.325	0.002
$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	32	1.27	0.4028	0.0005	0.317	0.002
$^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	32	1.38	0.3945	0.0005	0.326	0.002
$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	32	1.38	0.3948	0.0005	0.313	0.002
$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	32	1.5	0.3841	0.0005	0.299	0.002
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	45	1.38	0.3177	0.0005	0.213	0.002
$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	45	1.27	0.3395	0.0005	0.220	0.002
$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	45	1.38	0.3279	0.0005	0.226	0.002
$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	45	1.5	0.3248	0.0005	0.228	0.002

TABLE 3.5 – Asymétrie moyenne et l'erreur statistique donnée pour l'ensemble des systèmes $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 32 et 45 AMeV les cinquième et première campagnes. L'asymétrie est calculée pour l'ensemble des événements et pour les événements compacts.

4

Analyse de la transition de phase dans la cinquième campagne INDRA

4.1 Introduction : Le concept général de la transition de phase

Depuis notre naissance, on assiste quotidiennement à des changements de phase dans notre environnement habituel, mais sans jamais y porter une attention particulière, ou encore moins, réfléchir sur les mécanismes qui régissent ces transitions d'un état physique à un autre. La transition de phase est un phénomène général observé dans de nombreux systèmes : par exemple, la transition de l'eau d'un état solide (glace) à un état liquide puis à un état gazeux (vapeur). Il suffit de penser à la neige qui fond au soleil ou encore au plat d'eau de cuisson qui s'évapore sur la cuisinière pour réaliser à quel point ces phénomènes sont communs. Les applications de ce concept sont variées et on les retrouve dans une panoplie de systèmes [[Pap02](#)].

Bien que ces phénomènes soient bien intégrés dans notre quotidien, la description physique et mathématique des transitions de phase est beaucoup plus complexe que peut laisser croire une première approximation. Ces transitions d'état de la matière, qu'elles soient à l'échelle macroscopique ou femtoscopique, correspondent à un changement de structure, ce

4.1. INTRODUCTION : LE CONCEPT GÉNÉRAL DE LA TRANSITION DE PHASE

qui crée une variation de l'enthalpie¹ du système. Pour obtenir une description mathématique de l'évolution d'un tel système, il est nécessaire d'avoir des observables expérimentalement accessibles. Il est ici question des concepts élémentaires de pression P , température T , densité ρ et volume V , qu'il est possible de relier ensemble afin de décrire un système thermodynamique, dans une équation nommée *équation d'état*.

Une figure importante dans l'histoire du développement d'une équation d'état est Johannes Diderik van der Waals (plus simplement van der Waals, ou VDW), qui développa une équation pour les gaz réels et les liquides (équation 4.1). Bien qu'il ne soit pas le premier qui élaborait une telle équation, celle qu'il calcula permet d'étendre l'équation des gaz parfaits ($PV = nRT$) aux liquides et systèmes composés de particules finies (taille non nulle) interagissant par une force attractive et une force répulsive à courte portée :

$$\left(P + \frac{n^2 a}{V^2}\right)(V - nb) = nRT, \quad (4.1)$$

où P est la pression, V le volume, T la température, n le nombre d'éléments et R la constante des gaz parfaits². Les constantes $a = 3P_c V_c^2$ et $b = \frac{V_c}{3}$ sont définies à l'aide des valeurs *critiques* pour le système étudié.

Afin d'illustrer le comportement d'une équation d'état, il convient d'utiliser les *diagrammes de phases*. Ces diagrammes multidimensionnels mettent en relation les variables extensives et intensives décrivant le système. Généralement, on représente ces diagrammes en deux dimensions afin d'en faciliter l'analyse, mais il existe autant de dimensions qu'il y a d'observables.

L'équation d'état de van der Waals fonctionne bien, pour une description qualitative de la matière, et ce, jusqu'à une limite critique. En effet, lorsque qu'un système à l'équilibre

1. L'enthalpie du système H est définie comme une mesure de l'échange de chaleur dans une réaction. Généralement, on s'attarde davantage à la *variation* de l'enthalpie ΔH qui permet d'obtenir une quantité de chaleur mise en jeu lors d'une transformation isobare. La variable H est définie comme $H = U + PV$ où U est l'énergie interne du système, P la pression et V le volume.

2. La valeur de cette constante est $R = 8.314472(15) \frac{J}{Kmol}$.

thermodynamique³ est chauffé (ou refroidi), il peut atteindre une température critique (T_c) pour laquelle le comportement de la matière devient physiquement impossible en maintenant le système dans sa phase d'origine. Si on trace la variation de la pression en fonction du volume (isotherme⁴), lorsque le système entre dans un régime de transition⁵, les différentes phases sont présentes simultanément et l'isotherme change de pente avant de retrouver un comportement associé à une seule phase, tel que présenté sur la figure 4.1a. Cette oscillation implique que, pour une certaine région du diagramme des phases, la pression du système diminuera avec une augmentation de la densité ($\partial P / \partial \rho$)_T < 0, ce qui décrit un comportement physiquement impossible.

À l'époque de van der Waals, dans le cadre d'une transition du premier ordre, James Clerk Maxwell proposa de tracer une ligne droite sur les variations, formant un plateau au niveau de ces perturbations complexes à décrire. Cette approximation est mieux connue comme la construction de Maxwell.

Autour du point critique, il est possible de décrire le comportement des variables thermodynamiques à l'aide d'une loi de puissance⁶. Par exemple, si on définit une température réduite de valeur nulle au point de transition $t = \frac{T-T_c}{T_c}$, le comportement $\psi(t)$ de cette variable autour du point critique est alors décrit par un exposant critique β :

$$\psi(t) \propto t^\beta, t \rightarrow 0. \quad (4.2)$$

Cette région autour du point critique et toute la région spinodale nous intéresse plus particulièrement dans l'étude des noyaux, car il a été démontré que l'équation d'état de la matière nucléaire théorique a un comportement analogue à celui d'une équation de van der Waals (voir la figure 4.1b). On peut donc s'attendre à ce qu'un système nucléaire présente aussi une transition de phase.

3. L'équilibre thermodynamique est atteint pour un système qui est à l'équilibre mécanique ($\kappa_T = -1/V(\partial V/\partial p)_T > 0$), chimique ($(\partial \mu/\partial N)_{T,p} > 0$) et thermique ($C_V = (\partial U/\partial T)_V > 0$).

4. Courbe pour une température constante sur le diagramme des phases.

5. Au delà de T_c , le système se comporte comme un gaz, en dessous, les deux phases sont possibles.

6. On retrouve aussi ce comportement le long d'une ligne dite de Kertész [Ker89, Sat03]

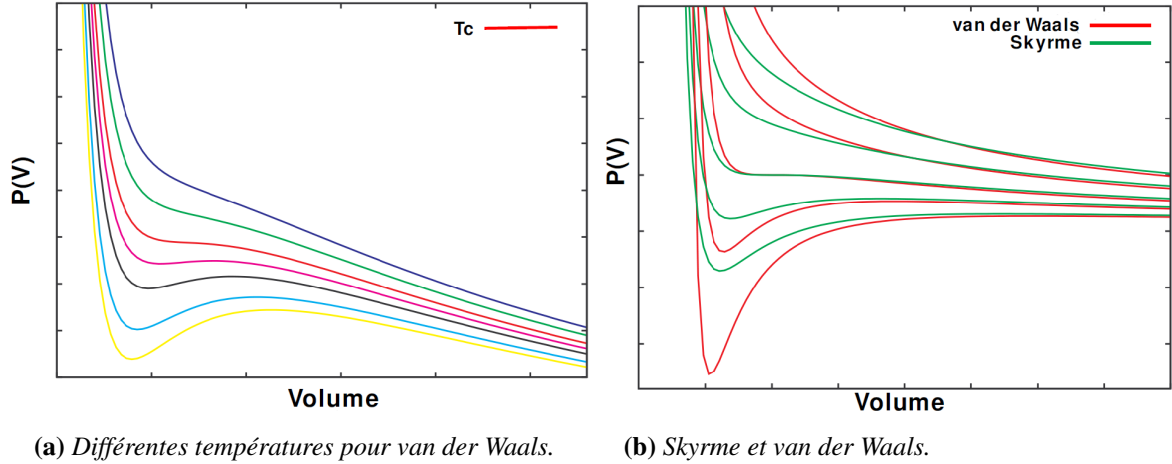


FIGURE 4.1 – Diagrammes des phases dans le plan pression-volume avec plusieurs isothermes tracées dans un cas où seulement une équation de van der Waals est considérée [4.1a](#) et dans un cas où l'équation de van der Waals est comparée à une paramétrisation de l'interaction nucléaire par une équation de Skyrme [[Jaq84](#)].

4.1.1 La criticité dans les noyaux

La première évaluation de l'existence d'une transition de phase du point de vue expérimental est venue de l'observation de la distribution en charge des fragments (de charge $12 \leq Z \leq 30$) issus des collisions $p+Xe$ et $p+Kr$, à des énergies incidentes de 80 à 350 GeV [[Fin82](#)], au début des années 80. Dans cette expérience, il a été démontré qu'il était possible d'ajuster une loi de puissance sur les distributions, en accord avec le modèle des gouttelettes développé par Fisher [[Fis67](#)], telle que :

$$N_A \propto A_f^{-\tau}. \quad (4.3)$$

N_A est la distribution en masse des fragments, qui est proportionnelle à la masse de ces fragments à un exposant τ . Il s'agit du premier résultat expérimental sur la transition de phase nucléaire, qui suscita un intérêt marqué dans le monde de la physique en général [[Sie83](#)]. Cette observation implique en apparence un phénomène critique s'apparentant à celui d'une transition de phase.

Ce résultat fut nuancé très rapidement [[Pan84](#)]. Selon ce simple constat, une descrip-

tion thermodynamique des noyaux impliquerait une transition de phase de type liquide-gaz lorsque le système serait excité (ou chauffé). Cependant, l'idée même que les systèmes nucléaires puissent avoir une description thermodynamique est mise en question. En effet, plusieurs scientifiques refusent de parler de transition de phase lorsque les systèmes en jeu ne sont plus composés par un nombre dit infini de constituants. Même s'il n'existe aucun système réellement infini, certains s'entendent pour dire que le nombre d'Avogadro⁷ est le minimum d'éléments que doit inclure un système classique pour observer l'apparition d'une transition de phase.

Cependant, il est effectivement possible d'étendre le formalisme de la transition de phase à des systèmes caractérisés par un nombre faible de constituants, tels ceux formés par les nucléons d'un noyau atomique. Une telle démonstration a été réalisée par D.Gross, F. Gulminelli et P. Chomaz [[Gro00](#), [Cho06](#)].

4.1.2 Les mécanismes de transition de phase

Il existe plusieurs mécanismes potentiels pouvant expliquer l'apparition d'une transition de phase [[Pap02](#)]. Dans le cadre des noyaux et d'une analogie avec une transition de type liquide-gaz, deux sont retenus : la nucléation et la décomposition spinodale. La nucléation est associée à un processus de diffusion de matière hétérogène qui entraînera l'apparition de germes de la phase finale (gazeuse) à l'intérieur de la phase initiale (liquide). La décomposition spinodale, quant à elle, est associée à l'apparition de fluctuations homogènes de densité dont l'amplitude augmente de manière exponentielle avec le temps ($(\partial P / \partial \rho) |_T < 0$) [[Cah61](#), [Pap02](#)].

Dans le cas des noyaux, afin de subir une amplification suffisante pour induire la fragmentation par le processus de décomposition spinodale, le système doit rester dans la région spinodale⁸ (voir la trajectoire d'une réaction d'ions lourds dans le diagramme des phases [4.2](#))

7. $N_A = 6.02214179(30) \times 10^{23}$, soit le nombre d'atomes dans 12 grammes de ^{12}C .

8. Dans la région spinodale $(\partial P / \partial \rho) < 0$.

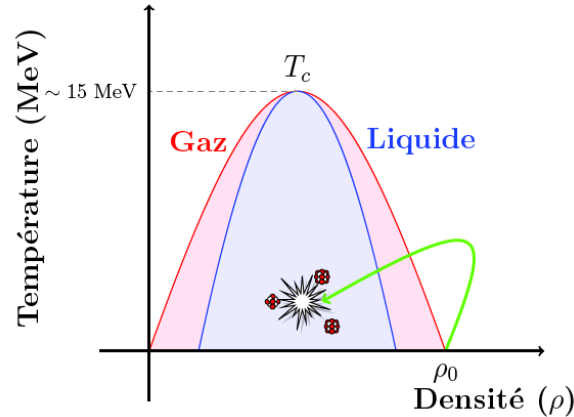


FIGURE 4.2 – Évolution d’une collision d’ions lourds aux énergies intermédiaires sur le diagramme des phases dans le plan T - ρ . La densité initiale correspond à la densité de saturation ($\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$). La région rouge est la zone de métastabilité qui contient, en bleu, la zone spinodale.

pendant une période de temps $t \approx 100 - 150 \text{ fm}/c$ [Col97, Nör02]. Les simulations réalisées par A. Guarnera [Gua96a] démontrent que l’amplification sera maximale pour une longueur d’onde $\lambda \sim 10 \text{ fm}$, entraînant une fragmentation du système en fragments de taille égale possédant une charge $Z \sim 10 - 15$.

Les simulations effectuées avec l’hypothèse que la multifragmentation origine de la décomposition spinodale pour un système fini (simulations BOB) semblent confirmer cette hypothèse [Gua97, Riv98, Fra01].

4.1.3 Systèmes finis et décomposition spinodale

La matière nucléaire est considérée par les théoriciens comme un milieu infini. Il s’agit d’une approximation peut-être pratique au niveau théorique et dans les systèmes stellaires (étoiles à neutrons, supernovae), mais insuffisante dans le cas des réactions d’ions lourds (à cause notamment de l’interaction coulombienne et des effets de surface). Il convient de parler de systèmes finis pour les ensembles de neutrons et de protons qui composent le coeur de l’atome.

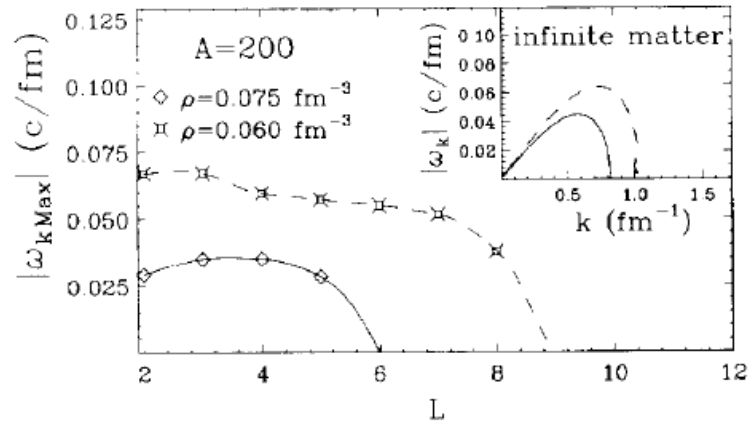


FIGURE 4.3 – Temps de croissance des différents modes instables pour un système composé de $A=200$ nucléons en fonction de la multipolarité L . L'encadré illustre le temps de croissance en fonction du nombre d'onde κ pour un système $A = \infty$. La ligne pointillée est l'évaluation pour un système avec une densité $\rho = 0.06 \text{ fm}^{-3}$ et la ligne pleine une densité $\rho = 0.075 \text{ fm}^{-3}$. Figure issue de [Jac96b].

Une conséquence de la taille finie des systèmes nucléaires sur la décomposition spinodale est la plus grande distribution de voies de sorties disponibles pour le système [Jac96b]. Cette approche semi-classique utilisant un champ moyen démontre que de petites fluctuations de densité $\delta\rho$ seront amplifiées exponentiellement par le champ moyen dans la région spinodale. Le système à l'origine composé d'une phase *liquide* instable (le système de quasi-fusion) se décompose alors en deux phases stables, soit des fragments associés à la phase *liquide* et des particules associées à un *gaz* de nucléons. Ces fluctuations de densité du système peuvent être décomposées en modes collectifs avec une longueur d'onde associée $\lambda = 2\pi/k$, possédant une fréquence ω . Chaque mode instable k possède un temps de croissance $\tau_k = \omega_k^{-1}$ associé, défini par la relation de dispersion⁹.

Il a été observé dans des simulations BUU et Vlasov que les taux de croissance des différents modes pour un système composé de 200 nucléons sont distribués de manière beau-

9. Cette équation est définie dans l'annexe C (éq.C14) de [Fra98]

coup plus uniforme que dans le cas d'un système comprenant un nombre infini de nucléons. Les graphiques 4.3 illustrent clairement cette situation (plateau au lieu d'une courbe en cloche comme dans l'encadré).

4.1.4 Transition de phase et évidences expérimentales

L'objectif est de vérifier l'hypothèse que la multifragmentation peut être décrite comme un processus thermodynamique analogue à une transition de phase liquide-gaz. Afin d'obtenir confirmation de cette hypothèse théorique, il existe plusieurs signatures expérimentales potentielles. Dans le cadre d'un système macroscopique, tel un liquide de van der Waals, il suffit de regarder la courbe calorique (sur un diagramme des phases, dans le plan de la température en fonction de l'énergie) pour observer une brisure de pente, associée à une transition de phase.

Une signature telle que la brisure de pente dans la courbe calorique [Poc95] n'est pas nécessairement appropriée pour les noyaux [Cam96]. D'autres signatures, liées à la taille finie des noyaux sont encore activement étudiées. Par exemple, l'existence d'une capacité calorifique négative [D'A00] ou encore la distribution bimodale d'un paramètre d'ordre [Bon09] sont des signatures étudiées. Cependant, aucune d'entre elles n'a permis de parvenir à une conclusion définitive sur la présence ou l'absence d'une telle transition de phase, même si leur observation concomitante plaide en faveur de l'existence de la transition.

Un des objectifs de ce travail de thèse est de confirmer la présence d'une décomposition spinodale du système de quasi-fusion formé en collisions centrales entre noyaux lourds, et du même coup, la présence d'une transition du premier ordre dans les noyaux, puisqu'il s'agit du mécanisme par lequel une telle transition opère. Le phénomène de nucléation, mentionné plus haut, ne devrait pas dominer dans les réactions nucléaires [Pap02].

La transition de phase, si elle s'opère par le mécanisme de la décomposition spinodale, devrait avoir lieu pour des systèmes formés à une énergie incidente entre 20 et 100 A MeV

4.1. INTRODUCTION : LE CONCEPT GÉNÉRAL DE LA TRANSITION DE PHASE

(énergies intermédiaires), selon les premières études sur le sujet [Sch83]. Les travaux plus récents sur les corrélations en charge [T03] démontrent que le signal recherché devrait avoir un maximum à une énergie de faisceau incident compris entre 30 et 50 AMeV, dans le cas d'une quasi-fusion du système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$.

L'étude menée dans le cadre de la cinquième campagne d'INDRA avait en plus pour objectif de mesurer l'impact de la variation du ratio N/Z dans la voie d'entrée des réactions sur le signal de la décomposition spinodale. Les analyses théoriques démontrent clairement une diminution de la région spinodale lorsque le ratio N/Z s'écarte de l'unité [Gul06, Duc06]. Ainsi, le ratio N/Z est considéré comme une dimension ajoutée à notre diagramme des phases.

Le signal de transition de phase provenant d'une décomposition spinodale a cependant été qualifié de *fossile* [T00]. En effet, si une décomposition spinodale se produit dans les noyaux, la configuration initiale de la partition de fragments issus d'un tel processus peut être modifiée significativement avant d'être analysée par un système comme INDRA. Les principales causes d'une telle dégradation sont :

- Les effets de taille finie ;
- Le battement entre les différents modes ;
- La coalescence des fragments ;
- La désexcitation secondaire des fragments chauds.

Les effets de taille finie ont été discutés à la section précédente (voir §4.1.3). Ces effets ont pour conséquence d'avoir un système avec plusieurs modes instables amplifiés par le mécanisme spinodal, ce qui peut entraîner un battement entre les différents modes. Si un battement entre les différents modes se produit, les configurations en voie de sortie ne seront alors pas uniformes en charge.

À partir du moment où la partition uniforme est formée par décomposition spinodale, ses fragments peuvent continuer à se désexciter puisqu'ils sont toujours *chauds* [Hud03, Pia08]. Lorsque ces fragments atteignent les détecteurs, un intervalle de temps considérable, voire infini à l'échelle de la réaction, s'est écoulé. Les noyaux qui ont évacué toute énergie d'exci-

tation par différents processus durant cet intervalle de temps sont dits *froids*. Par conséquent, la configuration finale détectée par le multidétecteur est légèrement perturbée par rapport à la configuration initiale résultante d'une décomposition spinodale [T00, Bor01].

Suite à une décomposition spinodale, il est possible que deux des fragments formés fusionnent à nouveau pour former un noyau de taille intermédiaire. C'est le phénomène de coalescence qui entre en jeu et la configuration finale observée ne sera évidemment pas celle représentative d'une décomposition spinodale.

Malgré tous ces phénomènes, on peut espérer observer un signal, mais un peu à l'image des dinosaures, il ne devrait en rester que des *fossiles*. Plusieurs méthodes ont été développées pour permettre l'analyse de tels signaux, qui vont être présentées à la section §4.2.

4.2 Les corrélations en charge

Les corrélations en charge sont étudiées depuis plusieurs années dans le cadre de l'analyse des réactions d'ions lourds [Bru92, Bru94, Kre93, Mor96, Dés02, Cha04]. Ces méthodes cherchent à identifier et à dénombrer les différentes partitions présentes dans une réaction donnée, afin de pouvoir conclure sur les différents processus présents.

La méthode des graphiques de Dalitz [Seg64] est l'une des méthodes les plus simples à appliquer pour identifier la fréquence topologique des événements. Couramment utilisée en physique des particules, cette méthode permet de mettre en relation graphique certaines sélections de masse pour les différents événements. Cependant, son niveau de sensibilité n'est pas assez grand pour parvenir à identifier des corrélations provenant d'un signal aussi faible que celui auquel on s'attend pour des événements provenant d'un système ayant subi une décomposition spinodale [Mor96, T03].

Une méthode de corrélation plus sensible fut développée par Moretto [Mor96], ensuite

raffinée par Désesquelles [Dés02]. Une méthode d'échange au hasard de deux fragments fut aussi proposée dans [Cha04].

