



HAL
open science

Étude de l'énergie de symétrie dans les collisions $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ à 35 MeV/A.

M. Boisjoli

► **To cite this version:**

M. Boisjoli. Étude de l'énergie de symétrie dans les collisions $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ à 35 MeV/A.. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2013. Français. NNT: . tel-01058092

HAL Id: tel-01058092

<https://theses.hal.science/tel-01058092>

Submitted on 26 Aug 2014

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

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

GANIL T 2013-02



Université de Caen Basse-Normandie
U.F.R. de Sciences
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

Thèse de doctorat

présentée et soutenue le : 30 Octobre 2013

par

M. Mark BOISJOLI

pour obtenir le

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 aout 2006

préparée dans le cadre d'une cotutelle internationale de thèse

entre l'Université de Caen Basse-Normandie et l'Université Laval

Étude de l'énergie de symétrie dans les collisions
 $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ à 35 MeV/A.

MEMBRES du JURY :

M. Abdelouahad Chbihi	Directeur de recherche au CNRS, GANIL, Caen	<i>(Directeur de thèse)</i>
M. René Roy	Directeur de recherche, Université Laval, Québec, Canada	<i>(Directeur de thèse)</i>
M. Jean Barrette	Professeur, Université McGill, Montréal, Canada	<i>(Rapporteur)</i>
Mme Marie-France Rivet	Directrice de recherche émérite au CNRS, IPN, Orsay, France	<i>(Rapporteur)</i>
M. Luc Gingras	Professeur associé, CHUQ, Québec, Canada	
Mme Francesca Gulminelli	Professeur, Université de Caen Basse-Normandie, Caen	

Université de Caen Basse-Normandie
U.F.R. de Sciences
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

Thèse de doctorat

présentée et soutenue le : 30 Octobre 2013

par

M. Mark BOISJOLI

pour obtenir le

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 aout 2006

préparée dans le cadre d'une cotutelle internationale de thèse
entre l'Université de Caen Basse-Normandie et l'Université Laval

Étude de l'énergie de symétrie dans les collisions
 $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ à 35 MeV/A.

MEMBRES du JURY :

M. Abdelouahad Chbihi	Directeur de recherche au CNRS, GANIL, Caen	<i>(Directeur de thèse)</i>
M. René Roy	Directeur de recherche, Université Laval, Québec, Canada	<i>(Directeur de thèse)</i>
M. Jean Barrette	Professeur, Université McGill, Montréal, Canada	<i>(Rapporteur)</i>
Mme Marie-France Rivet	Directrice de recherche émérite au CNRS, IPN, Orsay, France	<i>(Rapporteur)</i>
M. Luc Gingras	Professeur associé, CHUQ, Québec, Canada	
Mme Francesca Gulminelli	Professeur, Université de Caen Basse-Normandie, Caen	

Résumé

Le terme d'énergie de symétrie (C_{sym}) contenu à l'intérieur de l'équation d'état de la matière nucléaire est étudié via l'isoscaling et les formes des distributions isotopiques pour les réactions $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ à une énergie incidente de 35 MeV/A. Les collisions périphériques et semi-périphériques sont étudiées. Un couplage entre deux appareils expérimentaux, le spectromètre VAMOS et le multidétecteur INDRA, a été fait. VAMOS a permis de mesurer la charge et la masse des résidus d'évaporation du quasi-projectile (PLF) avec grande précision. Les particules légères chargées ont été mesurées simultanément avec INDRA, permettant d'estimer le paramètre d'impact et l'énergie d'excitation ainsi que de reconstruire le fragment primaire, parent du PLF.

L'étude des PLF montre la présence d'un effet pair-impair associé aux effets de désintégrations secondaires. L'extraction d'une information concernant C_{sym} par l'étude des PLF, dans le cadre de cette thèse, est donc difficile, d'où la nécessité de reconstruire le fragment primaire.

En étudiant les fragments primaires reconstruits, nous observons une évolution du paramètre C_{sym}/T en fonction de la charge. Cette évolution est attribuée au degré d'excitation des fragments. De plus, la forme des distributions globales de C_{sym}/T nous permet d'extraire le rapport des contributions de surface et de volume à l'énergie de symétrie. Ces rapports nous montrent des effets de surface importants, appuyés par les calculs théoriques. À partir des températures extraites par les spectres en énergie des protons, une valeur de C_{sym} est extraite. Ces valeurs, autour de 30 MeV, sont cohérentes avec des valeurs autour de la densité de saturation.