4.2.1 La méthode de corrélation d'ordre supérieur

Au milieu des années 90, L.G. Moretto développa une méthode alternative aux corrélations classiques à deux corps, plus puissante pour effectuer des corrélations en charge [Mor96]. La méthode classique propose de faire le ratio entre le taux de coïncidences vraies $Y_{exp}(Z_1, Z_2)$ entre deux particules de charge Z_1 et Z_2 , et un taux de coïncidences fabriqué en tirant les deux fragments dans deux événements différents appartenant au même lot. Les *événements* du dénominateur sont alors composés de particules décorrélées les unes par rapport aux autres. La fonction de corrélation est donnée par la relation (4.4) :

$$\frac{Y_{exp}(Z_1, Z_2)}{Y_{mix}(Z_1, Z_2)} \Big|_{E_t, M_f} = C [1 + R(Z_1, Z_2)] \Big|_{E_t, M_f}. \quad (4.4)$$

La constante C est ajoutée afin d'assurer que la fonction de corrélation est égale à 1 dans les zones sans corrélation. Si les intégrales du numérateur et du dénominateur sont égales, C est égale à 1.

Cette méthode permet de mettre clairement en évidence des corrélations entre deux fragments, mais ne permet pas d'avoir une vue d'ensemble sur l'événement, puisque seulement deux fragments sont considérés dans le calcul. Dans l'hypothèse d'une décomposition spino-dale, ce sont tous les fragments émis qui possèdent une charge identique, alors, il est important d'obtenir l'information sur l'ensemble de l'événement et non seulement une fraction ; on réalisera donc des corrélations que l'on qualifiera de corrélations *intra-événements*.

Il est possible d'extrapoler la méthode à un ordre supérieur. Au lieu de n'utiliser que deux charges, la corrélation est effectuée sur la charge moyenne d'un événement $\langle Z \rangle$ et la déviation standard sur la charge σ_Z . L'équation (4.4) devient alors (4.5) :

$$\frac{Y_{exp}(\langle Z \rangle, \sigma_Z)}{Y_{mix}(\langle Z \rangle, \sigma_Z)} \Big|_{E_t, M_f} = C [1 + R(\langle Z \rangle, \sigma_Z)] \Big|_{E_t, M_f}. \quad (4.5)$$

Une amélioration d'environ 20% est évaluée par Moretto [Mor96] pour cette méthode par rapport à la corrélation sur deux charges. Par exemple on fait ainsi ressortir des événements

spéciaux produits à un taux de 0.1%, générés par une méthode Monte-Carlo.

Cependant, cette méthode s'est avérée délicate pour démontrer l'existence d'une décomposition spinodale [Mor96, T00], notamment parce que la distribution en charge totale des événements décorrelés est beaucoup plus large que celle des événements corrélés, rendant la normalisation de la fonction de corrélation un peu spéculative.

4.2.2 La méthode des probabilités intrinsèques

Le calcul des probabilités intrinsèques est une méthode purement combinatoire, développée par P. Désesquelles, qui fut utilisée dans le cadre de l'analyse effectuée sur la première campagne [Dés02]. Cette méthode permet de calculer la probabilité P' ¹⁰ d'obtenir un événement de charge $\langle Z \rangle$ à une multiplicité de fragments (M_f) donnée. Par cette méthode, nous obtenons une distribution de probabilités en charge exempte d'événements à faible occurrence, tels ceux issus de la décomposition spinodale¹¹. La fonction de corrélation en charge est donnée par la relation suivante (4.6) :

$$\frac{Y(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_f)}{Y'(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_f)} = 1 + R(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_f), \quad (4.6)$$

où $Y(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_f)$ est le nombre d'événements expérimentaux et $Y'(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_f)$ le nombre de pseudo-événements aux mêmes valeurs de charge $\langle Z \rangle$ et de déviation standard σ_Z à une multiplicité de fragments donnée M_f .

L'approche par le calcul des probabilités intrinsèques (^{intr}P) consiste à évaluer la probabilité de chaque partition potentielle de la charge totale ($\mathbf{n} = \{n_1, \dots, n_{max}\}$), de multiplicité $m = \sum n_Z$. Ces partitions doivent respecter la condition de conservation de la charge totale,

10. P représente la probabilité comprenant les événements à faible occurrence, soit la distribution expérimentale, et P' les probabilités exemptes de ces événements, les probabilités calculées par la méthode des probabilités intrinsèques.

11. La condition $\sum_{\langle Z \rangle} P_{nc}(\langle Z \rangle | M_f) = 1$ est respectée

$\sum n_Z Z = Z_{sys}$. La probabilité est alors donnée par :

$$P(\mathbf{n}|m) = \alpha m! \prod_Z \frac{intr P_Z^{n_Z}}{n_Z!} \delta_{Z_{sys}, \sum_Z n_Z Z}, \quad (4.7)$$

où α est une constante de normalisation.

Dans notre analyse expérimentale, il est important de retirer les particules légères qui peuvent provenir d'autres processus. Le calcul du dénominateur est alors réécrit avec une fonction de partition définie telle que ($\mathbf{N} = \{n_5, \dots, n_{z_{max}}\}$) pour chaque multiplicité de fragments M_f :

$$P(\mathbf{N}|M_f) = f(M_f, Z_f) \times P'(\mathbf{N}|M_f). \quad (4.8)$$

Le terme $f(M_f, Z_f)$ de (4.8) permet de tenir compte de la conservation de la charge :

$$f(M_f, Z_f) = \alpha \sum_{\mathbf{n}:n_1, \dots, n_4} \binom{m}{M_f} (m - M_f)! \times \prod_{Z=1}^4 \frac{intr P_Z^{n_Z}}{n_Z!} \delta_{Z_{sys} - Z_f, Z_{part}}, \quad (4.9)$$

avec

$$P(\mathbf{N}|M_f) = M_f! \prod_{Z=5}^{Z_{max}} \frac{intr P_Z^{n_Z}}{n_Z!}. \quad (4.10)$$

Le dénominateur est construit en sommant toutes les probabilités P' des partitions pour une même case ($\langle Z \rangle, \sigma_Z$). La détermination des probabilités intrinsèques ($intr P$) est réalisée par minimisation du χ^2 entre les données expérimentales et la fonction algébrique ($P(\mathbf{N}|M_f)$). Ce point est traité dans la section §4.3.1.

La signifiante S des pics de corrélation positive est définie comme étant la probabilité (dans le cadre de l'hypothèse nulle¹²) d'obtenir un pic possédant une valeur inférieure (ou égale) à celle observée. La probabilité de tomber dans une case donnée de l'espace $[\langle Z \rangle, \sigma_Z]$ est simplement donnée par le dénominateur \mathcal{D} de cette case divisé par le nombre d'événements de l'échantillon :

$$p \equiv P(\langle Z \rangle, \sigma_Z) = \mathcal{D} / N_{tot}. \quad (4.11)$$

12. L'hypothèse nulle suppose qu'il n'y a pas de corrélation et que les pics sont dus uniquement à des fluctuations statistiques.

La probabilité d'obtenir que k événements expérimentaux tombent dans cette case est alors obtenue par la binomiale :

$$P(k) = \binom{k}{N_{tot}} p^k (1-p)^{N_{tot}-k}. \quad (4.12)$$

En notant N_{exp} le nombre d'événements expérimentaux qui tombent effectivement dans cette case, la signifiante est alors donnée par :

$$S = \sum_{k=0}^{N_{exp}} P(k) = 1 - \sum_{k=N_{exp}+1}^{N_{tot}} P(k). \quad (4.13)$$

4.3 Les analyses sur les données expérimentales

La première campagne INDRA indique un pic de corrélation correspondant à une décomposition spinodale dans les noyaux. Cependant, en raison de la faible statistique disponible un niveau de confiance de seulement $3-4\sigma$ est obtenu, ce qui ne permet pas de pouvoir conclure définitivement à la présence d'une décomposition spinodale ; un niveau de confiance égal ou supérieur à 5σ est requis pour obtenir un réponse fiable sur l'existence d'un tel signal. Ce critère provient de la physique des particules [Bit98, CER94].

Depuis les analyses de 2001, plusieurs éléments touchant à l'analyse ont été modifiés de manière importante. Il suffit de penser au passage du code d'analyse VEDA au code KaliVeda (FORTRAN au C++), à l'évolution des systèmes informatiques (compilateurs, processeurs, logiciels d'analyse comme ROOT) pour avoir une bonne idée de l'ampleur des modifications imposées depuis les premières analyses des corrélations en charge.

Dans le but d'obtenir des résultats scientifiquement valides, la première vérification que nous nous sommes imposée est de tenter de reproduire les résultats obtenus par le passé, soit ceux de G. Tăbăcaru et P. Désesquelles. Il semblait y avoir une différence sensible entre les données obtenues lors de la première campagne lorsqu'elles sont traitées avec KaliVeda ou Veda.

Une méthode simple pour évaluer cette différence est le calcul des *extra-événements*, ou le nombre d'événements supplémentaires contenus dans la distribution expérimentale que le calcul du dénominateur ne permet pas de reproduire. Il s'agit d'un calcul réalisé à partir de la valeur de corrélation,

$$n_{extra}(\langle Z \rangle, \sigma | M_f) = R(\langle Z \rangle, \sigma | M_f) \times \frac{Y(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_f)}{R(\langle Z \rangle, \sigma | M_f) + 1}, \quad (4.14)$$

où n_{extra} représente le nombre d'extra-événements et $Y(\langle Z \rangle, \sigma_Z | M_f)$ est le nombre d'événements mesurés dans chaque case $(\langle Z \rangle, \sigma)$, à une multiplicité de fragments donnée. L'erreur est donnée par le nombre d'événements mesurés ($n = n_{extra} + n_{nc}$), où n_{nc} est le nombre d'événements non-corrélés, dans chaque case $(\langle Z \rangle, \sigma_Z)$, soit $\delta n_{extra} = \delta n = \sqrt{n}$. Les résultats sont présentés dans le tableau (4.1). En plus des résultats concernant la première campagne, ce tableau contient également les résultats obtenus avec les mesures réalisées lors de la cinquième campagne afin de permettre la comparaison. La discussion sur ces résultats est présentée dans les sections §4.3.1 et §4.3.3.

4.3. LES ANALYSES SUR LES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

Système	E (AMeV)	*Extra*			*Extra*		
		$\sigma_Z \leq 1$	$\sigma_Z \leq 1$	$\sigma_Z \leq 3$	$\sigma_Z \leq 1$	$\sigma_Z \leq 3$	$\sigma_Z \leq 3$
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ TAB [TÖ3]	32	83 (0.26 %)	43 (0.13 \pm 0.03)%	1746 (5.5 %)	1746 (5.5 %)	252 (0.8 \pm 0.1)%	
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ VEDA	32	83 (0.26 %)	21 (0.07 \pm 0.03)%	1746 (5.46 %)	1746 (5.46 %)	193 (0.6 \pm 0.1)%	
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ KALI	32	91 (0.26 %)	22 (0.06 \pm 0.03)%	1962 (5.70 %)	1962 (5.70 %)	182 (0.5 \pm 0.1)%	
$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	32	802 (0.35 %)	74 (0.03 \pm 0.01)%	14507 (6.41 %)	14507 (6.41 %)	505 (0.22 \pm 0.05)%	
$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	45	2787 (1.93 %)	56 (0.04 \pm 0.04)%	50147 (34.76%)	50147 (34.76%)	-273 (-0.2 \pm 0.2)%	
$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	32	370 (0.26 %)	22 (0.02 \pm 0.01)%	9106 (6.43 %)	9106 (6.43 %)	522 (0.37 \pm 0.07)%	
$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	45	1424 (1.18 %)	41 (0.03 \pm 0.03)%	35933 (29.74 %)	35933 (29.74 %)	-178 (-0.2 \pm 0.2)%	
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ TAB [TÖ3]	39	151 (0.58 %)	65 (0.25 \pm 0.05)%	4275 (16.3 %)	4275 (16.3 %)	340 (1.3 \pm 0.3)%	
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ VEDA	39	151 (0.58 %)	35 (0.14 \pm 0.05)%	4275 (16.3 %)	4275 (16.3 %)	156 (0.6 \pm 0.3)%	
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ TAB [TÖ3]	45	317 (1.32 %)	51 (0.21 \pm 0.07)%	7328 (30.60 %)	7328 (30.60 %)	192 (0.8 \pm 0.4)%	
$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ VEDA	45	317 (1.32 %)	42 (0.18 \pm 0.07)%	7328 (30.60 %)	7328 (30.60 %)	0 (0.0 \pm 0.4)%	

TABLE 4.1 – Nombres d'événements et d'extra-événements obtenus pour les cases $\sigma_Z \leq 1$ et 3. Le pourcentage est calculé par rapport à la sommation de la statistique pour l'ensemble des cases, sur les multiplicités $M_f = 3, 4, 5, 6$. Les systèmes notés TAB, VEDA et KALI sont respectivement : les données publiées dans [TÖ3] par G. Tăbăcaru, le lot d'événements utilisés en 2001 (donc extraits à l'aide du logiciel VEDA) pour réaliser les corrélations en charge et utilisés avec la nouvelle version du code de corrélation, et finalement, le lot d'événements extraits à l'aide de KaliVeda et traités à l'aide du nouveau code de corrélation. Il s'agit de systèmes issus de la première campagne. Les systèmes provenant de la cinquième campagne n'ont pas d'étiquette.

4.3.1 Les différences observées dans les résultats de la première campagne

Les résultats de la première campagne présentés dans le tableau 4.1 illustrent clairement une différence entre les données originales publiées par G. Tăbăcaru [T03] et celles obtenues avec le code utilisé en 2009 par l'auteur de cette thèse et l'équipe d'Orsay pour obtenir les corrélations en charge.

Afin d'établir une comparaison juste entre les données de 2003 et celles de 2009, le même lot d'événements a été utilisé (systèmes avec l'étiquette **VEDA** dans le tableau 4.1). Ces événements ont été obtenus, en 2003, par l'équipe d'Orsay à l'aide du logiciel Veda, qui servait de système de gestion des données au moment de l'analyse. De plus, un lot d'événements supplémentaires a été généré à partir des banques disponibles dans les archives au centre de calcul de Lyon et du logiciel KaliVeda. Ces données portent l'étiquette **KALI** dans le tableau 4.1.

On observe dans le tableau 4.1 une perte d'environ 50% d'extra-événements à 32 AMeV (43 contre 21) entre les résultats publiés en 2003 et ceux obtenus avec le code utilisé pour l'analyse présentée dans cette thèse. Cette différence est bien au-delà de l'erreur statistique. À 45 AMeV, cette différence diminue au point de ne plus être significative en raison des erreurs statistiques (51 en 2003 contre 42 extra-événements en 2009, soit $(0.21 \pm 0.07)\%$ de l'ensemble des événements contre $(0.18 \pm 0.07)\%$, respectivement).

La différence sur le nombre d'extra-événements entre les données étiquetées **KALI** et **VEDA** à 32 AMeV, bien qu'existante, n'est pas significative sur le nombre d'extra-événements calculés. Ainsi l'utilisation de deux logiciels de sélection de données, KaliVeda et Veda, n'a pas d'impact significatif sur les résultats des corrélations en charge. Cela prouve, s'il en était encore besoin, que la traduction du FORTRAN en C++/ROOT est fidèle pour KaliVeda.

Ces résultats posent certains problèmes pour la poursuite de l'analyse, puisqu'ils peuvent

discréditer, à première vue, les résultats obtenus avec la méthode des probabilités intrinsèques. Afin de comprendre l'écart observé, plusieurs hypothèses sont envisageables.

1. Une erreur est présente dans le code 2009, celui utilisé par l'auteur.
2. Une erreur est présente dans le code original, celui utilisé par G. Tăbăcaru .
3. Aucune erreur n'est présente dans les deux codes.

Dans cette situation, trois causes peuvent expliquer les différences.

- (a) Le problème provient du calcul des probabilités pour les fragments légers ($Z < 5$).
- (b) Le problème provient de l'informatique.
- (c) Le problème provient d'un artifice mathématique.

Erreur dans le code 2009

La première cause possible est l'erreur dans le code utilisé en 2009. Afin de répondre à cette question, le code de gestion des probabilités intrinsèques a été entièrement repris indépendamment par M.-F. Rivet afin d'obtenir des corrélations en charge indépendantes de celles générées par l'auteur de cette thèse. Afin de bien comprendre cette partie, il est essentiel de se référer au diagramme 4.4 qui illustre le fonctionnement du code et les différents programmes utilisés.

Sur le diagramme 4.4, les parties gérées par l'auteur et susceptibles de contenir une erreur sont indiquées en rouge. Les parties vertes sont celles créées par P. Désesquelles et en bleu, par des organismes extérieurs. Ces dernières seront supposées fiables car abondamment testées par des organismes réputés (les codes de minimisation NAG par exemple) ou encore par les études réalisées dans cette thèse et plusieurs autres (les code KaliVeda et Veda). La partie écrite par P. Désesquelles devrait être aussi exempte d'erreur significative en raison des études réalisées par l'auteur [Dés02].



FIGURE 4.4 – Diagramme illustrant les différents programmes et logiciels utilisés dans le cadre du calcul des probabilités intrinsèques et des corrélations en charge. La couleur bleue est utilisée pour les parties provenant d'un code externe non-accessible (KaliVeda [Fra], NAG [nag], Numerical Recipes [HP88]). La couleur verte est le code programmé par P. Désesquelles et la couleur rouge est utilisée pour le code programmé par l'auteur.

Ainsi, afin d'éviter une erreur de programmation, le code des éléments en rouge a été refait à partir de zéro par Marie-France Rivet. Les résultats obtenus sont strictement identiques à ceux obtenus par l'auteur, éliminant donc l'hypothèse d'une erreur dans le code 2009.

Cependant, il est toujours possible qu'une coquille soit présente dans l'ensemble du code (plusieurs dizaines de milliers de lignes de programmation). Le travail requis pour s'assurer que le code utilisé est parfaitement exempt d'erreur dépasse largement le cadre de cette thèse.

Erreur dans le code original

On pourrait envisager que le code original contienne une erreur. Cette hypothèse est cependant difficile, voire impossible à évaluer, puisque les seules données restantes sont les résultats et les événements expérimentaux utilisés à l'origine. Les articles publiés sur le calcul des probabilités intrinsèques [Bor01, Dés02, T03] démontrent une rigueur plus que suffisante et crédible sur le code employé. Il est donc raisonnable d'assumer que ce code est exempt d'erreur et que les résultats publiés sont valides.

Calcul des probabilités pour les produits chargés légers ($Z < 5$)

Les événements inclus dans le calcul des probabilités intrinsèques sont épurés des produits légers ($Z < 5$), tel que décrit dans §4.2.2. Afin de conserver la charge totale, il existe une méthode pour évaluer les probabilités de ces produits légers et en tenir compte dans le calcul de minimisation, comme proposé dans [T03] et décrit dans la section §4.2.2.

Cette méthode n'a pas été retenue car les χ^2 produits, si les probabilités intrinsèques des légers sont considérées, sont supérieurs à ceux obtenus sans l'inclusion des probabilités pour les légers, tel que présenté dans le tableau 4.2. De plus, tel que mentionné dans [T03], la considération des $P_{intr}^{Z < 5}$ dans le cas où la charge détectée est au moins égale à 85 n'est plus impérative. Comme les événements considérés dans cette analyse possèdent une $Z_{tot} \geq 80$ cela vient confirmer que l'évaluation des $P_{intr}^{Z < 5}$ n'est pas cruciale dans le calcul du

4.3. LES ANALYSES SUR LES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

M_f	χ^2	
	Avec $P_{intr}^{Z<5}$	Sans $P_{intr}^{Z<5}$
3	1.11440070545302	0.9468157167425921
4	0.780393126195977	0.7735035249380512
5	0.615800461071966	0.551625772651423
6	0.650562980879261	0.466319180660454

TABLE 4.2 – χ^2 des probabilités intrinsèques des fragments obtenues avec l'inclusion et l'exclusion des probabilités intrinsèques des fragments légers ($Z < 5$). La minimisation a été obtenue à l'aide du code fourni par NAG [[nag](#)].

dénominateur.

Finalement, le principal argument pour ne pas inclure la probabilité des fragments légers dans le calcul du dénominateur réside dans la figure 4.5. La déviation de 1 ($R = 0$ sur le graphique) pour la fonction de corrélation dans le plan (σ_Z) donne clairement une distribution plus sensible puisque la majorité des valeurs se retrouvent autour de 1.

Problème informatique

Lors de la réalisation des corrélations en charge à l'aide du code original, les calculs furent réalisés sur des machines VAX 32 bits sous UNIX, changées depuis lors pour des machines avec une architecture 64 bits à 32 bits (les machines pour grand public ayant adopté des processeurs 64 bits). Cela dit, ces modifications sur les processeurs impliquent plusieurs répercussions importantes au niveau des compilateurs utilisés, en raison de la précision machine qui est supérieure avec les processeurs 64 bits.

De plus, en FORTRAN, il existe peu d'uniformisation (comparativement au C++ par exemple) au niveau des compilateurs et chacun est différent, jusqu'à une certaine limite¹³. Par exemple, le code écrit par P. Désesquelles est en mesure d'être compilé par trois compi-

13. Une comparaison intéressante entre les différents compilateurs est réalisée par la compagnie *Polyhedron* et les résultats sont disponibles sur leur site internet [[pol](#)].

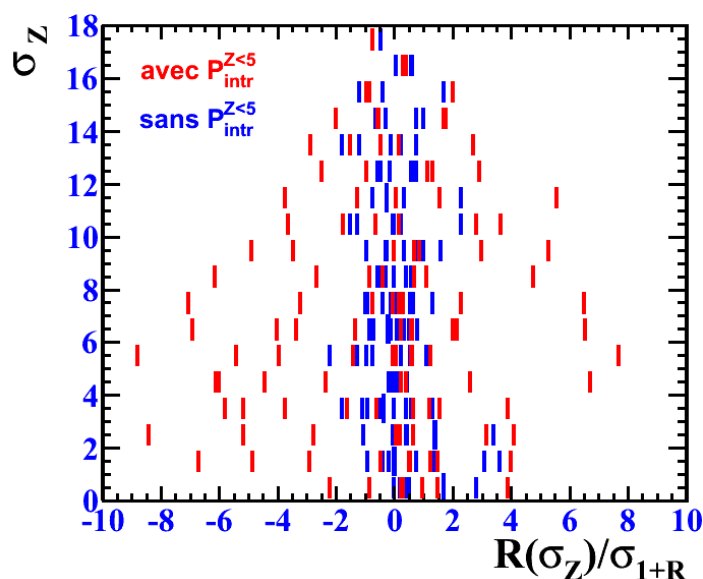


FIGURE 4.5 – Comparaison de la déviation de la fonction de corrélation si le calcul comprend les probabilités intrinsèques pour les fragments légers $P_{intr}^{Z<5}$ (cases rouges) et sans (cases bleues) pour chaque case du plan (σ_Z). Il s’agit du système $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à 39 AMeV issu de la première campagne INDRA.

lateurs sur cinq (ceux disponibles au laboratoire d’Orsay) (IFort (Intel), gFortran (GNU), Lahey Fortran 95 (Fujitsu), mais pas ceux développés par NAG et Portland), sans modifications majeures. La principale raison est que les compilateurs demandent une rigueur de programmation différente, qui n’est pas nécessairement supérieure. Si le standard d’un compilateur n’est pas respecté, il peut ou non (dépendamment de la gravité) compiler. Afin d’assurer une uniformité dans l’analyse, le compilateur *gFortran* a été retenu pour sa rapidité d’exécution et sa portabilité sur l’ensemble des machines du laboratoire. Cependant, comme les autres compilateurs peuvent détecter des erreurs que *gFortran* ne signale pas, des tests ont été réalisés avec les autres pour s’assurer qu’aucune erreur ne se produit au moment de la compilation et de l’exécution du programme ¹⁴.

Aucune différence majeure n’a pu être identifiée. Cependant, comme chaque compilateur comprend son propre lot d’options de compilation, l’implication de chacune n’a pu être

14. Par exemple, une erreur de débordement de tableau n’apparaît qu’au moment de l’exécution et peut même demeurer inaperçue de l’utilisateur tant que les tests appropriés n’ont pas été réalisés.

4.3. LES ANALYSES SUR LES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

M_f	$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$		$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$		$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	
	32 AMeV	39 AMeV	32 AMeV	45 AMeV	32 AMeV	45 AMeV
3	58	80	594	1237	266	611
4	21	46	166	742	69	372
5	2	14	35	522	25	270
6	2	11	7	286	10	171

TABLE 4.3 – Nombre d'événements caractérisé par $\sigma_Z \leq 1$ par valeur M_f pour l'ensemble des systèmes INDRA étudiés à l'aide des corrélations en charge.

évaluée pour l'ensemble des compilateurs.

Artifice mathématique

Les calculs de corrélation utilisés soulèvent deux questions d'ordre mathématique : la procédure de minimisation utilisée et les effets qu'un petit nombre d'événements peut entraîner dans ce type d'étude.

Effet de petits nombres Le risque présent lorsqu'on travaille avec des petits nombres est d'observer des corrélations là où il n'y en a pas. Il s'agit de l'argument principal des personnes qui doutent de la méthode [Cha04]. Cela justifia de faire la cinquième campagne INDRA pour obtenir une statistique assez importante pour lever les doutes à ce sujet. Les statistiques obtenues pour les différentes campagnes sont présentées dans le tableau 4.3.

La différence observée entre l'analyse actuelle et celle réalisée en 2001 pourrait trouver son origine dans le faible nombre d'événements disponibles. Cependant, la cinquième campagne met à notre disposition une statistique nettement supérieure qui devrait minimiser les effets de petits nombres.

4.3. LES ANALYSES SUR LES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

M_f	χ^2	
	NAG	NRF
3	1.11440070545302	1.11440108259962
4	0.780393126195977	0.780393228841814
5	0.615800461071966	0.615890608630912
6	0.650562980879261	0.651133511571628

TABLE 4.4 – χ^2 obtenus avec le code de minimisation NAG E04JAF [[nag](#)] et celui fourni dans *Numerical Recipes* [[HP88](#)]. Il s'agit d'un résultat obtenu lors de la minimisation sur les probabilités intrinsèques calculées pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 39 AMeV, sur les données issues du code Veda.

Calcul de minimisation La minimisation d'une fonction à plusieurs paramètres (plus d'une quarantaine dans notre situation) n'est pas une tâche simple et il n'existe pas de méthode parfaite pour atteindre un résultat. Il existe toujours une possibilité pour que le programme de minimisation converge vers une solution locale, mais qui n'est pas le minimum absolu recherché.

Pour s'assurer que la solution obtenue est valide, et évaluer la capacité du code à converger sur une solution, différents programmes de minimisation ont été utilisés et les programmes furent relancés plusieurs dizaines de fois afin de tenter de faire sortir le processus du minimum calculé. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.4 et ils illustrent clairement que les deux méthodes envisagées pour le calcul de minimisation, celles proposées par NAG [[nag](#)] et NRF [[HP88](#)], sont équivalentes. La méthode de minimisation proposée par NAG est celle retenue pour des raisons pratiques (meilleur diagnostic sur les erreurs de minimisation possibles et la rapidité d'exécution).

Ces tests sur la minimisation ne peuvent être réalisés que sur le code version 2009. En 2003, le même genre d'analyse a été réalisé, mais les données sur ces tests n'ont pu être récupérées.

4.3.2 Les possibilités d'analyse et conclusions

Les différences dans les résultats observés dans la première campagne §4.3.1 peuvent venir jeter une ombre sur les résultats obtenus. En effet, une cause exacte n'a pu être trouvée pour expliquer l'écart entre les résultats de campagne 1993 obtenus avec les deux programmes de corrélation. Toutefois, la méthode n'est pas pour autant invalide.

En effet, les résultats obtenus ont un comportement général similaire. Le signal est moins clair que celui publié, mais est toujours présent. La cause principale semble due à un effet de petits nombres, qui devrait être atténué dans le cas où une statistique suffisante est disponible. Cet effet étant combiné à l'utilisation d'un code différent, avec un compilateur et un ordinateur différents de ceux utilisés pour les besoins de cette thèse, il n'est pas étonnant que la solution ne soit pas identique.

4.3.3 Les corrélations en charge dans la cinquième campagne

Les résultats obtenus avec les données extraites de la cinquième campagne INDRA sont présentés dans les figures 4.6 et le tableau 4.1. Les graphiques illustrent les corrélations en charges $1 + R(\langle Z \rangle, \sigma)$ en fonction du produit de la charge moyenne $\langle Z \rangle$ par la multiplicité de fragments M_f et de l'écart type σ_Z sur la distribution de charges dans les événements, sans considération pour la signification, telle que définie par la relation (4.13). Les graphiques par multiplicité de fragments sont présentés en annexe. Le tableau montre bien que l'on a davantage de statistique pour cette expérience que pour la précédente. Le nombre d'événements dans les premiers bins en σ_Z est plus grand (en pourcentage et en absolu) à 45 AMeV qu'à 32 parce que les fragments sont en moyenne plus petits.

Sur les graphiques 4.6, la région d'intérêt se retrouve dans les cases $\sigma_Z \leq 1$ ¹⁵ et une

15. La signification de $\sigma_Z \leq 1$ est d'avoir au maximum une charge Z d'écart avec $\langle Z \rangle$ pour l'ensemble des fragments d'un événement de $M_f = 3@6$. Il faut noter que dans les fonctions de corrélation présentées, la valeur $\sigma_Z = 1$ (obtenue seulement pour $M_f = 4$) se trouve dans la deuxième case σ_Z .

région autour de $M \times \langle Z \rangle \sim 50 - 80$. Ces pics sont associés à des événements avec une $\langle Z \rangle \sim 10 - 15$ (voir les graphiques pour chaque multiplicité en annexe §B). La limite $\sigma_Z \leq 1$ provient de simulations qui indiquaient que par évaporation les fragments chauds perdaient en moyenne une charge. Dans la même région $M \times \langle Z \rangle$, mais pour de très grandes valeurs d'écart-type, il y a présence de pics de corrélations positives. Ces pics, déjà observés dans la précédente analyse [T03] proviennent d'un processus d'évaporation et on n'en retrouve pas à 45 AMeV. De même, comme précédemment, on observe des pics avec un haut niveau de confiance dans les 2^{ème} et 3^{ème} bins en σ_Z mais pour les mêmes valeurs de $\langle Z \rangle$. Cela avait été attribué à la largeur intrinsèque (inconnue) du processus de décomposition spinodale qui pourrait être supérieure à celle provenant de l'évaporation. On peut ainsi considérer que le groupe de pics de corrélation observé dans la région $\langle Z \rangle \approx 10 - 15$ et $\sigma_Z \leq 3$ signe l'existence d'une décomposition spinodale.

Les graphiques 4.7 tiennent compte d'un seuil minimal de 0.9 pour la signifiante des pics et on observe la disparition de la majorité des pics, plus particulièrement à 45 AMeV, et ce, malgré une statistique plus importante pour ces systèmes.

Les graphiques 4.8 démontrent clairement la présence de pics possédant une signifiante supérieure au seuil de 0.9 localisés dans la région de charge totale ($M \times \langle Z \rangle$) entre 50 et 70 pour la case $\sigma_Z \leq 1$. Ces résultats appuient l'hypothèse de la présence d'événements originaires d'une décomposition spinodale.

L'objectif principal de la cinquième campagne était d'obtenir une statistique suffisante pour obtenir des pics de corrélation possédant un niveau de confiance supérieur à 5σ . L'analyse de la déviation de la fonction de corrélation $R(\langle Z \rangle, \sigma)$ par rapport à 1 dans le plan $(\sigma_Z, M \times \langle Z \rangle)$ est résumée dans les graphiques(4.9). On observe pour les deux systèmes à l'énergie de bombardement la plus basse des niveaux de confiance qui sont supérieurs à 5σ pour σ_Z dans le domaine 2-3 alors qu'ils sont un peu plus faibles pour $\sigma_Z \leq 1$. On ne retrouve pas de points avec de tels niveaux de confiance du côté des anti-corrélations. Ces résultats appuient l'hypothèse que les événements avec $\sigma_Z \leq 3$ gardent la trace d'une décomposition

spinodale, ce qui veut dire que tout le lot d'événements sélectionnés a été formé par ce processus.

Enfin que peut-on dire de l'effet du N/Z sur les corrélations observées ? Théoriquement il est prédit que la zone spinodale rétrécit (dans le plan (T, ρ)) lorsque l'on s'éloigne de $N/Z = 1$. Ainsi plus N/Z est grand et moins la trajectoire du système restera longtemps dans la zone spinodale, elle peut même ne pas y pénétrer. On s'attend donc à ce que le nombre d'événements qui garde la trace de la décomposition spinodale diminue. C'est ce que semblent indiquer les nombres d'extra-événements tels que $\sigma_Z \leq 1$ observés à 32 A MeV : le pourcentage est plus faible pour $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ que pour $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$. Cependant si l'on élargit la sélection aux événements avec $\sigma_Z \leq 3$ les pourcentages s'inversent. Dans l'état actuel de l'analyse il n'est donc pas possible de conclure sur l'effet de l'isospin sur la taille de la région spinodale.

4.3. LES ANALYSES SUR LES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

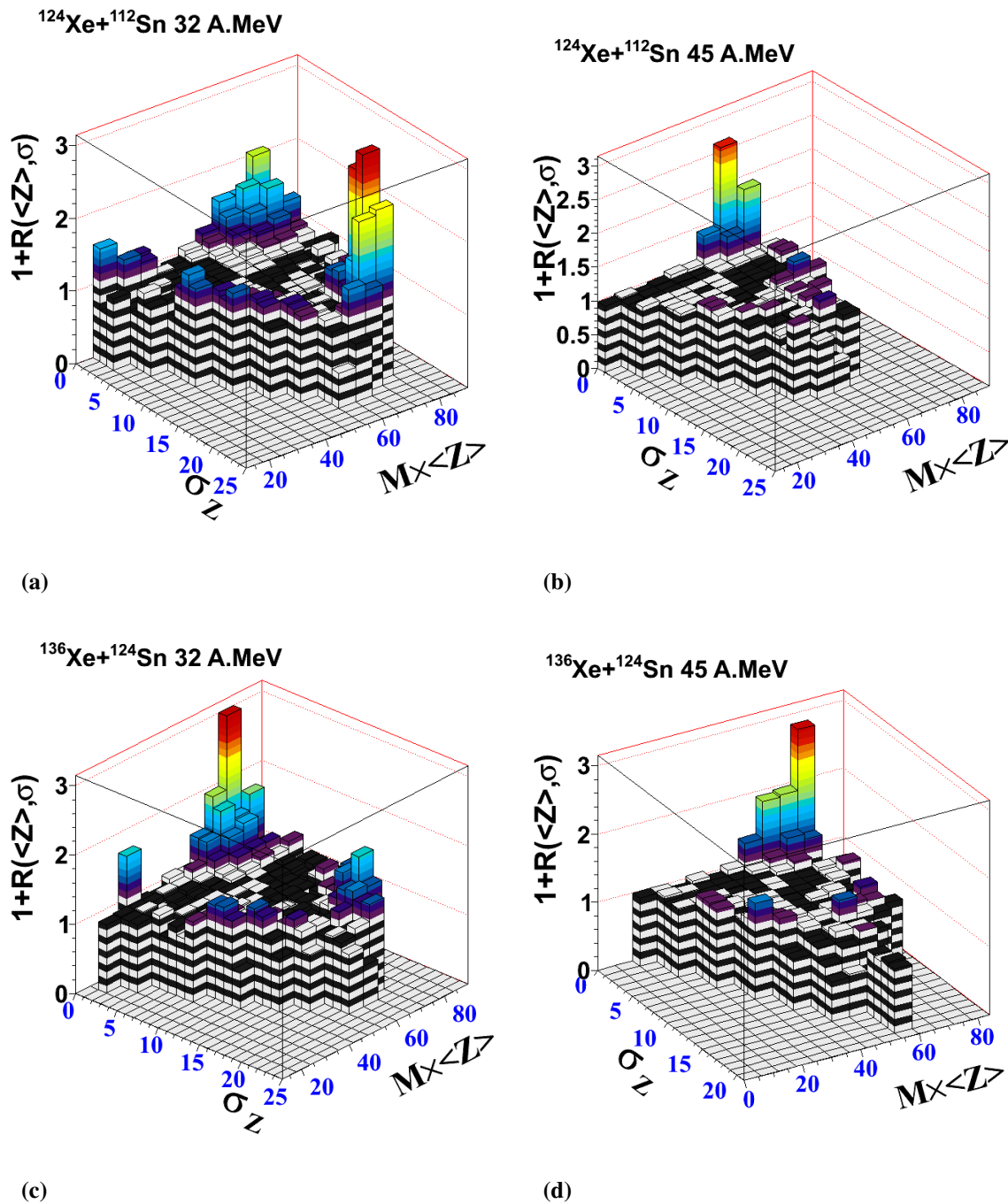


FIGURE 4.6 – Corrélations en charge, pour l'ensemble des multiplicité $3 \leq M_f \leq 6$, dans les systèmes issus de la cinquième campagne INDRA.

4.3. LES ANALYSES SUR LES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

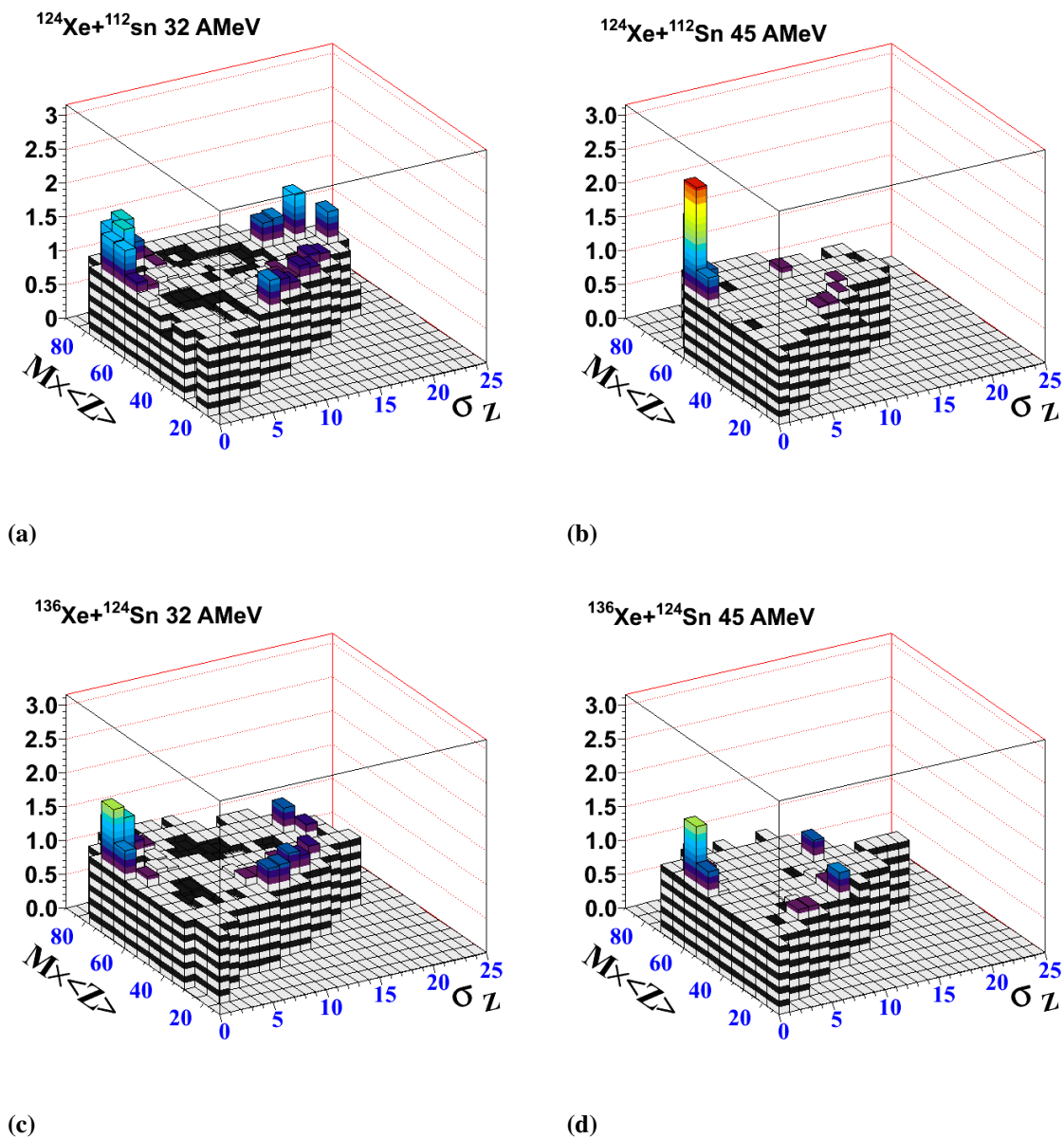


FIGURE 4.7 – Corrélations en charge, avec les pics possédant une signifiante $\alpha \geq 0.9$.

4.3. LES ANALYSES SUR LES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

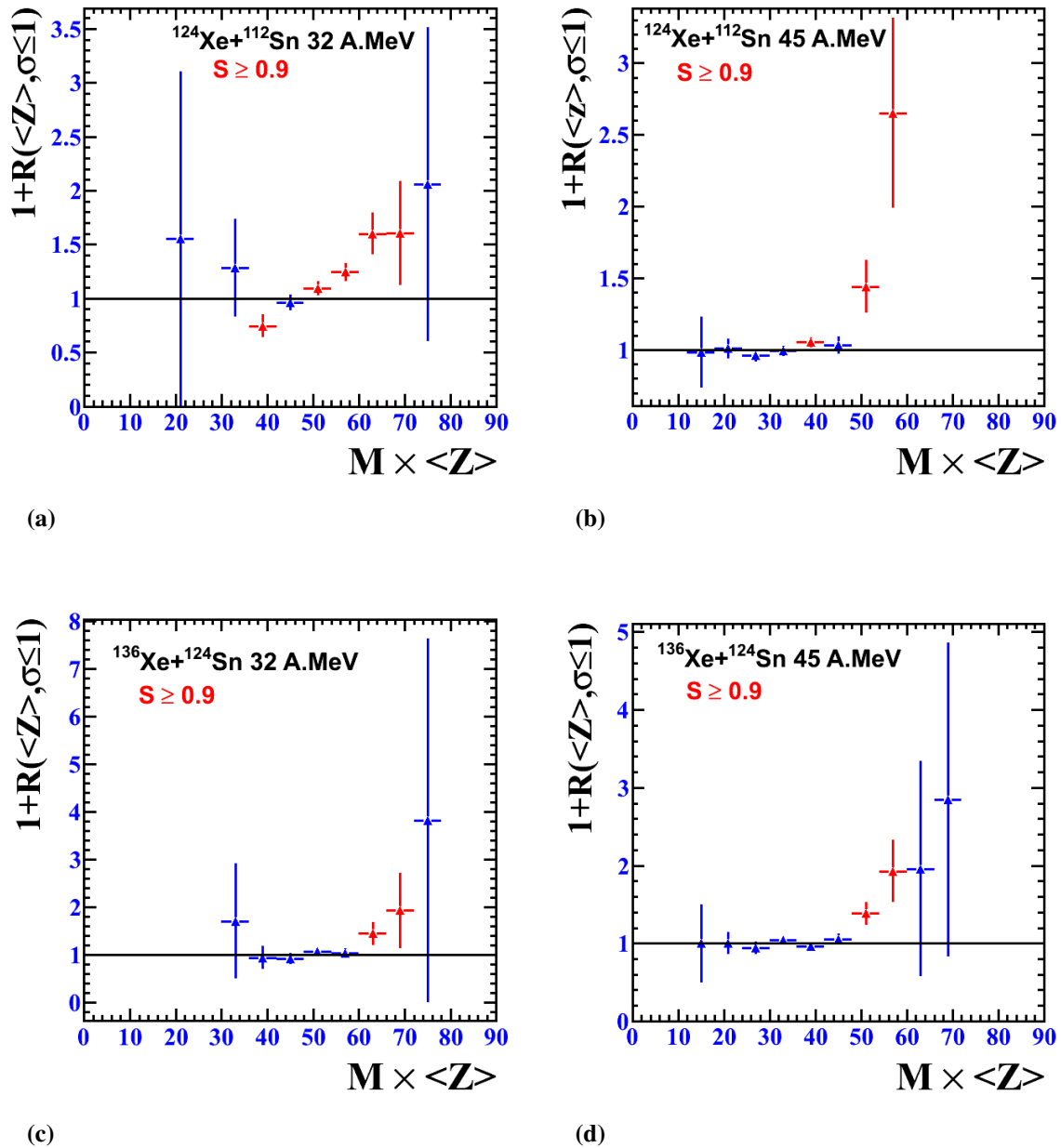


FIGURE 4.8 – Corrélations en charge pour l'ensemble des multiplicités, pour $\sigma \leq 1$. Les points rouges possèdent une signifiante $\alpha \geq 0.9$.