Abstract

Symmetry term (C_{sym}) inside the nuclear equation of state is studied with the help of the isoscaling parameters and the isotopic distributions widths for $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ reactions at an incident energy of 35 MeV/A. Peripheral et semi-peripheral collisions are studied. A coupling between two experimental setups, VAMOS spectrometer and INDRA multidetector was done. VAMOS was able to measure the charge and mass of the projectile like fragment (PLF) with a high precision. Light charged particles were measured in coincidence with INDRA, and they give us an impact parameter and excitation energy estimations They are also used in the primary fragment reconstruction, which are the PLF parent.

PLF study shows the presence of an important odd-even effect, which can be associated to the secondary decay effects. The extracted values of the symmetry energy term directly from the PLF are not reliable. Therefore, it is necessary to reconstruct the primary fragment in order to take into account the secondary decay effects.

By studying primary fragments, we observe an evolution of the parameter C_{sym}/T as a function of the charge. This evolution is attributed to the fragment excitation energy. Also, global distributions of C_{sym}/T give us an information on the surface over the volume contributions to the symmetry energy ratio. Those ratios show important surface contributions, same results given by simulations. With extracted temperatures from proton energy spectra, a C_{sym} value can be obtained. Those values, around 30 MeV, are coherent with values around the saturation density.

Avant-propos

Tout d'abord, je commencerais par remercier les deux directeurs du GANIL en fonction durant ma thèse, M. Sydney Galès et M. Florent Staley, de m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire.

Cette thèse n'aurait jamais été possible sans la participation de René Roy, mon directeur de thèse québécois, qui a su me mettre en contact avec mon directeur de thèse Français Abdou Chbihi. René, en plus de ce rôle essentiel, est aussi celui qui m'a permis de faire mes premières armes en physique dès la maîtrise au Québec, à l'Université Laval mais aussi au cours de voyages à Vancouver.

Mon deuxième directeur de thèse, Abdou, a supervisé l'essentiel de mon travail de thèse lors de ma présence au GANIL. Je retiens d'Abdou, en plus de sa compétence et de sa passion manifeste pour son sujet d'étude, sa bonne humeur. Je garderai un souvenir très fort de ces années où j'ai travaillé avec Abdou.

Cette thèse est avant tout un travail expérimental, et a été possible grâce aux membres de la collaboration INDRA. Merci à tous ceux qui ont contribué à cette campagne de mesures.

Je dois aussi exprimer toutes ma reconnaissance aux physiciens, post-docs et thésards du GANIL pour l'accueil que j'ai reçu ainsi que la bonne atmosphère qui a régné durant ma thèse. Je remercie Paola pour son aide précieuse à l'analyse de cette expérience. Merci Kevin, Alexis et tous les autres qui ont contribué à ma vie sociale et m'ont permis de garder un certain équilibre psychique durant ces trois ans.

Il faut aussi rajouter à cette liste les étudiants que j'ai côtoyés durant mes voyages estivaux à l'Université Laval. Je remercie en particulier Patrick pour les simulations AMD.

Je terminerai en remerciant ma famille pour leur soutien inconditionnel tout au long de mes études.

Table des matières

Résumé	i
Abstract	iii
Avant-propos	v
Introduction	1
1 Méthodologie : Approche théorique de l'interprétation des résultats	5
1.1 Équation d'état de la matière nucléaire et énergie de symétrie	5
1.2 Simulations	7
1.2.1 GEMINI	7
1.2.2 AMD	7
1.2.3 Principe des simulations	8
1.2.4 Contribution des neutrons	9
1.3 Observables	10
1.3.1 Isoscaling	10
1.3.2 Forme des distributions isotopiques	14
1.3.3 Diffusion d'isospin	17
1.4 Études précédentes	18
1.5 Expérience INDRA-VAMOS	21
1.6 Conclusion	22
2 Les appareils de mesures	25
2.1 Multidétecteur INDRA	25
2.1.1 ChIo	27
2.1.2 Siliciums	28
2.1.3 Iodures de césium	29
2.1.4 Identification	29
2.1.4.1 ChIo-Si	30
2.1.4.2 Si-CsI	30
2.1.4.3 ChIo-CsI	30
2.1.4.4 CsI-RL	33
2.1.5 Calibration en énergie	33
2.1.5.1 Chambres à ionisation et siliciums	34
2.2 Spectromètre VAMOS	35
2.2.1 Principe	35
2.2.2 Description	36