4.3. LES ANALYSES SUR LES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

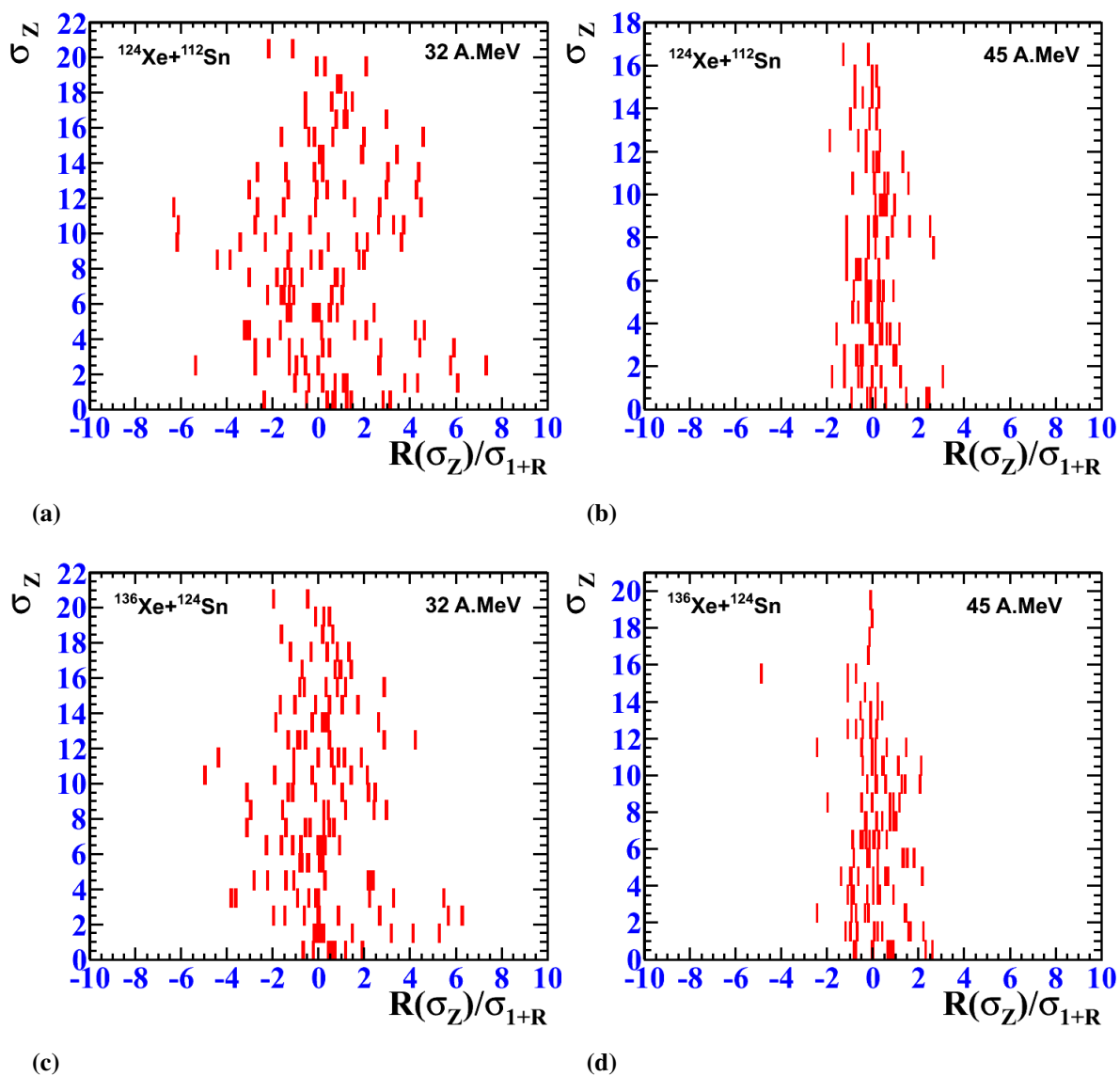


FIGURE 4.9 – Déviation de la fonction de corrélation par rapport à 1. La fonction R est divisée par l'erreur statistique en abscisse (calculée sur le numérateur uniquement).

5

L'analyse expérimentale de la distillation isotopique

L'étude théorique de la matière nucléaire a mis en évidence dans les collisions d'ions lourds l'existence d'un phénomène particulier, propre aux systèmes asymétriques subissant une transition de phase ; il s'agit de la distillation d'isospin [Mül95]. Ce phénomène découle de l'analyse théorique de la transition de phase de type liquide-gaz subie par la matière nucléaire dans le cadre de collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires [Bor01]. Plus spécifiquement, on s'intéresse au cas des collisions centrales avec processus de quasi-fusion, où la désintégration d'un système unique en plusieurs fragments est observée (multifragmentation).

Le système produit lors d'une telle collision est constitué d'une seule phase instable, qui ne peut pas perdurer. Afin de retrouver un état d'équilibre, ou physiquement possible, il se décompose en deux phases qui seront individuellement stables. Par analogie aux systèmes classiques de VDW (voir chapitre §4.1), la première est dite *liquide* et la seconde *gazeuse*. Dans le cadre d'une description thermodynamique d'un système fini, la phase *liquide* est associée aux gros fragments, tandis que la phase dite *gazeuse* est associée aux particules et fragments légers [Mül95, Bar05].

Les noyaux étant composés d'un nombre limité de nucléons qui se déclinent en deux espèces (les protons et les neutrons), l'analogie avec les liquides de VDW ne peut guère tenir la route plus loin qu'une description qualitative du phénomène de transition de phase et de ses caractéristiques. Les effets de tailles finies sur la matière nucléaire¹ ont leurs études associées [Col02, Gul02, Ell03, Gul04, Mar03], et dans le cadre de cette thèse, on s'intéresse davantage à l'effet imposé par une asymétrie dans la composition nucléaire sur la transition de phase. L'observation de l'effet de distillation d'isospin, lié au terme de symétrie de l'*EOS*², a comme prémisses un surplus de neutrons dans la voie d'entrée du système. Les protons et les neutrons ne subissent pas les mêmes forces³. Le système formé lors d'une collision centrale subira une phase de compression suivie d'une phase d'expansion qui l'amènera à faible densité ; il se décomposera, lors de la multifragmentation, en une phase *liquide* qui sera plus symétrique au niveau du N/Z comparativement à la voie d'entrée (minimisation de E_{sym}), tandis que la phase *gazeuse* sera davantage riche en neutrons [Mül95]. Les fragments émis lors du processus originent ainsi d'une source en expansion dans un champ de vitesse qui lui est propre. Du fait des forces opposées auxquelles sont soumis neutrons et protons, le flot radial pour ces deux espèces sera différent.

Une mesure de cette différence de flot pourrait permettre de contraindre le terme de symétrie de l'*EOS*. Les implications sont majeures, puisque non seulement E_{sym} est importante pour la structure nucléaire (par exemple, elle est directement reliée à l'épaisseur de la peau de neutrons), mais aussi pour l'astrophysique nucléaire dans le cadre de l'étude des étoiles à neutrons et des supernovae [Pra97, Bom94]. Pour l'instant, beaucoup de travaux théoriques ont été réalisés sur le sujet, mais très peu d'expériences existent pour parvenir à mieux définir la dépendance en densité et température du terme de symétrie de l'*EOS* (voir §4.1).

Dans le cadre d'analyses expérimentales, plusieurs variables ont été construites dans le but

1. Le concept de matière nucléaire implique un milieu infini.
 2. *Equation of state*, ou équation d'état en français.
 3. Les neutrons ne sont pas affectés directement par la force coulombienne et les potentiels de symétrie pour les neutrons et protons ont des forces opposées.

d'observer ce phénomène [Tsa01, Tan01, Col06]. M. Colonna a récemment proposé [Col08] une variable qui permet d'établir un lien entre l'équation d'état (EOS) et le N/Z et l'énergie cinétique (E_k) des fragments issus des collisions centrales. Une comparaison entre deux paramétrisations (*soft* et *stiff*) pour la fonctionnelle de densité a démontré une nette différence entre ces deux visions théoriques envisagées.

Cette étude théorique [Col08] porte sur les systèmes symétriques $^{112,124,132}\text{Sn}$ à 50 AMeV, ce qui place les systèmes de la cinquième campagne INDRA, étudiés dans le cadre de cette thèse (voir §3), dans une position idéale pour tester cette nouvelle variable. En plus des systèmes étudiés dans le cadre des corrélations en charge, deux autres systèmes sont disponibles : le premier avec une cible et un projectile *symétriques* en masse (A) ($^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$) et le second avec un projectile *riche* en neutrons et une cible *pauvre* en neutrons ($^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$). Ces deux systèmes possèdent la même masse totale ($A_{\text{totale}} = A_{\text{projectile}} + A_{\text{cible}}$) et un ratio N/Z intermédiaire par rapport aux systèmes précédemment étudiés.

Dans ce chapitre, une introduction est d'abord faite sur la théorie qui a mené à l'élaboration de cette variable. Ensuite, un portrait des différents aspects de la mesure et du calcul sur les données expérimentales est dressé. Finalement, les résultats expérimentaux sont présentés.

5.1 Présentation théorique de la variable

Plusieurs approches théoriques existent afin de décrire l'évolution d'un système qui est désexcité par le processus de la multifragmentation. Elles sont généralement divisées en deux grandes familles : les approches dites dynamiques et les approches statistiques. Plusieurs revues détaillées existent sur le sujet [Mor93, Bor08]. L'approche retenue par M. Colonna [Ayi88, Ayi90] est dérivée à partir d'une approche stochastique de champ moyen, développée autour de l'équation de transport Boltzmann-Langevin.

5.1.1 Le modèle utilisé

L'équation de Boltzmann-Langevin

Dans ce modèle, l'évolution du système est décrite par une équation de transport, caractérisée par un terme fluctuant. L'équation ainsi obtenue est nommée équation de Boltzmann-Langevin (**BLE**) [Gua96b,Gua96a]. Il s'agit de l'extension stochastique de l'équation nucléaire de Boltzmann [Ber88], dans laquelle les collisions nucléon-nucléon sont considérées comme des processus aléatoires, par analogie au traitement du mouvement brownien par Langevin [Lan08]. Cette approche a démontré son importance dans les processus impliquant des instabilités, tels que les systèmes nucléaires évoluant dans la région spinodale du diagramme des phases [Ayi88].

L'équation *BLE*(5.1) est ainsi obtenue sous la forme suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \{h[f], f\} + I_{coll}[f] + \partial I[f]. \quad (5.1)$$

Cette équation (5.1) décrit l'évolution temporelle d'une fonction de distribution à un corps $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ (dans l'espace de la position et de l'impulsion), qui est en fait la transformée de Wigner de la densité à un corps. $h(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ est l'hamiltonien du champ moyen, I_{coll} est le terme de collision à deux corps⁴ et $\partial I[f]$ est le terme de Langevin, soit la partie variationnelle de l'intégrale de collision à deux corps.

Le principal problème de cette équation réside dans la difficulté à trouver une solution numérique exacte. Seulement les cas à une et deux dimensions ont pu être calculés à ce jour [Cho91]. Ainsi, différentes approximations ont été développées afin d'obtenir une solution pour cette équation (**BLE**).

L'approximation développée par A.Guarnera *et al.* [Gua96b] est celle retenue (approximation du champ moyen stochastique, mieux connue comme *SMF*). Cette méthode consiste

4. Ce terme est inclus dans tous les codes de transport, tels que **LV**, **BUU** et **BNV** [Kru85, Gré87]

à l'introduction de variations spatiales stochastiques de la densité. L'idée derrière *BOB*⁵ [Cho94] est de remplacer le terme variationnel par (5.2) :

$$\partial I[f] = -\delta \mathbf{F}[f] \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}}. \quad (5.2)$$

Le terme $\delta \mathbf{F}(\mathbf{r}, t)$ de l'équation (5.2) est la force brownienne associée ($\langle \delta \mathbf{F} \rangle = 0$), localisée dans l'espace et le temps. L'intensité de cette force est ajustée pour reproduire la croissance des modes les plus instables qui se développent dans la matière nucléaire infinie lorsque le système entre dans la région spinodale (voir §4.1.2).

L'énergie de symétrie

L'énergie de symétrie est une composante fondamentale des équations de masse permettant d'extraire l'information sur l'énergie de liaison ($\mathbf{B}(A, Z)$) des noyaux. Ce type d'équation semi-empirique permet d'obtenir une valeur pour $\mathbf{B}(A, Z)$, en fonction de la masse et la charge du noyaux, en tenant compte des effets de taille finie d'un tel système. Pour un noyau stable ($T=0$ et $\rho = \rho_0$), l'équation de masse a la forme suivante :

$$B(A, Z) = a_{vol}A + a_{surf}A^{2/3} + a_{coul}Z^2A^{-1/3} + a_{sym}\frac{(N-Z)^2}{A}, \quad (5.3)$$

avec

$$a_{vol} = -15.56 \text{ MeV}, \quad a_{surf} = 17.23 \text{ MeV},$$

$$a_{coul} = 0.697 \text{ MeV}, \quad a_{sym} = 23.285 \text{ MeV}.$$

Ces valeurs sont tirées de [Wil91]. Il existe plusieurs ensembles de valeurs possibles, d'où l'indication de valeurs approximatives.

L'équation (5.3), développée par Bethe-Weizsäcker [Bet36, Wei35] dans la première moitié du vingtième siècle, est encore utile aujourd'hui pour décrire les noyaux stables. Bien qu'il ne s'agisse pas de l'équation la plus complète existante, les diverses contributions à l'énergie de liaison sont similaires dans les versions plus raffinées. Ainsi, ce type d'équation peut être

divisé en quatre parties (une pour chaque contribution).

Le premier terme, a_{vol} , sert à représenter l'énergie fixée pour un volume constant de nucléons, à une densité égale de neutrons et de protons. Il s'agit du terme de volume.

Le second terme, a_{surf} , est le terme de surface. Il permet de tenir compte de la réduction de l'énergie de liaison due aux nucléons localisés à la surface de la sphère formée par le noyau.

Le troisième terme, a_{coul} , permet de tenir compte de la répulsion coulombienne. Pour obtenir ce terme, il suffit de considérer l'énergie potentielle d'une sphère uniformément chargée Z^2/R , sachant que le rayon est proportionnel à la racine cubique de la masse du noyau ($R \propto A^{1/3}$).

Le quatrième terme, a_{sym} , est celui qui nous intéresse et il représente l'énergie de symétrie. En effet, pour un nombre inégal de protons et de neutrons (matière asymétrique), l'énergie de liaison du noyau devrait diminuer. L'énergie de symétrie (E_{sym}) peut être présentée comme une approximation de l'énergie par nucléon nécessaire pour convertir tous les protons d'un système symétrique en neutrons, à une densité fixée ρ [Bar05]. Les différents modèles semblent en accord pour prédire une valeur du coefficient de l'énergie de symétrie nucléaire contrainte entre $20 \lesssim E_{sym} \lesssim 30 A \text{ MeV}$.

Parmi ces quatre termes, seules l'énergie coulombienne et l'énergie de symétrie seront influencées par l'asymétrie du système.

Ainsi, pour le cas de la matière asymétrique, l'équation d'état devrait être dépendante de la densité totale ($\rho = \rho_n + \rho_p$) et de la densité d'isospin ($\rho_3 = \rho_n - \rho_p$). En définissant un paramètre d'asymétrie $I = \rho_3/\rho \equiv \frac{(N-Z)}{A}$, il est possible d'écrire l'énergie totale (E) du noyau sous la forme :

$$\frac{E}{A}(\rho, I) = \frac{E}{A}(\rho) + \frac{E_{sym}}{A}(\rho)I^2. \quad (5.4)$$

Le terme relatif à l'énergie de symétrie peut être décomposé en deux parties. La première est une contribution cinétique qui provient des corrélations de Pauli et la seconde est une contribution potentielle provenant de l'interaction nucléaire effective dans le milieu. Comme il est concevable d'évaluer précisément la contribution cinétique, il est possible de séparer les deux contributions et de réduire le problème à une fonction $F(u)$ où la densité $u \equiv \rho/\rho_0$ peut être reliée à l'interaction, en posant $F(1) = 1$, où ρ_0 est la densité de saturation et C est un paramètre ajusté pour reproduire le terme a_{sym} de l'équation (5.3). En suivant ce raisonnement, la dépendance en densité (ρ) de l'énergie de symétrie telle que présentée dans l'équation (5.4) devient :

$$\varepsilon_{sym}(\rho) \cong \frac{E_{sym}}{A}(\rho) = \frac{\varepsilon_F(\rho)}{3} + \frac{C}{2}F(u). \quad (5.5)$$

L'équation (5.5) peut être développée en une série de Taylor du second ordre par rapport à la densité autour de la densité de saturation :

$$\varepsilon_{sym}(\rho) \cong \varepsilon_0 + \frac{L}{3}\left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}\right) + \frac{K_{sym}}{18}\left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}\right)^2, \quad (5.6)$$

où L et K_{sym} sont les paramètres de pente et de courbure de l'énergie de symétrie nucléaire à ρ_0 . Ils sont définis comme,

$$L = 3\rho_0 \frac{\partial \varepsilon_{sym}(\rho)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\rho_0}, \text{ et } K_{sym} = 9\rho_0^2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{sym}(\rho)}{\partial^2 \rho} \Big|_{\rho=\rho_0}. \quad (5.7)$$

Les deux paramètres L et K_{sym} servent à caractériser la dépendance en densité de l'énergie de symétrie autour de la densité de saturation ρ_0 . Il a été déterminé que le paramètre de pente L est relié linéairement à l'épaisseur de la peau de neutrons observée dans les noyaux lourds [Die03, Che05]. Cependant, en raison des grandes incertitudes concernant la mesure expérimentale de ces peaux de neutrons, il n'a pas encore été possible d'obtenir la valeur L expérimentalement, bien qu'il soit possible théoriquement de le faire [Li08].

Le choix d'une paramétrisation pour l'énergie de symétrie n'est pas trivial et dépend grandement du modèle retenu [Bar05]. Les différents comportements prédits pour $F(u)$ au point

$F(u)$	Modèle(s)	Références
1	Skyrme	[Yos98]
\sqrt{u}	interactions N-N	[Wir88]
u	BHF, RMF, DBHF	[GB99, Ma04, Bar05, Bom91]
$u^2/(1+u)$	eBHF, RDBHF	[Mac89, Bro90]

TABLE 5.1 – Les différentes paramétrisations pour le terme $F(u)$ de l'énergie de symétrie et les modèles associés.

de saturation et leurs modèles associés sont résumés dans le tableau (5.1).

Dans le cadre de l'analyse de M. Colonna, deux paramétrisations sont considérées pour la partie potentielle de $E_{sym}(\rho)$, correspondant aux deux extrêmes envisagées par les théoriciens. La première, dite *asystiff* (ou dure, rigide), comprend un terme qui croît rapidement avec la densité ($\propto \rho^2$) :

$$E_{sym}(\rho)I^2 = a \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{2/3} + b \left(\frac{2(\rho/\rho_0)^2}{1 + (\rho/\rho_0)}\right). \quad (5.8)$$

La densité de saturation est donnée par ρ_0 , $a = 13.4$ MeV et $b = 19$ MeV. La seconde, dite *asysoft* (ou douce), sature au-delà de la densité normale ; la dépendance en densité est donc beaucoup plus faible dans la relation (5.9), par rapport à (5.8) :

$$E_{sym}(\rho)I^2 = a \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{2/3} + 240.9\rho - 819.1\rho^2. \quad (5.9)$$

La variable $a = 12.7$ MeV dans le cas *asysoft*.

La figure 5.1 illustre le comportement divergent entre les deux paramétrisations pour l'énergie de symétrie. À la densité de saturation ($\rho_0 \simeq 0.16 \text{ fm}^{-3}$), les deux courbes se rejoignent et l'énergie de symétrie obtenue est celle donnée par la formule empirique de Bethe-Weizsacker (voir §5.1.1).

5.1.2 Construction de la variable expérimentale

Afin d'obtenir le ratio N/Z en fonction de l'énergie cinétique (dans le repère du centre de masse), différentes constructions sont envisageables pour le ratio. Ces différentes construc-

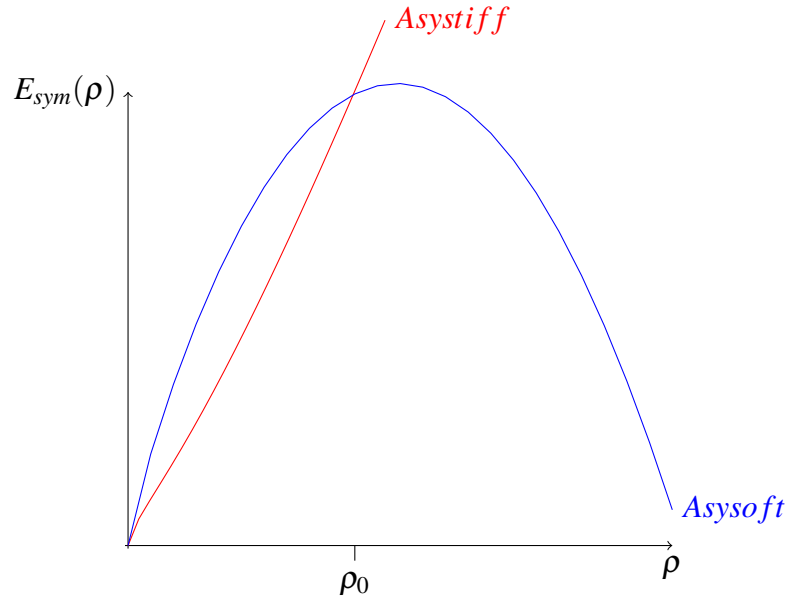


FIGURE 5.1 – Paramétrisations soft (en bleu) et stiff (en rouge) pour l'énergie de symétrie totale $E_{sym}(\rho)$.

tions ne sont pas nécessairement équivalentes et leurs caractéristiques respectives, avantages et inconvénients, sont présentées.

Construction Colonna

Il s'agit de la version présentée par M. Colonna [Col08]. La mesure de la composition de la matière N/Z est donnée par la relation (5.10). Les sommes sont réalisées sur les fragments d'un même événement et la moyenne sur les événements est prise pour chaque tranche équidistante en énergie cinétique (dans le repère du centre de masse),

$$A_{sym}^{Col} = \left\langle \frac{\sum_i N_i}{\sum_i Z_i} \right\rangle (E_k) \quad (5.10)$$

Pour les fragments i de chaque tranche d'énergie cinétique E_k , d'une largeur de 1 AMeV dans notre analyse, la somme des neutrons N (obtenue en soustrayant la charge Z de la masse A) est divisée par celle des fragments chargés (le Z) pour chaque événement, jusqu'à atteindre le nombre n d'événements disponibles.

Le principal avantage de cette méthode est de conserver la notion d'événement, mais

puisque la somme n'est réalisée qu'à l'intérieur d'un seul événement et non pas sur l'ensemble, la statistique doit être suffisante pour couvrir l'ensemble des valeurs possibles.

Construction IPN

La construction IPN a été développée par E. Galichet [Gal09] dans le cadre des analyses sur la diffusion d'isospin dans les collisions semi-périphériques des systèmes symétrique $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ et asymétrique $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$, pour des énergies de faisceaux entre 52 et 74 AMeV. Cette construction ne tient pas compte de la notion d'événement. Il s'agit de l'évaluation du ratio N/Z pour l'ensemble de la matière nucléaire détectée à une tranche d'énergie cinétique donnée,

$$A_{sym}^{IPN} = \left(\frac{\sum_n N_n}{\sum_n Z_n} \right)_{E_k}. \quad (5.11)$$

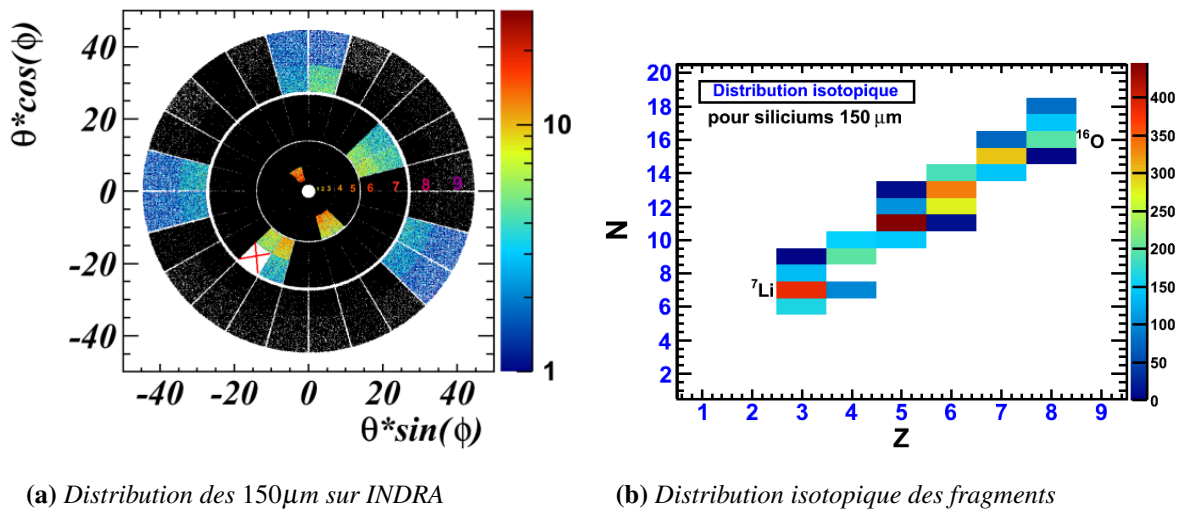
5.2 Résultats expérimentaux

5.2.1 Sélection des fragments

La matrice d'identification INDRA possède un nombre limité de détecteurs capables d'identifier la masse réelle des fragments. La figure 5.2a présente les télescopes Si-CsI $150\mu\text{m}$ sur les couronnes 2 à 9 (45°). Ainsi pour la majorité des fragments détectés sur INDRA, la masse est évaluée selon une formule de masse [Cha98]. Différentes paramétrisations existent pour une telle formule et la fiabilité de ces paramétrisations, bien qu'acceptable dans le cadre d'un calcul de l'impulsion par exemple, ne permet pas de pouvoir tirer des conclusion sur l'asymétrie d'un système. En effet, l'utilisation d'une formule conduit à attribuer une masse unique à tous les fragments identifiés avec un même numéro atomique Z. Ainsi, il convient de ne considérer que les fragments réellement identifiés en charge ET en masse. Sur INDRA, seuls les télescopes Si-Csi sont en mesure d'effectuer une telle identification, limitant du même coup la statistique disponible pour l'évaluation du ratio N/Z.

Le graphique 5.2b permet de bien mettre en évidence les limitations du multidétecteur INDRA dans le cadre de l'identification isotopique. Cependant, il est important de mettre

en perspective le fait qu'il s'agit de l'un des premiers résultats obtenus à l'aide d'un multidétecteur 4π en mesure d'effectuer une identification isotopique aussi loin que les isotopes de l'oxygène. Des résultats d'une étude similaire avec le multidétecteur CHIMERA sont attendus dans un avenir proche [Ger09]. Le projet FAZIA vise d'ailleurs à obtenir une résolution en masse sur l'ensemble de la matrice, ce qui devrait permettre d'obtenir des études plus complètes.

(a) Distribution des 150 μm sur INDRA

(b) Distribution isotopique des fragments

FIGURE 5.2 – Emplacement des détecteurs 150 μm sur la matrice INDRA ($\theta \leq 45^\circ$) et distribution de l'identification isotopique des fragments $Z = 3$ à 8 pour le système ${}^{124}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$ à 45 AMeV. Le taux de comptage est indiqué pour ces détecteurs seulement.

Les fragments étudiés ($Z = 3$ à 8) n'ont pas tous été détectés uniformément dans le repère du centre de masse (CM). L'analyse des graphiques (5.3) permet de sélectionner une zone précise dans le centre de masse pour laquelle les fragments de toutes les énergies ont été détectés. Nous avons choisi une région en énergie entre 2 et 8 AMeV, et une région angulaire de $45^\circ \leq \theta \leq 85^\circ$ dans laquelle tous les isotopes sélectionnés ont été identifiés. L'absence de fragments à certains angles et énergies (comme les ${}^{6,8}\text{Li}$) s'explique par des seuils d'identification très élevés pour certaines couronnes.

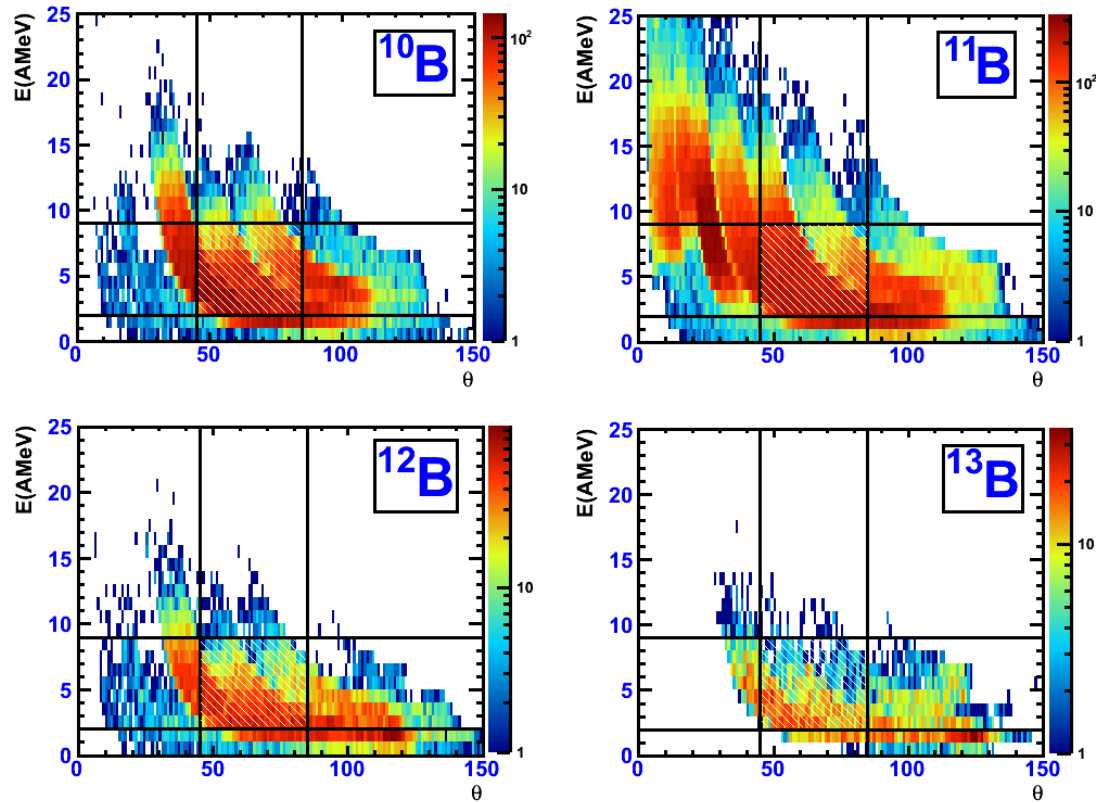


FIGURE 5.3 – Énergie cinétique (AMeV) E_k dans le repère du CM en fonction de l'angle dans le CM. Les isotopes du bore ($Z=5$) sont présentés, dans le système $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 45 AMeV. Les graphiques des autres éléments, à 32 et 45 AMeV sont présentés en annexe. Les barres noires indiquent la sélection des fragments (hachurée).

5.2.2 Sélections sur les événements

Comme dans le cadre des chapitres précédents, nous nous intéressons aux collisions centrales avec une source compacte unique. Ainsi, les mêmes sélections que celles réalisées dans le cadre de l'analyse des corrélations en charge sont nécessaires.

De plus, comme la variable analysée porte sur les ratios isotopiques des fragments, il est important d'éviter de biaiser cette analyse en incluant les particules légères ($Z = 1, 2$). Expérimentalement, ce sont les produits chargés issus d'un processus de multifragmentation qui sont utilisés. Or les particules légères (**LCP**) peuvent provenir non seulement de la multifragmentation mais aussi de processus de pré-équilibre ou d'évaporation. Si ces particules, dont le nombre est très élevé, sont incluses dans l'analyse, on observera des valeurs de N/Z qui ne seront pas avec certitude caractéristiques de la multifragmentation.

5.2.3 Les résultats

Les résultats obtenus avec la variable Colonna (eq. 5.10) sont présentés dans les graphiques 5.5 et 5.6. Le premier constat est que la variation de A_{sym}^{Col} avec l'énergie cinétique est linéaire, comme observé dans le modèle. Afin d'avoir une meilleure idée sur la variation de la pente entre les systèmes, une régression linéaire $f(x) = ax + b$ a été effectuée sur les données à l'aide de *Minuit*. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.2.

À 32 AMeV, ainsi qu'à 45 AMeV, les systèmes pauvres en neutrons montrent une évolution du ratio N/Z en fonction de E_k plus prononcée que les systèmes riches en neutrons $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$. Cette différence va dans le sens des prédictions théoriques. Cependant, cet effet est moins clair à 45 AMeV, puisque la différence de pente obtenue n'est pas significative en raison des erreurs calculées sur les paramètres de la fonction lissée sur les données. Cette seconde observation vient, elle, à l'encontre des prédictions théoriques qui annoncent une augmentation de l'effet d'isospin avec le flot, et donc avec l'énergie de bombardement. Les résultats démontrent plutôt une diminution de l'effet qui devient négligeable à 45 AMeV.

Finalement, le comportement des systèmes intermédiaires $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ et $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ est différent de la tendance attendue à 32 et 45 AMeV. En effet, pour le premier la pente est moins prononcée que celles des systèmes riches, mais aussi de ceux pauvre en neutrons. À l'inverse pour le système symétrique en masse on observe la pente la plus forte. Ce comportement est à première vue surprenant, puisque la sélection des événements a été réalisée afin de ne conserver que les événements dits *compact*s (voir le chapitre 3.2). Si l'on se réfère à l'étude des valeurs de multiplicités de fragments, on s'attendrait à observer une même pente pour ces deux systèmes, intermédiaire entre celles des systèmes avec les N/Z extrêmes. Cependant, comme il a été observé dans les travaux théoriques, l'asymétrie de la voie d'entrée a un effet sur l'émission de pré-équilibre et cela modifie donc faiblement le ratio N/Z de la source de quasi-fusion qui multifragmente. C'est effectivement ce que l'on semble observer, ce qui indiquerait que l'observable étudiée ici est plus sensible que les multiplicités étudiées au chapitre §3.

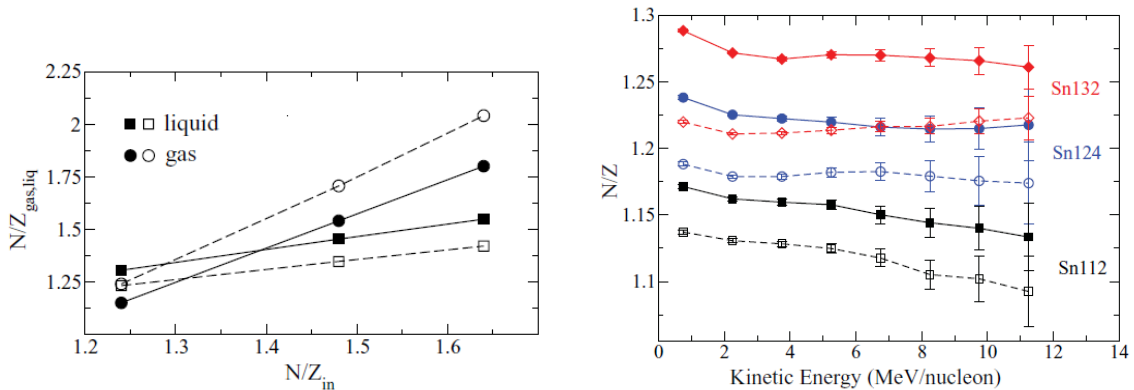
Analyse variable IPN

L'évolution du ratio N/Z en fonction de l'énergie cinétique des fragments peut être aussi évaluée selon la méthode IPN (voir §5.1.2). Les graphiques obtenus avec cette construction sont présentés dans les figures 5.7 et 5.8. Comme dans le cas de la construction selon la méthode *Colonna*, une fonction $f(x) = ax + b$ a été ajustée sur les points entre 2 et 8 AMeV (toujours dans le référentiel du centre de masse). Les résultats sont présentés dans le tableau 5.3.

Les observations sont similaires à celles réalisées avec la construction *Colonna*. En effet, les valeurs des pentes calculées sont identiques pour quelques cas ($^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 AMeV par exemple) et sinon, de valeur très rapprochée. L'erreur calculée avec la méthode IPN est plus faible, puisque le ratio est calculé sur l'ensemble de la matière détectée et non à chaque événement. Toutefois on remarque que les χ^2 obtenus par l'ajustement linéaire de (A_{sym}^{IPN}) en fonction de E_k sont plus grand que dans le cas précédent. Un examen attentif des figures montre un comportement moins linéaire qu'avec la construction précédente, particulièrement à faible énergie cinétique. Cet effet, non analysé en détail, est peut-être dû à la perte de la

notion d'événement.

5.2.4 Comparaison avec la théorie



(a) Distillation isotopique. Évolution du ratio N/Z de la phase gazeuse (cercles) et liquide (carrés) selon le ratio N/Z de la voie d'entrée $(N/Z)_{in}$.

(b) Évolution du ratio N/Z pour des fragments froids. Chaque système est représenté par une couleur différente.

FIGURE 5.4 – Graphiques tirés de l'article [Col08]. Les traits pointillés et pictogrammes vides représentent une paramétrisation *soft* et les traits pleins et pictogrammes pleins, une paramétrisation *stiff*.

Les résultats présentés par M. Colonna dans [Col08] (voir les graphiques 5.4) démontrent clairement que le comportement du rapport N/Z en fonction de E_k est différent selon la rigidité choisie (paramétrisation douce ou *soft* et rigide ou *stiff* de l'énergie de symétrie). Le cas de la paramétrisation douce démontre un effet plus prononcé selon la composition de la voie d'entrée comparativement au cas rigide.

Les résultats expérimentaux obtenus ne démontrent pas une différence aussi marquée que dans le cas doux présenté par M. Colonna. En effet, dans tous les cas (figures 5.5 à 5.8), la pente de la droite ajustée sur les données est négative, avec une différence plus ou moins significative. Ils démontrent davantage un comportement associé avec une paramétrisation rigide de l'énergie de symétrie. Il est important de noter que les simulations réalisées ne sont

pas sur les mêmes systèmes que ceux étudiés dans le présent travail (système Sn+Sn contre Xe+Sn) et que l'énergie incidente est plus importante (50 AMeV contre 32 et 45 AMeV). De nouvelles simulations sont présentement en cours sur nos systèmes et devraient permettre d'obtenir une comparaison plus adéquate avec nos résultats.

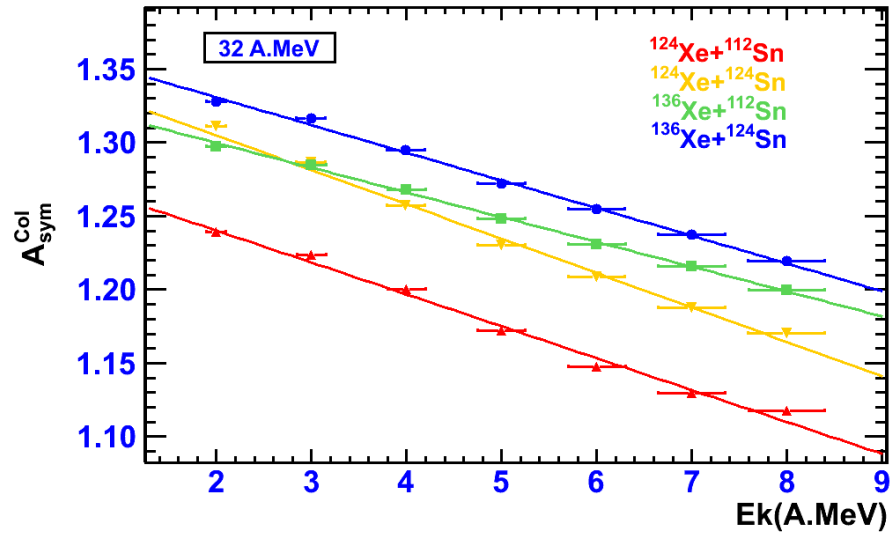


FIGURE 5.5 – Rapports N/Z en fonction de E_k , à 32 A.MeV, calculés selon la méthode Colonna (A_{sym}^{Col}).

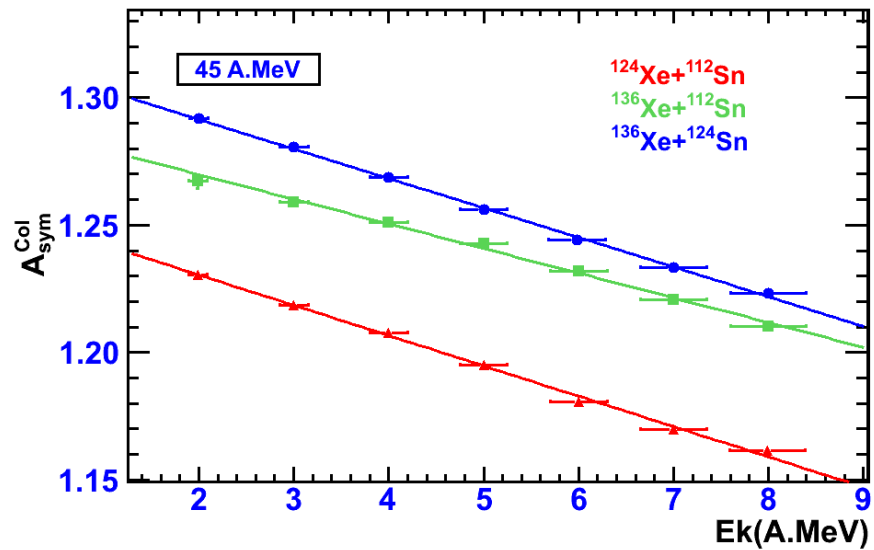


FIGURE 5.6 – Rapports N/Z en fonction de E_k , à 45 A.MeV, calculés selon la méthode Colonna (A_{sym}^{Col}).

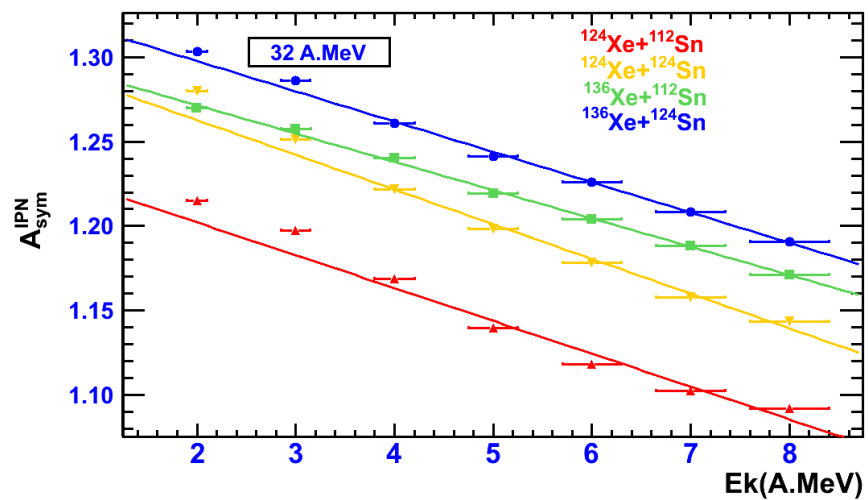


FIGURE 5.7 – Rapports N/Z en fonction de E_k , à 32 A.MeV, calculés selon la méthode IPN (A_{sym}^{IPN}).