2.2.3	Système de détection	37
2.2.4	Les chambres à dérive et la position X et Y	37
2.2.4.1	Position X	37
2.2.4.2	Position Y	38
2.2.5	Chambre à ionisation	38
2.2.5.1	Description	38
2.2.5.2	Calibration en énergie	38
2.2.6	Mur de siliciums	38
2.2.6.1	Description	38
2.2.6.2	Calibration de l'énergie	39
2.2.7	Mur de CsI	40
2.2.7.1	Description	40
2.2.7.2	Calibration de l'énergie	40
2.3	Couplage INDRA-VAMOS	43
2.3.1	Couplage mécanique	43
2.3.2	Couplage électronique	43
3	Identification des fragments dans VAMOS	45
3.1	Reconstruction	45
3.1.1	Reconstruction des trajectoires	45
3.1.2	Calcul de la longueur du parcours	46
3.1.3	Positions des chambres à dérive	46
3.2	Classification des événements	47
3.3	Identification en Z	48
3.3.1	Comparaison des identifications en Z	48
3.3.1.1	Si-CsI et Si-Temps de vol	48
3.3.1.2	ChIo-Si et ChIo-V2	50
3.4	Étalonnage du temps de vol	52
3.5	Corrections de A et A/Q	53
3.5.1	Correction de A/Q	54
3.5.2	Correction de l'état de charge	56
3.6	Sélection des événements	58
3.6.1	Coupure $B\rho/B\rho_0$	58
3.6.2	Coupure en theta	58
3.7	Taux de production	60
3.7.1	Correction au temps mort	60
3.7.2	Normalisation à l'intensité du faisceau	61
3.7.3	Acceptance	62
3.7.4	Reconstruction des distributions isotopiques	63
3.7.5	Efficacité de reconstruction	65
3.8	Comparaison aux simulations	65
4	Analyse des réactions $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ à 35 MeV/A	69
4.1	Sélection des événements	69
4.2	Propriétés des fragments	69
4.2.1	Performance	69
4.2.2	Centralité	71
4.2.3	Distribution en charge	72
4.2.4	Distribution en vitesse	75

4.3	Études des PLF	78
4.3.1	Étude des distributions isotopiques	78
4.3.2	Énergie de symétrie des PLF	80
4.3.2.1	Forme des distributions isotopiques	80
4.3.2.2	Isoscaling	81
4.3.3	Comparaison aux simulations	84
4.3.4	Comparaison des méthodes et conclusion	86
5	Caractéristiques des fragments primaires	93
5.1	Extraction des particules évaporées	93
5.1.1	Sélection des sources d'émissions	93
5.1.2	Étude des multiplicités	97
5.1.3	Rapports ${}^3H/{}^3He$	97
5.2	Fragments primaires	98
5.2.1	Taille reconstruite	103
5.2.2	Étude des multiplicités des particules légères associées aux fragments primaires	109
5.2.3	Qualité de la reconstruction	109
5.2.4	Estimation d'une énergie d'excitation	111
5.2.5	Estimation d'une température	113
5.3	Validité de la variable de la masse primaire sans la contribution des neutrons	114
5.4	Énergie de symétrie	121
5.4.1	Étude des deux méthodes	121
5.4.2	Comparaisons	126
5.4.3	Étude en fonction de l'énergie d'excitation	128
5.5	Discussion	129
	Conclusion	143
A	Distributions en charges et en masses pour les différents systèmes	147
B	Performance et énergie de symétrie	155
B.1	Performance	155
B.1.1	Multiplicité	155
B.1.2	Paramètre d'impact	157
B.2	Energie de symétrie des PLF	159
B.2.1	Isoscaling	159
B.2.2	Largeurs des distributions isotopiques	164
B.3	Energie de symétrie des primaires	164
B.3.1	Isoscaling	164
B.3.2	Largeurs des distributions isotopiques	165
C	Simulations Sans filtre	169
C.1	Sans Filtre	169
C.2	Région angulaire	170
D	Présentation de soutenance	177
	Références	228