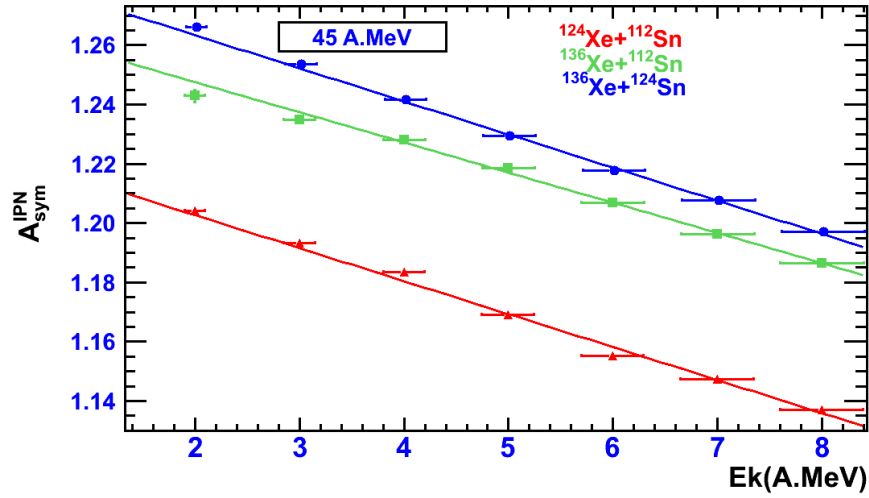


FIGURE 5.8 – Rapports N/Z en fonction de E_k , à 45 A.MeV, calculés selon la méthode IPN (A_{sym}^{IPN}).

Système	Énergie (A.MeV)	$(N/Z)_{sys}$	χ^2	a	b
$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	32	1.27	157.24	-0.0217 (± 0.0002)	1.284 (± 0.001)
$^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	32	1.38	28.6313	-0.0234 (± 0.0004)	1.352 (± 0.002)
$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	32	1.38	4.48915	-0.0168 (± 0.0003)	1.334 (± 0.002)
$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	32	1.5	19.2228	-0.0188 (± 0.0003)	1.368 (± 0.003)
$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	45	1.27	13.7607	-0.0119 (± 0.0002)	1.254 (± 0.001)
$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	45	1.38	5.0524	-0.0096 (± 0.0004)	1.289 (± 0.002)
$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	45	1.5	4.15412	-0.0116 (± 0.0002)	1.315 (± 0.001)

TABLE 5.2 – Résultats de la minimisation MINUIT (ROOT) sur les graphiques 5.5 et 5.6. Le χ^2 obtenu (le nombre de degrés de liberté est de 5 pour calculer le χ^2), les paramètres a et b ($f(x) = ax + b$) pour l'ensemble des systèmes de la cinquième campagne INDRA.

Système	Énergie (AMeV)	$(N/Z)_{\text{sys}}$	χ^2	a	b
$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	32	1.27	1557.36	-0.0195 (± 0.0001)	1.2411 (± 0.0006)
$^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	32	1.38	176.338	-0.0206 (± 0.0002)	1.304 (± 0.001)
$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	32	1.38	22.8064	-0.0168 (± 0.0002)	1.305 (± 0.001)
$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	32	1.5	104.639	-0.0179 (± 0.0001)	1.3336 (± 0.0008)
$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	45	1.27	147.556	-0.0111 (± 0.0001)	1.2249 (± 0.0007)
$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	45	1.38	19.6685	-0.0102 (± 0.0002)	1.268 (± 0.001)
$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	45	1.5	23.5418	-0.0112 (± 0.0001)	1.2857 (± 0.0007)

TABLE 5.3 – Résultats de la minimisation MINUIT (ROOT) sur les graphiques 5.7 et 5.8. Le χ^2 obtenu (le nombre de degrés de liberté est de 5 pour calculer le χ^2), les paramètres a et b ($f(x) = ax + b$) pour l'ensemble des systèmes de la cinquième campagne INDRA.

6

Conclusion

Le travail réalisé au cours de cette thèse porte essentiellement sur les effets de l'isospin lors de la désexcitation de noyaux chauds produits dans les réactions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Le présent travail a repris les analyses réalisées sur un signal de décomposition spinodale, en y ajoutant une évaluation de l'impact du rapport N/Z de la voie d'entrée sur la région spinodale. En plus, les premiers résultats expérimentaux obtenus avec une nouvelle variable d'analyse, développée par les théoriciens de Catane, concernant la distillation d'isospin sont présentés.

Dans un premier temps, les montages expérimentaux ont été exposés. Les multidétecteurs INDRA et HERACLES sont les deux systèmes utilisés au cours de ce travail. Les résultats énoncés proviennent essentiellement d'INDRA en raison de leur qualité, de la couverture angulaire supérieure à celle d'HERACLES, du nombre de systèmes, du logiciel d'analyse KaliVeda et de la statistique des données.

Toutefois, HERACLES dispose de détecteurs à neutrons, pouvant fournir une information essentielle sur l'influence de la voie d'entrée dans les réactions. Une étude plus détaillée est à venir sur le sujet. L'expérience à TAMU avec le multidétecteur HÉRACLES a été suffisante pour déterminer le ratio N/Z dans la matière à mi-rapidité grâce à l'observation des neutrons et l'identification (sans calibration en énergie) des fragments chargés [Thé05]. Cependant, afin d'obtenir une description complète des fragments détectés dans le but d'étudier

la cinématique de la mi-rapidité il est essentiel de posséder une calibration en énergie fiable. Malheureusement, cette condition n'a pu être atteinte par notre travail et par deux tentatives précédentes. Toutefois, cette campagne a pu servir de banc d'essais pour le nouveau système de traitement des données basé sur ROOT, une évolution significative par rapport à PAW.

Le travail réalisé sur la cinquième campagne INDRA permet d'avoir une qualité d'analyse comparable à la première campagne d'analyse (§1.1.1), mais avec une statistique dix fois supérieure. L'importance accordée aux détails pour l'identification des fragments a permis de récupérer l'ensemble de l'information disponible et d'obtenir la résolution isotopique sur les fragments jusqu'à l'oxygène ($Z=8$). Malgré certains problèmes imprévisibles, tel celui induit par le changement de bouteille de gaz (§1.3.5), il a été démontré que l'impact de ces aléas est assez limité et leur influence sur les analyses présentées dans cette thèse est négligeable.

Les premiers résultats de la cinquième campagne sont détaillés dans le chapitre §3. Dans un premier temps, les différentes sélections réalisées dans cette thèse sont présentées, afin de démontrer que les événements choisis proviennent bien d'événements compacts. Ces résultats démontrent clairement les effets dus à la concentration de neutrons (rapport N/Z) dans la voie d'entrée et viennent appuyer les résultats publiés précédemment. En effet, la multiplicité de fragments ($Z \geq 5$) augmente avec le ratio N/Z de la voie d'entrée, tandis que la multiplicité des produits légers diminue (§3.2.2).

L'analyse des transitions de phase est présentée dans le chapitre §4. Dans la cinquième campagne, le nombre d'événements accumulés a permis d'effectuer une analyse sur les corrélations en charge afin d'obtenir des conclusions sur le signal de décomposition spinodale. Malgré une certaine difficulté à reproduire les résultats obtenus lors de la première campagne, il a été démontré que les analyses de la cinquième sont fiables (§4.3.2). Le signal de décomposition spinodale a bel et bien été confirmé par les données de la cinquième campagne et un niveau de confiance de $6 - 7\sigma$ est atteint. Il faut cependant noter que ce niveau de confiance n'est pas obtenu pour $\sigma_Z \leq 1$ (§4.3.3). Dans ce cas le niveau de confiance, environ 3σ , observé dans l'analyse de la première campagne a toutefois été maintenu. Finalement, le

signal de décomposition spinodale est diminué lorsque le ratio N/Z du système augmente, ce qui confirme les analyses théoriques réalisées sur le sujet.

Le dernier sujet abordé est le phénomène de distillation isotopique. La variation du ratio N/Z en fonction de l'énergie cinétique des fragments est élaborée dans le chapitre §5. Cette variable permet de relier l'énergie de symétrie à une observable expérimentale. Les résultats démontrent que l'évolution de la variable d'analyse A_{sym}^{COL} est différente selon le ratio N/Z et la configuration projectile-cible de la voie d'entrée. Le comportement observé dans l'expérience est qualitativement davantage associable à une paramétrisation rigide (ou *stiff*) de l'énergie de symétrie (§5.2.4). Des résultats provenant de simulations sont nécessaires afin d'établir une comparaison quantitative avec ces résultats.

La recherche sur les noyaux chauds exotiques n'est qu'à ses débuts. L'influence du paramètre d'isospin dans l'équation d'état doit être contrainte par des résultats expérimentaux tels que ceux présentés dans cette thèse. Afin d'obtenir des résultats plus significatifs, il est nécessaire d'avoir la résolution isotopique sur l'ensemble des fragments identifiés et idéalement, l'information sur la matière neutre émise lors des réactions (identification des neutrons). Plusieurs expériences sont à venir avec le projet FAZIA, et l'analyse des expériences CHIMERA devrait permettre d'obtenir des conclusions intéressantes. De plus, même INDRA peut connaître un renouveau, avec les nouvelles méthodes d'identifications développées récemment [Lop09]; un brillant futur est attendu pour les données des campagnes remises et futures.

A

Tableau des multiplicités

Système	E (AMeV)	$\langle M_{tot} \rangle$	$\Delta(\langle M_{tot} \rangle)$	$\langle M_f \rangle$	$\Delta(\langle M_f \rangle)$	$\langle M_{LCP} \rangle$	$\Delta(\langle M_{LCP} \rangle)$
complets							
$^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$	32	23.19	0.01	3.822	0.003	18.38	0.01
	45	29.30	0.01	4.062	0.004	23.60	0.01
$^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$	32	21.80	0.01	3.950	0.004	16.78	0.01
$^{136}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$	32	21.98	0.01	4.008	0.003	16.88	0.01
	45	27.48	0.01	4.175	0.004	21.59	0.01
$^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$	32	22.050	0.008	4.153	0.003	16.715	0.008
	45	28.066	0.009	4.448	0.003	21.707	0.009
$^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$	32	20.93	0.01	4.183	0.003	15.58	0.01
	45	26.55	0.01	4.377	0.004	20.37	0.01
centraux							
$^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$	32	24.99	0.03	3.89	0.01	19.91	0.04
	45	32.56	0.04	4.12	0.02	26.35	0.05
$^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$	32	23.56	0.04	4.02	0.01	18.26	0.04
$^{136}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$	32	24.11	0.04	4.11	0.02	18.66	0.04
	45	31.07	0.05	4.31	0.02	24.57	0.06
$^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$	32	23.79	0.03	4.12	0.01	18.26	0.03
	45	31.44	0.03	4.37	0.01	24.63	0.04
$^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$	32	22.96	0.04	4.27	0.02	17.25	0.04
	45	30.02	0.05	4.44	0.02	23.30	0.05

TABLE A.1 – Variation de la multiplicité moyenne observée pour différentes sélections d'événements dans les systèmes de la cinquième campagne INDRA.

B

Corrélation en charge

Cette annexe comprend les graphiques des corrélations en charge pour chaque multiplicité de fragments (M_f). Les graphiques sans sélection sur la signifiante et ceux avec une sélection de $S = 0.9$ sont présentés pour les $M_f = 3 - 6$ des systèmes $^{124,136}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$ à 32 et 45 AMeV.

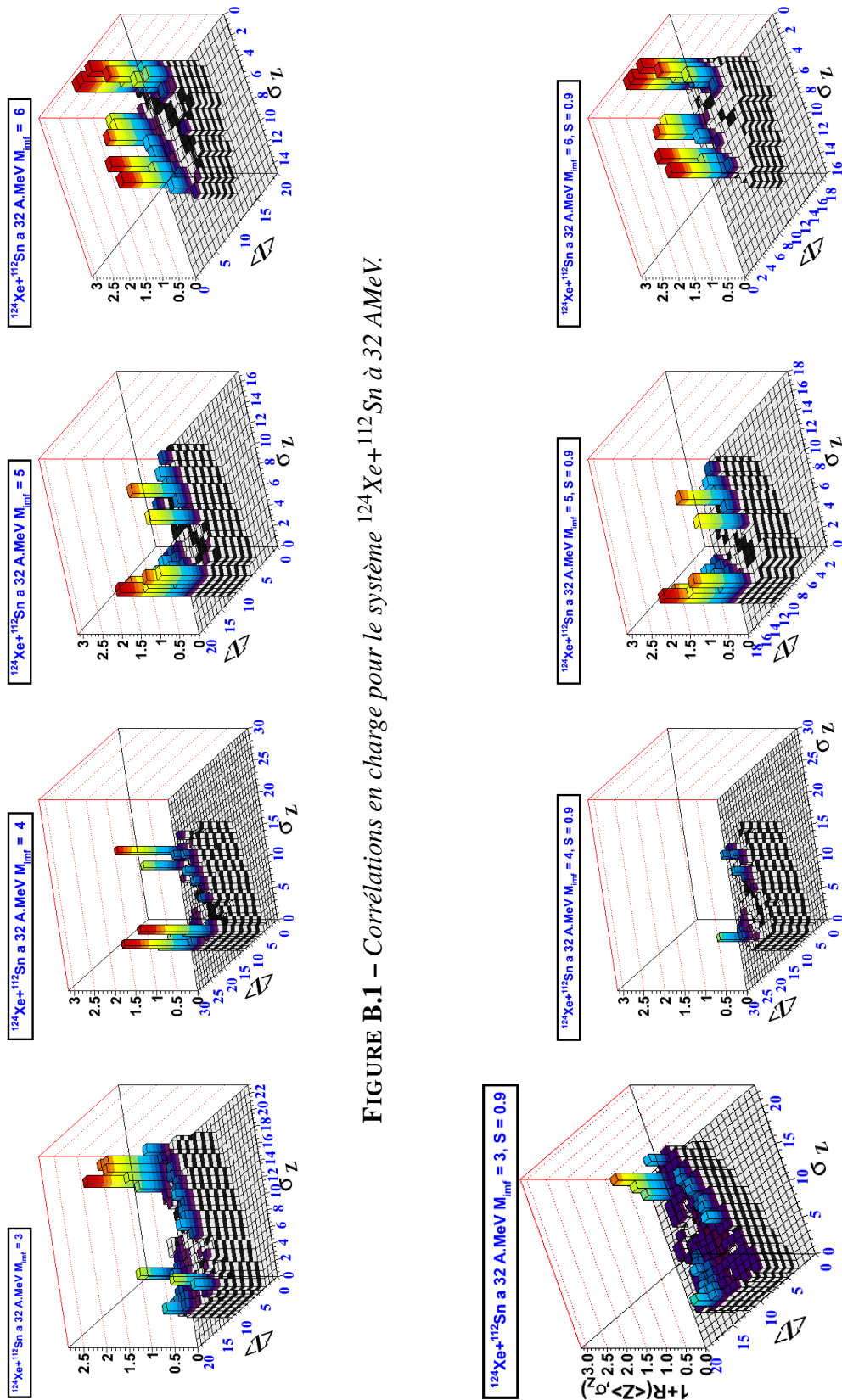


FIGURE B.1 – Correlations en charge pour le système $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$ à 32 A.MeV .

FIGURE B.2 – Correlations en charge pour le système $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$ à 32 A.MeV , seuls les pics avec une signifiante $S \geq 0.9$ considérés.

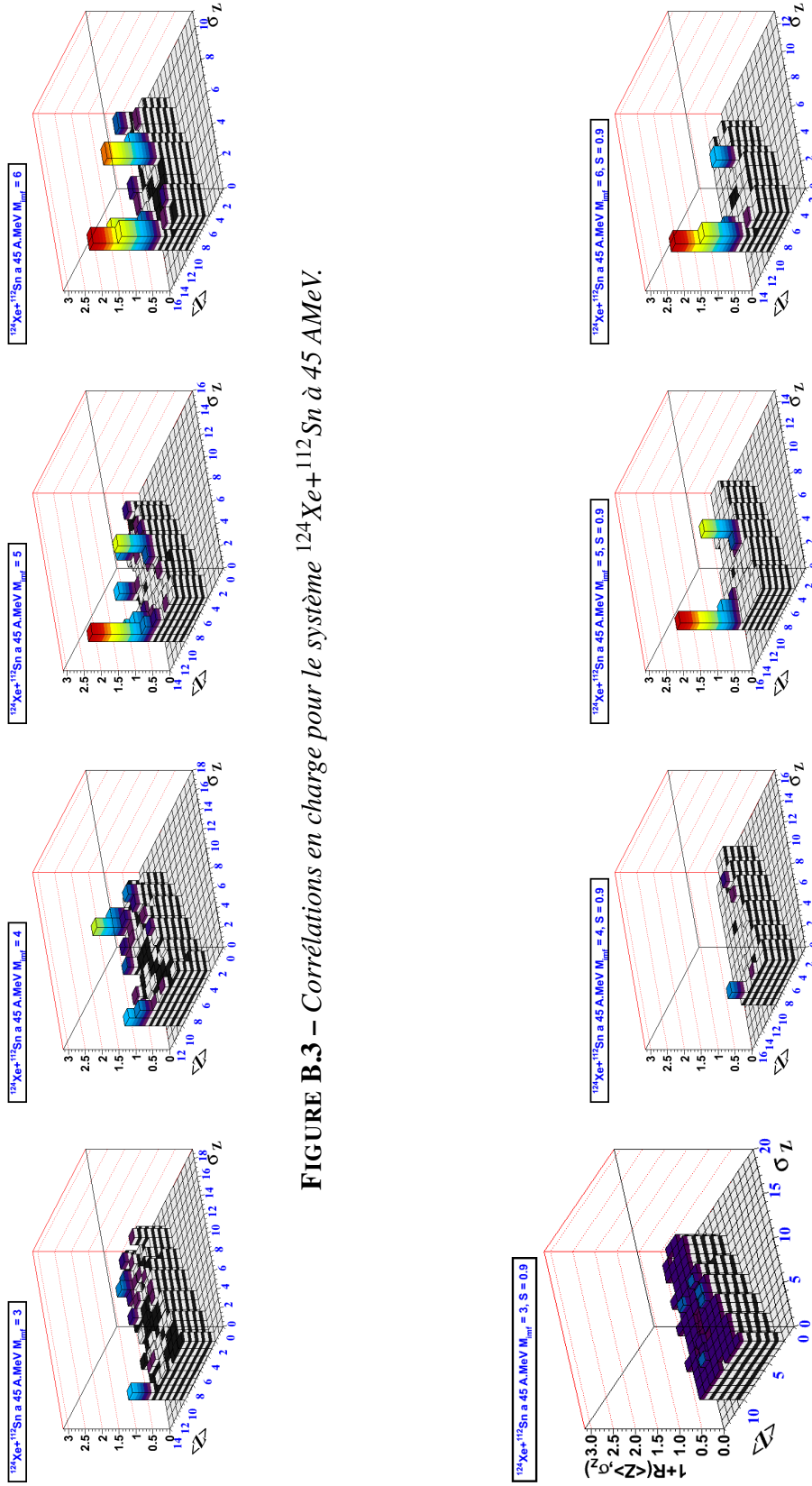


FIGURE B.3 – Corrélations en charge pour le système $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$ à 45 AMeV.

FIGURE B.4 – Corrélations en charge pour le système $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$ à 45 AMeV, seuls les pics avec une signifiante $S \geq 0.9$ considérés.

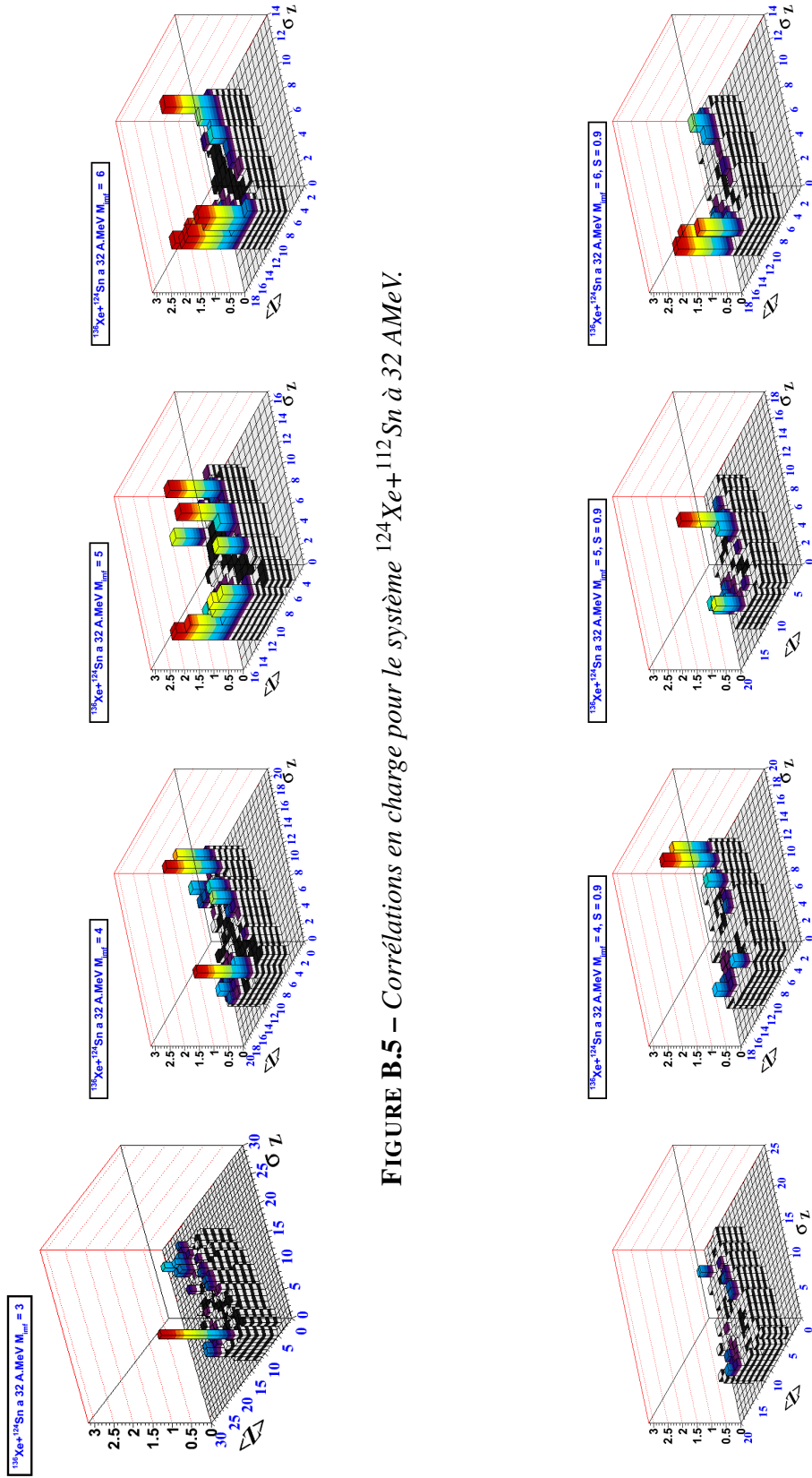


FIGURE B.5 – Correlations en charge pour le système $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 AMeV.

FIGURE B.6 – Correlations en charge pour le système $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 AMeV, seuls les pics avec une signifiante $S \geq 0.9$ considérés.

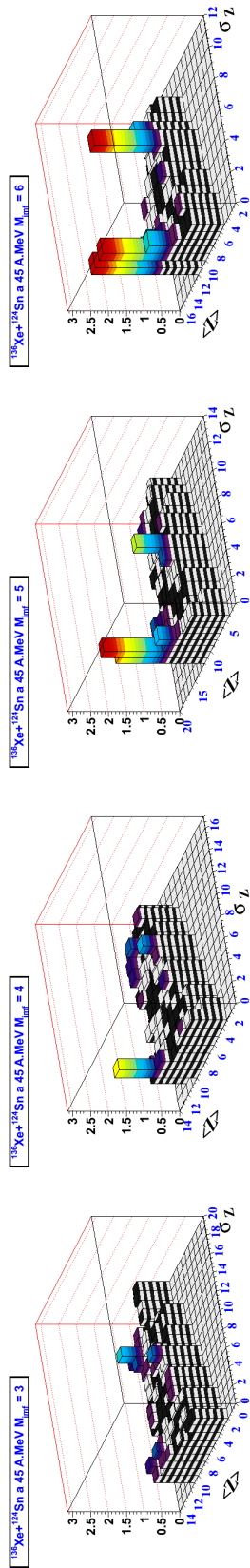


FIGURE B.7 – Corrélations en charge pour le système $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ à 45 AMeV.

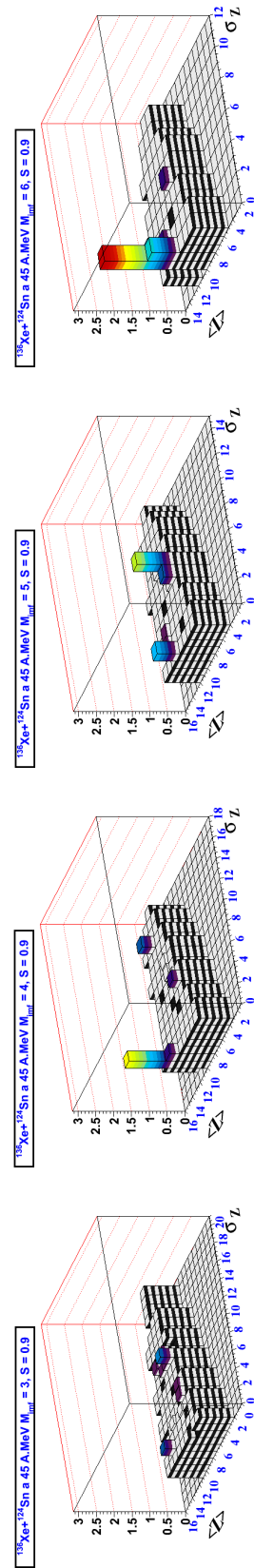


FIGURE B.8 – Corrélations en charge pour le système $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ à 45 AMeV, seuls les pics avec une signification $S \geq 0.9$ considérés.



Distributions angulaires des fragments
identifiés dans les Si-CsI

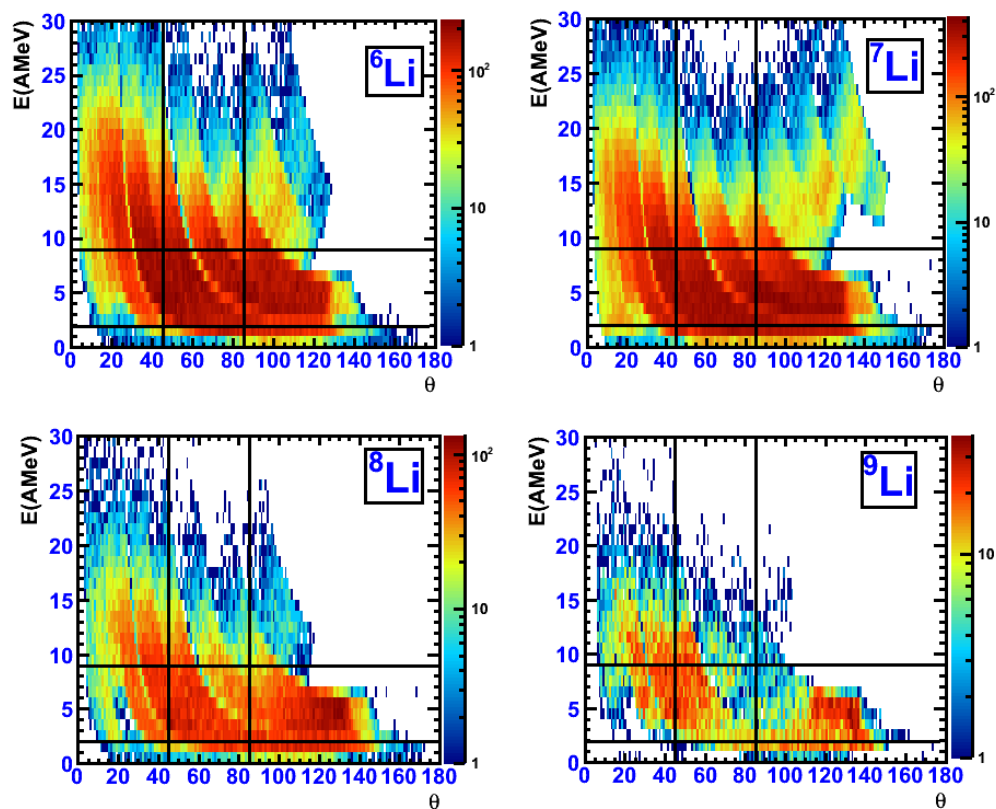


FIGURE C.1 – Énergie cinétique (AMeV) E_k dans le repère du CM en fonction de l'angle dans le CM. Les isotopes du bore ($Z=5$) sont présentés, dans le système $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 45 AMeV.

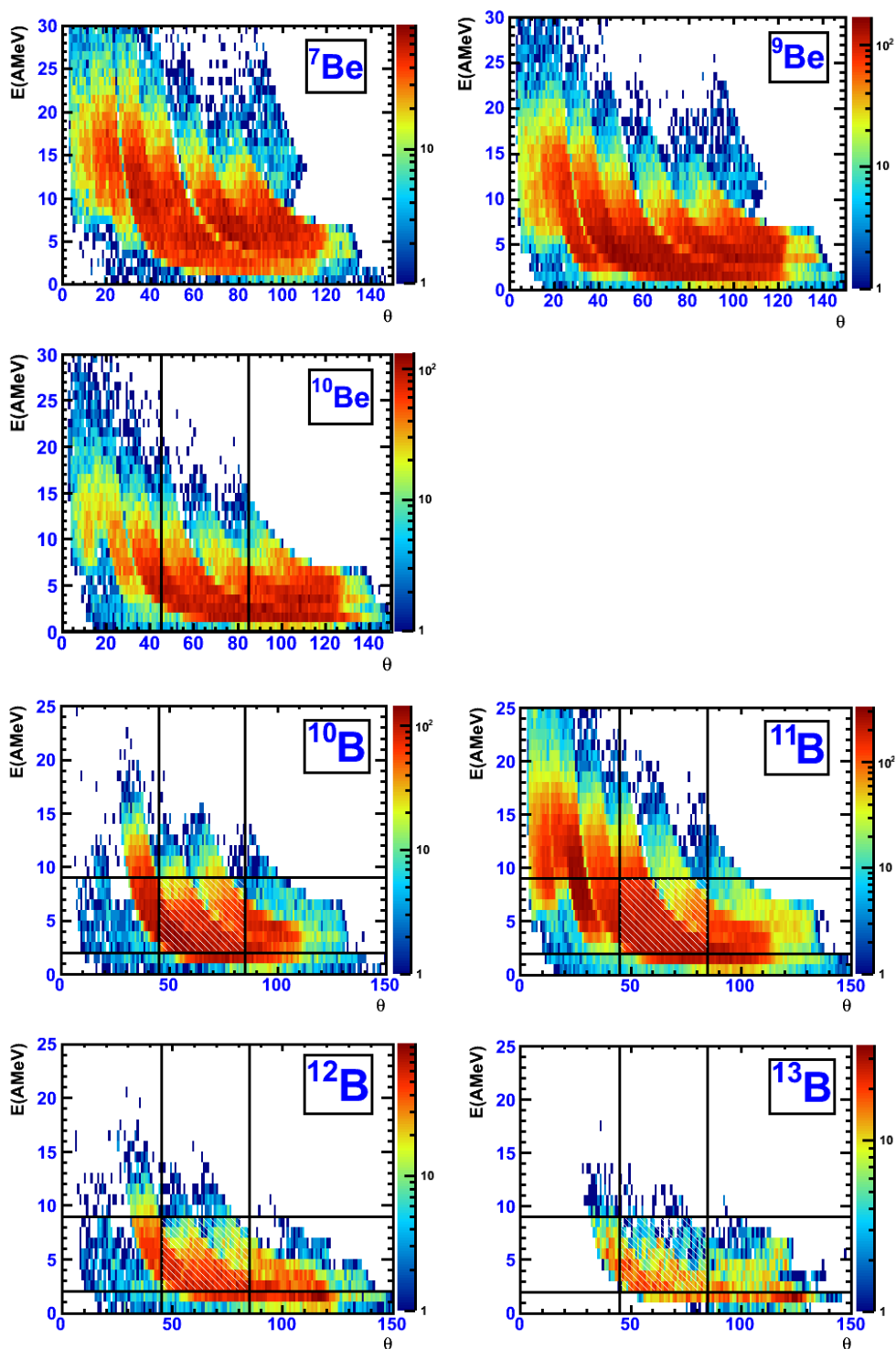


FIGURE C.2 – Énergie cinétique (AMeV) E_k dans le repère du CM en fonction de l'angle dans le CM. Les isotopes du bore ($Z=5$) sont présentés, dans le système $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 45 AMeV.

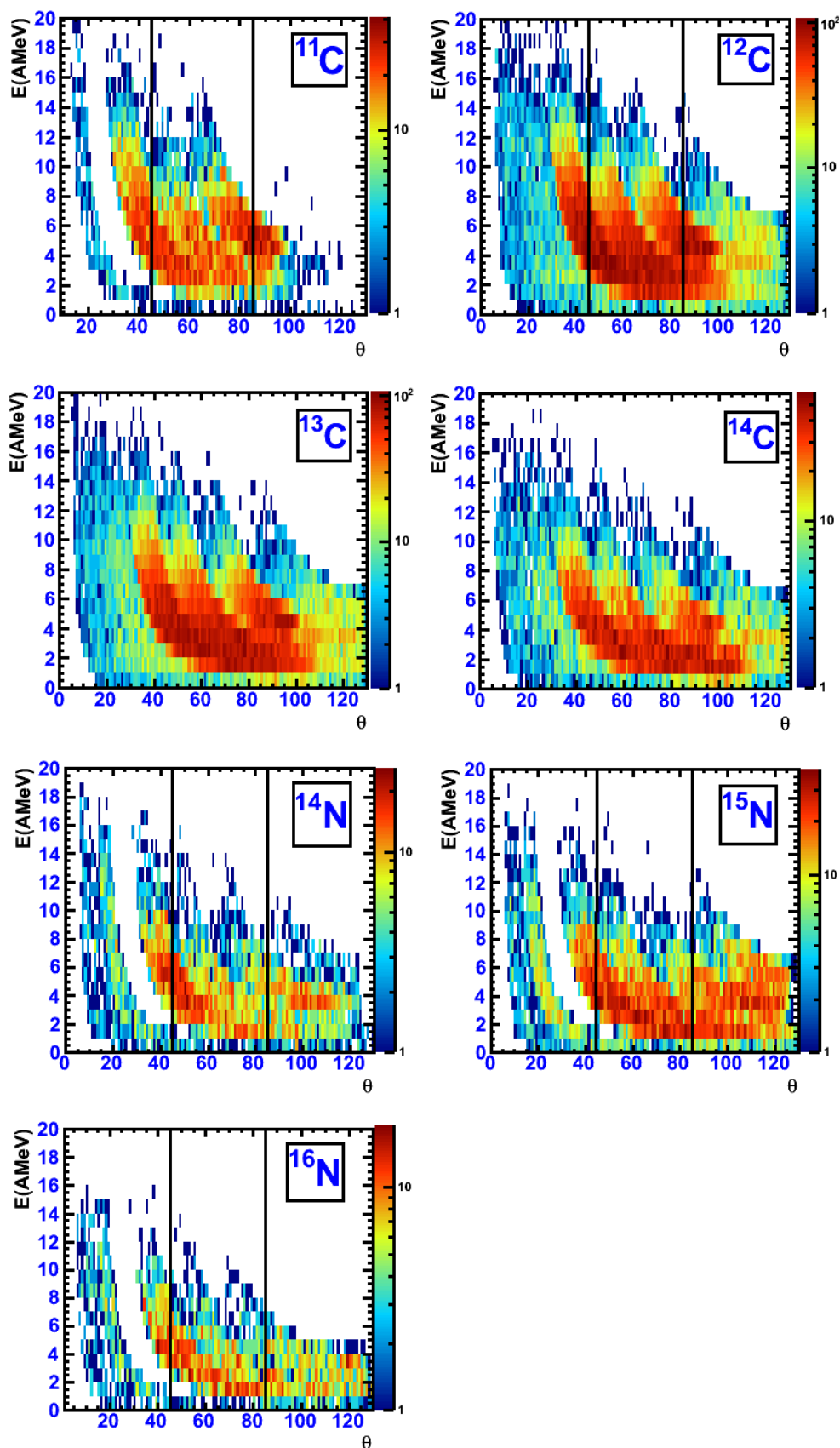


FIGURE C.3 – Énergie cinétique (AMeV) E_k dans le repère du CM en fonction de l'angle dans le CM. Les isotopes du bore ($Z=5$) sont présentés, dans le système $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 45

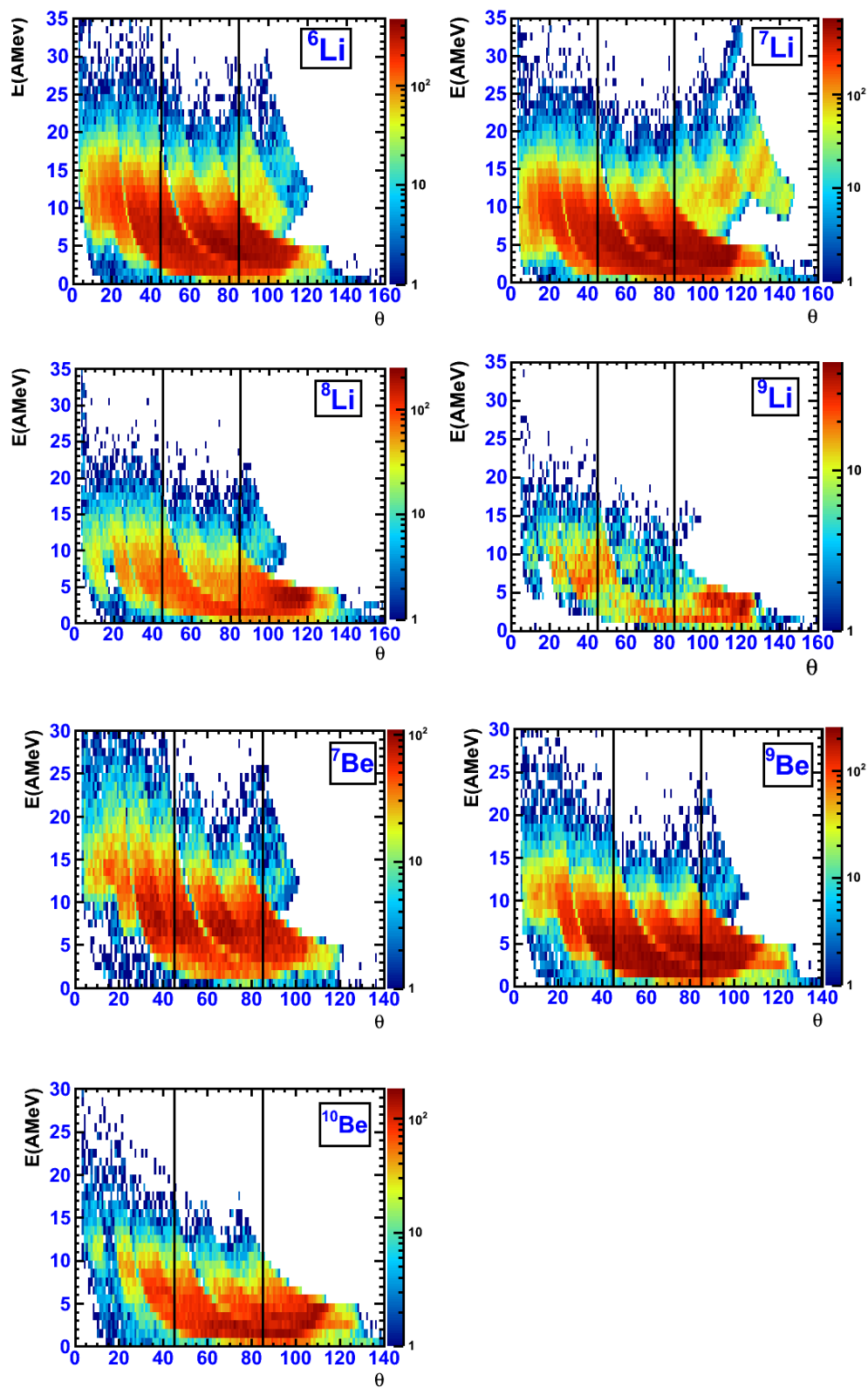


FIGURE C.4 – Énergie cinétique (AMeV) E_k dans le repère du CM en fonction de l'angle dans le CM. Les isotopes du bore ($Z=5$) sont présentés, dans le système ${}^{124}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$ à 32 AMeV.

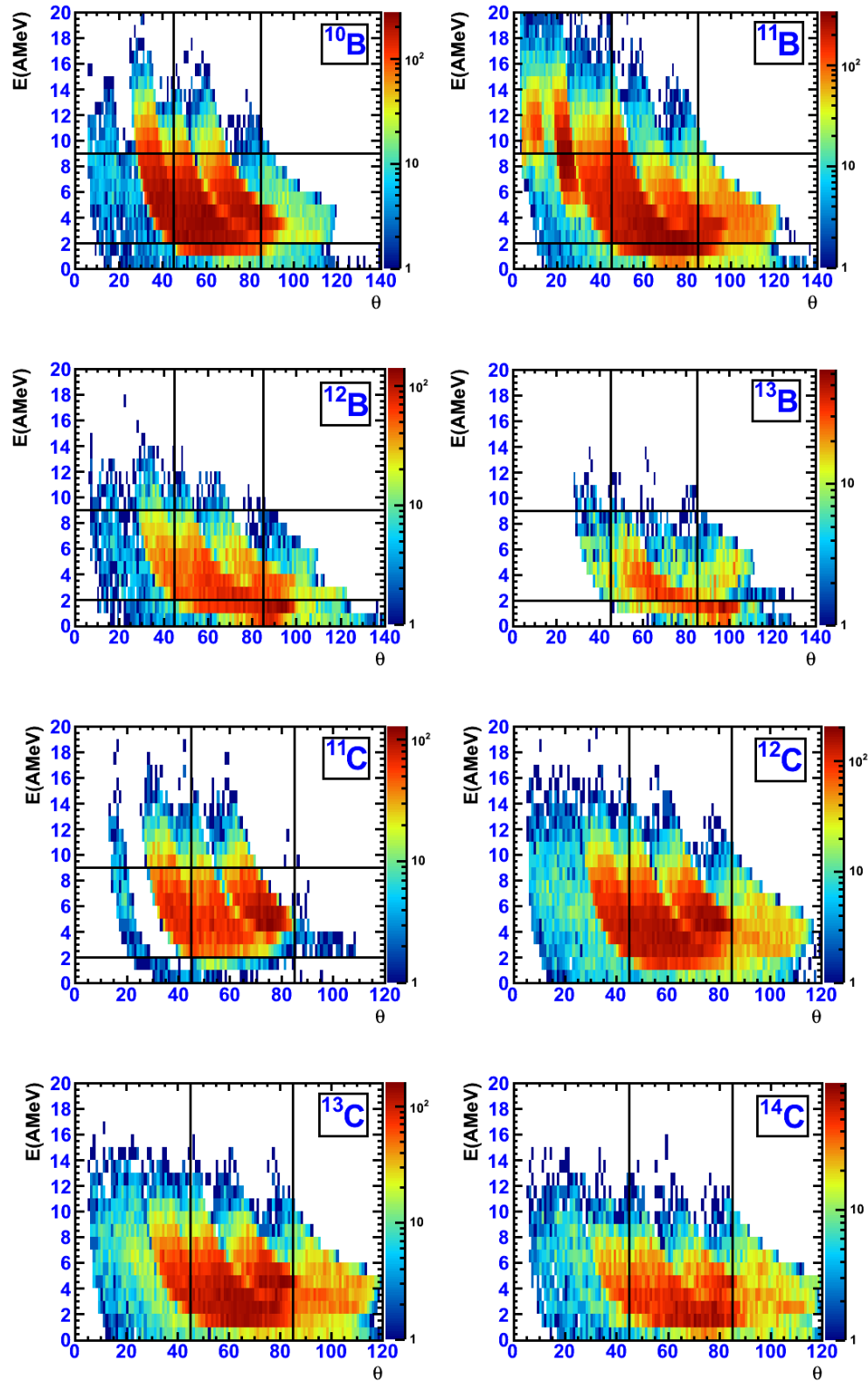


FIGURE C.5 – Énergie cinétique (AMeV) E_k dans le repère du CM en fonction de l'angle dans le CM. Les isotopes du bore ($Z=5$) sont présentés, dans le système $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 AMeV.