Liste des figures	236
Liste des tableaux	237

Introduction

Les collisions d'ions lourds sont un moyen efficace et reconnu pour sonder les noyaux en leur faisant atteindre des états extrêmes de température et de densité [1]. La particularité des collisions d'ions lourds est due au fait que ces réactions sont le meilleur moyen terrestre de produire des noyaux avec une grande énergie d'excitation et des moments angulaires élevés. L'une des raisons de cette propriété peut être mise en lumière en comparant la distance nucléon-nucléon moyenne à l'intérieur du noyau (de l'ordre de 1.8 fm) et la longueur d'onde relative associée à une collision nucléon-nucléon

$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{h}{2\pi m v_{AA}}, \quad (1)$$

où v_{AA} représente la vitesse relative entre les deux nucléons initiaux et m est la masse du nucléon. Si la quantité $\lambda/2\pi$ est beaucoup plus petite que d , définie par la distance moyenne entre deux nucléons à l'intérieur du noyau, les effets les plus importants viendront des collisions nucléon-nucléon, soit les effets à deux corps, qui peuvent mener à l'émission de particules du système. Cette émission de particules est nommée émission de pré-équilibre. D'un autre côté, si $\lambda/2\pi$ est supérieure à d , un effet collectif des nucléons est à prévoir. Ces effets de champ moyen, ou effets à un corps, mèneront à un partage de l'énergie à l'intérieur du système, et peuvent ainsi produire de grandes énergies d'excitation. Différentes valeurs de la quantité $\lambda/2\pi$ sont données dans la table 1 pour différentes énergies incidentes. Une première classification des réactions d'ions lourds peut être basée sur l'énergie incidente du projectile (dans le référentiel du laboratoire).

Énergie (MeV/A)	1	10	100	1000
$\lambda/2\pi$ (fm)	6.5	2.1	0.67	0.24

Tableau 1 – Longueurs d'onde réduites $\lambda/2\pi$ en fonction de l'énergie incidente par nucléon pour des systèmes symétriques.

Les collisions d'ions lourds peuvent former les noyaux exotiques qui ont un rapport de neutrons sur protons très différent de celui des noyaux connus à l'état naturel ou à l'état stable. Ces types de collisions peuvent également exciter suffisamment les noyaux pour qu'ils atteignent même un niveau d'énergie d'excitation supérieur à leur énergie de liaison [1]. Les mécanismes de réaction diffèrent selon l'énergie transférée aux noyaux. Lorsque l'énergie incidente du faisceau est faible, pour des valeurs inférieures à environ 15 MeV/A, les noyaux sont modifiés par transferts très inélastiques de nucléons ou par fusion [1]. Les transferts sont toutefois le processus dominant lorsque les noyaux projectile et cible sont lourds, à cause de leur grande répulsion coulombienne et du grand moment angulaire relatif mis en jeu qui empêchent la formation d'un noyau unique par la fusion des deux partenaires [2]. Lors d'un

tel transfert, on conserve en partie la mémoire de la voie d'entrée, et on est en présence de deux noyaux principaux, le quasi-projectile (QP) et la quasi-cible (QC) qui ont des tailles similaires à celles du projectile et de la cible, résultant d'une très grande dissipation de l'énergie cinétique [3]. Les noyaux peuvent tout de même transférer un nombre considérable de nucléons lors de collisions très inélastiques. Des travaux sur les réactions Sn+Sn ainsi que Mo+Mo entre 18 et 24 MeV/A ont montré que des fragments produits lors de collisions très inélastiques avaient des masses plus élevées que celles du projectile [4]. On peut également former des noyaux plus lourds que le projectile ou la cible lors de collisions très inélastiques lorsqu'un grand transfert de masse se fait entre les deux partenaires [5]. Les noyaux formés à basse énergie par fusion ou par de tels transferts se désexcitent par évaporation, c'est-à-dire par émission séquentielle de particules légères chargées et de neutrons, ou encore par fission.

Si l'on augmente l'énergie incidente du faisceau, entre 15 et 100 MeV/A, les collisions sont encore dominées par des processus binaires, mais on note également la présence d'une zone d'émission se déplaçant à une vitesse intermédiaire entre celle du quasi-projectile et celle de la quasi-cible [1,6–9]. Cette troisième source d'émission fut mise en évidence au cours de plusieurs expériences et étudiée [3,7,8,10–29]. Puisque ce surplus de matière nucléaire est observé entre les rapidités (ou vitesses parallèles) du QP et de la QC, on baptisa la troisième zone d'émission mi-rapidité.

Dans le cas des collisions périphériques [8,30–34], nous sommes également en face de réactions binaires à l'intérieur desquelles le QP se désexcite en un gros fragment que nous appellerons PLF (Projectile-like fragment) et quelques particules chargées. Pour les collisions semi-périphériques, le QP se brise en deux ou plusieurs fragments lourds modérément excités. Ceux-ci se désexcitent et le plus gros fragment est nommé le PLF s'il est émis à l'avant du centre de masse du système. Il y a également émission de quelques particules chargées ainsi que de potentiels clusters. Dans ce texte, les particules légères sont définies comme étant les isotopes d'hydrogène et d'hélium ($Z = 1, 2$).

Les collisions les plus centrales peuvent toutefois mener à la fusion du projectile et de la cible. Cependant, la fusion complète disparaît graduellement lorsqu'on augmente l'énergie incidente pour laisser place à une fusion incomplète des deux noyaux. En augmentant l'énergie incidente de la sorte, on augmente également l'énergie d'excitation des noyaux. Ces derniers peuvent alors émettre des fragments de masse intermédiaire (noyaux ayant une charge supérieure ou égale à 3). Si l'énergie d'excitation est suffisante et que le noyau émet 3 fragments ou plus, on parle alors de multifragmentation [1,10,35–44]. Le seuil de la multifragmentation se situe à une énergie d'excitation autour de 3 MeV/A [1,30,43,45–49]. Le nombre de fragments émis augmente avec l'énergie d'excitation et il atteint un maximum avec une énergie d'excitation aux environs de 9 MeV/A [50]. C'est ce qu'on appelle le "rise and fall of multifragmentation" [35]. La multifragmentation laisse alors place à la vaporisation, qui est la désintégration totale du système en particules légères et en nucléons.

Un objectif important de l'étude des noyaux fortement perturbés est de caractériser l'équation d'état de la matière nucléaire sur une grande plage en température, densité et pression. Cette quête de la physique nucléaire aux énergies intermédiaires progresse toujours. La caractérisation de l'équation d'état de la matière nucléaire a des implications importantes sur la compréhension des milieux stellaires (supernovae, étoiles à neutrons, etc.) [51–53]. Faire le lien entre des résultats obtenus en milieux finis (noyaux) pour établir l'équation d'état d'un milieu infini (matière nucléaire) est une tâche difficile. Malgré cela, les collisions d'ions lourds constituent actuellement la voie la plus prometteuse dans l'étude de l'équation d'état de la matière nucléaire. Cette équation d'état est approximée par deux termes. Un premier terme associé à la matière nucléaire symétrique, alors que le second terme tient compte de la possible asymétrie, que l'on appelle énergie de symétrie. L'équation d'état de

la matière nucléaire pour la matière nucléaire asymétrique est encore largement inconnue. Plusieurs études expérimentales et théoriques ont été vouées à la recherche de la dépendance en densité, contenue dans la fonction de l'énergie de symétrie. Des prédictions théoriques suggèrent que la dépendance en densité de l'énergie de symétrie affecte différentes observables mesurées dans les collisions d'ions lourds [34, 54–58]. Parmi celles-ci, la composition isotopique des fragments produits lors de la désintégration de systèmes nucléaires excités a été largement étudiée. Parmi les quantités suggérées être sensibles à l'énergie de symétrie, nous notons l'isoscaling [59–61], la largeur des distributions isotopiques [57, 62–64] ainsi que la diffusion d'isospin [34, 65–67].