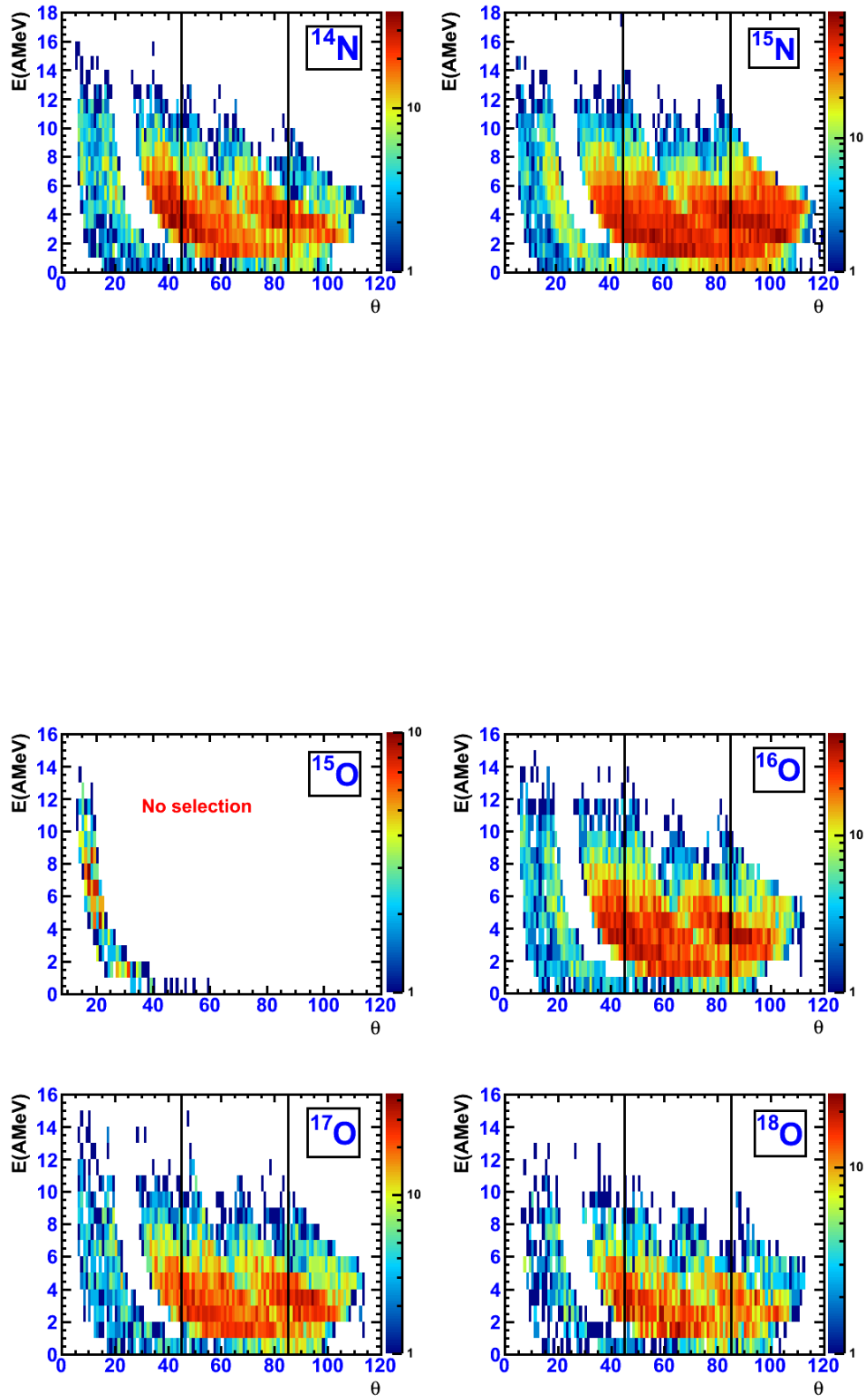


FIGURE C.6 – Énergie cinétique (AMeV) E_k dans le repère du CM en fonction de l'angle dans le CM. Les isotopes du bore ($Z=5$) sont présentés, dans le système $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ à 32 AMeV.

- [Ayi88] Ayik, S. et Grégoire, C., *Phys. Lett.*, **B 212**, 269 (1988).
- [Ayi90] Ayik, S. et Grégoire, C., *Nucl. Phys.*, **A 513**, 187 (1990).
- [Bar02] Baran, V., *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A 703**, 603 (2002).
- [Bar05] Baran, V., *et al.*, *Phys. Rep.*, **410**, 335 (2005).
- [Bea96] Beaulieu, L., *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 462 (1996).
- [Ben89] Benrachi, F., *et al.*, *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res.*, **A 281**, 137 (1989).
- [Ber83] Bertsch, G. F. et Siemens, P. J., *Phys. Lett.*, **B 126**, 9 (1983).
- [Ber88] Bertsch, G. et Das Gupta, S., *Phys. Rep.*, **160**, 189 (1988).
- [Bet36] Bethe, H. A., *Phys. Rev.*, **50**, 977 (1936).
- [Bit98] Bityukov, S. I. et Krasnikov, N. V., «New physics discovery potential in future experiments,» (1998).
URL <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:physics/9811025>
- [Boh36] Bohr, N., *Nature*, **147**, 344 (1936).
- [Boi10] Boisjoli, M., Mémoire de maîtrise, Université Laval (2010), (rédaction en cours).
- [Bom91] Bombaci, I. et Lombardo, U., *Phys. Rev.*, **C 44**, 1892 (1991).
- [Bom94] Bombaci, I., Kuo, T. T. S., et Lombardo, U., *Phys. Rep.*, **242**, 165 (1994).
- [Bon95] Bondorf, J. P., *et al.*, *Phys. Rep.*, **257**, 133 (1995).
- [Bon06] Bonnet, E., *Multifragmentation de systèmes lourds : partitions et signaux de transition de phases.*, Thèse de doctorat, Université Paris-XI Orsay (2006), <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00121736>.
- [Bon09] Bonnet, E., *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 072701 (2009).
- [Bor01] Borderie, B., *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3252 (2001).
- [Bor08] Borderie, B. et Rivet, M., *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **61**, 551 (2008).
- [Boy06] Boyanovsky, D., de Vega, H., et Schwarz, D., *Ann. Rev.*, **56**, 441 (2006).

-
- [Bro90] Brockmann, R. et Machleidt, R., *Phys. Rev.*, **C 42**, 1965 (1990).
- [Bru92] Bruno, M., *et al.*, *Phys. Lett.*, **B 292**, 251 (1992).
- [Bru94] Bruno, M., *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A 576**, 138 (1994).
- [Bru97] Brun, R. et Rademakers, F., *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res.*, **A 389** (1997), see also <http://root.cern.ch/>.
- [Cah61] Cahn, J., *Acta Met.*, **9**, 795 (1961).
- [Cam96] Campi, X., Krivine, H., et Plagnol, E., *Phys. Lett.*, **B 385**, 1 (1996).
- [Cam00] Campi, X., *et al.*, *Eur. Phys. J.*, **D 11**, 233 (2000).
- [Cav90] Cavata, C., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 42**, 1760 (1990).
- [CER94] «The compact muon solenoids,» Rapport technique 94-38, CERN/LHCC (1994).
- [Cha88] Charity, R. J., *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A 483**, 371 (1988).
- [Cha98] Charity, R. J., *Phys. Rev.*, **C 58**, 1073 (1998).
- [Cha04] Charvet, J. L., *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A 730**, 431 (2004).
- [Che05] Chen, L.-W., Ko, C. M., et Li, B.-A., *Phys. Rev.*, **C 72**, 064309 (2005).
- [Cho91] Chomaz, P., Burgio, G. F., et Randrup, J., *Phys. Lett.*, **B 254**, 340 (1991).
- [Cho94] Chomaz, P., *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 3512 (1994).
- [Cho06] Chomaz, P. et Gulminelli, F., *Eur. Phys. J.*, **A 30**, 317 (2006).
- [Col96] Colonna, N., *et al.*, *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res.*, **A 381**, 472 (1996).
- [Col97] Colonna, M., Chomaz, P., et Guarnera, A., *Nucl. Phys.*, **A 613**, 165 (1997).
- [Col02] Colonna, M., Chomaz, P., et Ayik, S., *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 122701 (2002).
- [Col03] Collaboration, *Nucl. Inst. & Meth. Phys. Res.*, **A 506**, 250 (2003).
- [Col06] Colonna, M. et Tsang, B., *Eur. Phys. J.*, p. 165–182 (2006).
- [Col08] Colonna, M., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 78**, 064618 (2008).
- [D'A00] D'Agostino, M., *et al.*, *Phys. Lett.*, **B 473**, 219 (2000).
- [Dem96] Dempsey, J. F., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 54**, 1710 (1996).

-
- [DF01] Duflot-Flandrois, V., *Signaux de transition de phase des systèmes finis*, Thèse de doctorat, Université de Caen (2001).
- [Die03] Dieperink, A. E. L., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 68**, 064307 (2003).
- [Dés00] Désesquelles, P., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 62**, 024614 (2000).
- [Dés02] Désesquelles, P., *Phys. Rev.*, **C 65**, 034604 (2002).
- [Duc06] Ducoin, C., *Rôle de l'isospin dans la transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire*, Thèse de doctorat, Université de Caen (2006), <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00110371>.
- [Dur01] Durand, D., Suraud, E., et Tamain, B., *Nuclear Dynamics in the Nucleonic Regime*, Institute of Physics (2001).
- [Eli00] Elliott, J. B., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 62**, 064603 (2000).
- [Eli02] Elliott, J. B., *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 042701 (2002).
- [Eli03] Elliott, J. B., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 67**, 024609 (2003).
- [E.R11] E.Rutherford, *Philos. Mag.*, **6**, 1 (1911).
- [F.F79] F.F.Abraham, *Phys. Rep.*, **53**, 93 (1979).
- [Fin82] Finn, J. E., *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 1321 (1982).
- [Fis67] Fisher, M. E., *Physics*, **3**, 255 (1967).
- [Fra] Frankland, J., Cussol, D., et Bonnet, E., «Kaliveda data analysis framework,» webpage.
URL <http://indra.in2p3.fr/KaliVedaDoc/>
- [Fra98] Frankland, J. D., *Étude de systèmes très lourds observés avec INDRA : première mise en évidence d'un effet de volume dans le processus de multifragmentation nucléaire*, Thèse de doctorat, Université Paris-XI Orsay (1998), <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00204534>.
- [Fra01] Frankland, J. D., *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A 689**, 940 (2001).
- [Gal09] Galichet, E., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 79**, 064614 (2009).
- [GB99] Gross-Boelting, T., Fuchs, C., et Faessler, A., *Nucl. Phys.*, **A 648**, 105 (1999).

-
- [Ger09] Gerachi, E., dans «International Workshop on Multifragmentation,» Italian Physical Society (2009), À paraître.
- [Gin01] Gingras, L., *Le rôle de l'asymétrie de masse et de l'asymétrie d'isospin en voie d'entrée pour la production de particules et de fragments dans les collisions d'ions lourds*, Thèse de doctorat, Université Laval (2001).
- [Gin02] Gingras, L., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 65**, 061604 (2002).
- [GM06] Gagnon-Moisan, F., *Optimisation des détecteurs de la matrice HERACLES*, Mémoire de maîtrise, Université Laval (2006).
- [Gré87] Grégoire, C., *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A 465**, 317 (1987).
- [Gro86] Gross, D. H. E., Xiao-ze, Z., et Shu-yan, X., *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 1544 (1986).
- [Gro00] Gross, D. H. E. et Votyakov, E. V., *Eur. Phys. J.*, **B 15**, 115 (2000).
- [Gua96a] Guarnera, A., *Etude des approches stochastiques du problème à N corps : application à la multifragmentation nucléaire*, Thèse de doctorat, Université de Caen (1996).
- [Gua96b] Guarnera, A., Colonna, M., et Chomaz, P., *Phys. Lett.*, **B 373**, 267 (1996).
- [Gua97] Guarnera, A., *et al.*, *Phys. Lett.*, **B 403**, 191 (1997).
- [Gul02] Gulminelli, F. et Chomaz, P., *Phys. Rev.*, **E 66**, 046108 (2002).
- [Gul04] Gulminelli, F., *Ann. Phys. Fr.*, **29**, N° 6 (2004).
- [Gul06] Gulminelli, F., Ducoin, C., et Chomaz, P., *Nucl. Phys.*, **A 771**, 68 (2006).
- [Gwi63a] Gwin, R. et Murray, R. B., *Phys. Rev.*, **131**, 501 (1963).
- [Gwi63b] Gwin, R. et Murray, R. B., *Phys. Rev.*, **131**, 508 (1963).
- [HP88] H. Press, W., *et al.*, *Numerical Recipes*, Cambridge (1988).
- [Hud01] Hudan, S., *Etude expérimentale et théorique de la production de fragments dans les collisions Xe+Sn de 25 à 150 A.MeV*, Thèse de doctorat, Université de Caen (2001).
- [Hud03] Hudan, S., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 67**, 064613 (2003).
- [Jac96a] Jacquot, B., *Instabilités spinodales dans les noyaux atomiques*, Thèse de doctorat, Université de Caen (1996).

- [Jac96b] Jacquot, B., *et al.*, *Phys. Lett.*, **B 383**, 247 (1996).
- [Jaq84] Jaqaman, H. R., Mekjian, A. Z., et Zamick, L., *Phys. Rev.*, **C 29**, 2067 (1984).
- [Ker89] *Physica A : Statistical and Theoretical Physics*, **161**, 58 (1989).
- [Kre93] Kreutz, P., *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A 556**, 672 (1993).
- [Kru85] Kruse, H., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 31**, 1770 (1985).
- [Kun95] Kunde, G. J., *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 38 (1995).
- [Lac80] Lacombe, M., *et al.*, *Phys. Rev. C*, **21**, 861 (1980).
- [Lan08] Langevin, P., *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, **146**, 530 (1908).
- [Lar94] Larochelle, Y., *et al.*, *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res.*, **A 348**, 167 (1994).
- [Lar99] Larochelle, Y., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 59**, R565 (1999).
- [Lau05] Lautesse, P., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 71**, 034602 (2005).
- [Le 99] Le Neindre, N., *Aspect thermodynamique de la multifragmentation Xe+Sn 32 à 50 A.MeV*, Thèse de doctorat, Université de Caen (1999), <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00003741>.
- [Leo94] Leo, W. R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag (1994).
- [LG02] L.Tassan-Got, *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res.*, **B 194**, 503 (2002).
- [Li08] Li, B.-A., Chen, L.-W., et Ko, C. M., *Phys. Rep.*, **464**, 113 (2008).
- [Lop09] Lopez, O., dans «International Workshop on Multifragmentation,» Italian Physical Society (2009).
- [Ma04] Ma, Z.-Y., *et al.*, *Phys. Lett.*, **B 604**, 170 (2004).
- [Mac89] Machleidt, R., *Adv. Nucl. Phys.*, **19**, 189 (1989).
- [Mar] Marini, P., «Fusion-evaporation cross sections vs isospin,» Livre jaune INDRA.
- [Mar95] Marie, N., *Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système Xe+Sn à 50 MeV par nucléon*, Thèse de doctorat, Université de Caen (1995), GANIL T 95 04.
- [Mar03] Margueron, J. et Chomaz, P., *Phys. Rev.*, **C 67**, 041602 (2003).

-
- [Mar09] Marini, P., *Isospin dependence of the Ar+Ni fusion-evaporation cross section*, Thèse de doctorat, Università di Bologna (2009).
- [Mek78] Mekjian, A. Z., *Phys. Rev.*, **C 17**, 1051 (1978).
- [Mül95] Müller, H. et Serot, B. D., *Phys. Rev.*, **C 52**, 2072 (1995).
- [Moi04] Moisan, J., *Calibration du multidétecteur HERACLES et étude de réactions Xe+Sn*, Mémoire de maîtrise, Université Laval (2004).
- [Moi08] Moisan, J., *Analyse et caractérisation des résidus lourds produits dans les réactions $^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn}$ entre 8 et 25 A MeV*, Thèse de doctorat, Université de Caen et Université Laval Québec (2008).
- [Mor93] Moretto, L. et Wozniak, G., *Ann. Rev.*, **43**, 379 (1993).
- [Mor96] Moretto, L. G., *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 2634 (1996).
- [Mor05] Moretto, L. G., *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 202701 (2005).
- [Mos94] Moszynski, M., *et al.*, *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res.*, **A 350**, 226 (1994).
- [MW99] Maskay-Wallez, A.-M., *Nouvelle méthode de sélection et caractérisation des événements monosource dans les collisions Ni+Ni à 32 A.MeV*, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1 (1999), <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00007280>.
- [nag] «Numerical algorithms group,» Librairie informatique.
URL <http://www.nag.co.uk/>
- [Nak95] Nakao, N., *et al.*, *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res.*, **A 362**, 454 (1995).
- [Nör02] Nörenberg, W., Papp, G., et Rozmej, P., *Eur. Phys. J.*, **A 14**, 43 (2002).
- [Ono92] Ono, A. *et al.*, *Prog. Theor. Phys.*, **87**, 1185 (1992).
- [Ono03] Ono, A., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 68**, 051601 (2003).
- [Ono04] Ono, A., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C70** (2004).
- [Pan84] Panagiotou, A. D., *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **52**, 496 (1984).
- [Pap02] Pappon, P., Leblond, J., et Meijer, P., *Physique des transition de phase*, DUNOD (2002).

- [Par] Parlog, M., Communication privée (à être publiée).
- [Par02a] Parlog, M., *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, **A 482**, 674 (2002).
- [Par02b] Parlog, M., *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, **A 482**, 693 (2002).
- [Pei89] Peilert, G., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 39**, 1402 (1989).
- [Pia08] Piantelli, S., *et al.*, *Nuclear Physics A*, **809**, 111 (2008).
- [Pic05] Pichon, M., *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A 749**, 93 (2005).
- [Pic06] Pichon, M. *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A779**, 267 (2006).
- [Poc95] Pochodzalla, J., *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 1040 (1995).
- [pol] «Polyhedron software,» Site internet.
URL <http://www.polyhedron.com/compare0html>
- [Pou95] Pouthas, J., *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res.*, **A 357**, 418 (1995).
- [Pra97] Prakash, M., *et al.*, *Physics Reports*, **280**, 1 (1997).
- [Rad06] Raduta, A. H., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 74**, 034604 (2006).
- [Rad07] Raduta, A. H., Colonna, M., et Toro, M. D., *Phys. Rev.*, **C 76**, 024602 (2007).
- [Ran89] Randrup, J., *Nuclear Physics A*, **495**, 245 (1989).
- [Riv98] Rivet, M. F., *et al.*, *Phys. Lett.*, **B 430**, 217 (1998).
- [Riv06] Rivet, M.-F., «Xe+sn 50 amev ganil vs gsi,» Livre jaune (2006), réunion INDRA.
- [Sal97] Salou, S., *Étude de la multifragmentation lors des collisions centrales du système Xe+Sn entre 32 et 50 MeV/A : mesure de l'énergie collective d'expansion et du volume de freeze-out*, Thèse de doctorat, Université de Caen (1997), <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00003688>.
- [Sat03] Sator, N., *Physics Reports*, **376**, 1 (2003).
- [Sch83] Schulz, H., Voskresensky, D., et Bondorf, J., *Phys. Lett.*, **B 133**, 4 (1983).
- [Sch93] Schmidt, W., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 47**, 2782 (1993).
- [Sch96] Schüttauf, A., Kunze, W., et A., W., *Nucl. Phys.*, p. 457–486 (1996).
- [Seg64] Segrè, E., *Nuclei and particles : An Introduction to Nuclear and Subnuclear Physics*, W.A.Benjamin, INC. (1964).

-
- [Sie83] Siemens, P. J., *Nature*, **305**, 410 (1983).
- [Sou06] de Souza, R., *et al.*, *Eur. Phys. J.*, **A 30**, 275 (2006).
- [Sur90] Suraud, E., *GANIL*, **P90** (1990).
- [Tan01] Tan, W. P., *et al.*, *Phys. Rev. C*, **64**, 051901 (2001).
- [Tan06] Taniguchia, S., *et al.*, *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res.*, **A 562**, 954 (2006).
- [Thé05] Thériault, D., *Composition isotopique et ratios neutrons/protons de la matière nucléaire émise dans les réactions d'ions lourds aux énergies intermédiaires*, Thèse de doctorat, Université Laval (2005).
- [Tsa01] Tsang, M. B., *et al.*, *Phys. Rev.*, **C 64**, 054615 (2001).
- [T00] Tăbăcaru, G., *Signature fossile d'une décomposition spinodale dans la multifragmentation de systèmes nucléaires très lourds*, Thèse de doctorat, Université Paris-XI Orsay (2000), <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00007912>.
- [T03] Tăbăcaru, G., *et al.*, *Eur. Phys. J.*, **A 18**, 103 (2003).
- [Wei35] von Weizsäcker, C., *Z. Phys.*, **96**, 431 (1935).
- [Wei37] Weisskopf, V., *Phys. Rev.*, **52**, 295 (1937).
- [Wil91] Williams, W., *Nuclear and Particle Physics*, Oxford Science Publications (1991).
- [Wir88] Wiringa, R. B., Fiks, V., et Fabrocini, A., *Phys. Rev.*, **C 38**, 1010 (1988).
- [Yos98] Yoshida, S., Sagawa, H., et Takigawa, N., *Phys. Rev.*, **C 58**, 2796 (1998).