Une étude présentée par Tsang et al. [68] résume les résultats de ces dernières années concernant l'énergie de symétrie. Les observables présentées sont la diffusion d'isospin et le double rapport impliquant les spectres de neutrons et de protons. Elles sont cohérentes avec une description par le modèle de transport Improved Quantum Molecular Dynamics (ImQMD). Dans ce modèle, la paramétrisation de l'énergie de symétrie s'écrit sous la forme :

$$S(\rho) = \frac{C_{s,k}}{2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} + \frac{C_{s,p}}{2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma_i} \quad (2)$$

Dans ce cadre, les paramètres cinétiques et potentiels sont $C_{s,k} = 25$ MeV, $C_{s,p} = 35.2$ MeV et l'énergie de symétrie à la densité de saturation, $S_0 = 30.1$ MeV. Une augmentation de la valeur de S_0 a le même effet sur le rapport de transport d'isospin que de diminuer la valeur de γ_i . Afin de comparer les résultats obtenus des masses nucléaires et de la structure nucléaire, une expansion de $S(\rho)$ est faite autour de la densité de saturation :

$$S(\rho) = S_0 + \frac{L}{3} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + \frac{K_{sym}}{18} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + \dots \quad (3)$$

où L et K_{sym} sont les pentes et les paramètres de courbures à ρ_0 . Le double rapport correspondant aux rapports neutron/proton pris dans deux réactions différentes A et B se définit quant à lui comme :

$$DR(Y(n)/Y(p)) = \frac{R_{n/p}(A)}{R_{n/p}(B)} \quad (4)$$

L'analyse de ces observables montre des contraintes cohérentes sur la dépendance de la densité de l'énergie de symétrie. Les résultats sont donnés par les deux diagonales de la région en bleu de la figure 1. Les résultats se superposent avec de récentes contraintes obtenues par les résonances géantes dipolaires, résonances dipolaires pygmée [69] et les données des masses [70]. Une cohérence entre les différentes observables liées à l'énergie de symétrie est ainsi observée. Dans l'encart sont présentés les résultats des résonances géantes dipolaires de [71].

La théorie nous prédit différentes dépendances de la densité de l'énergie de symétrie. De nouvelles mesures sont donc nécessaires afin d'élargir la plage en densité étudiée. À l'intérieur du cadre de collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, les fragments formés lors de collisions périphériques sont formés à des valeurs de la densité autour de la densité de saturation alors que pour les collisions plus centrales, des valeurs de densité inférieures à la densité de saturation sont attendues. Par contre, le manque de résultats expérimentaux à des densités différentes de la densité de saturation ainsi que les incertitudes liées à ces résultats ne permettent pas de confirmer l'une des dépendances en densité de l'énergie de symétrie. Il est donc nécessaire de faire de nouvelles mesures permettant d'explorer différentes régions en densité de la matière nucléaire. C'est pour cette raison que l'expérience INDRA-VAMOS a

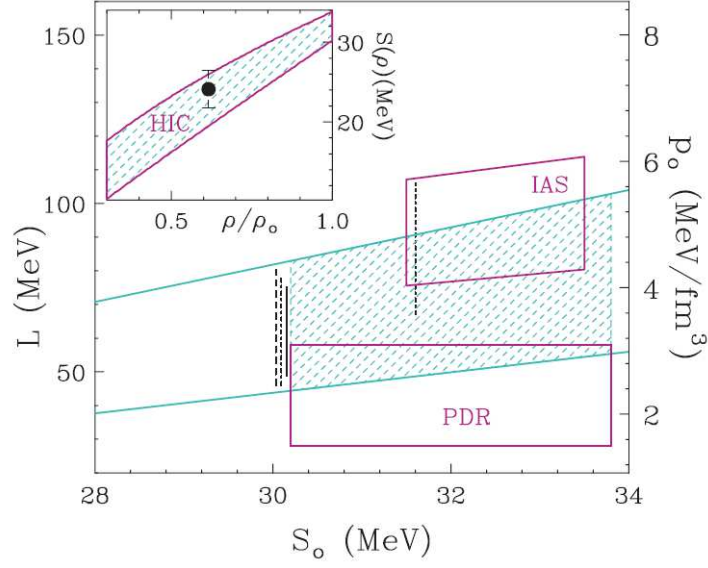


FIGURE 1 – Représentation des contraintes des paramètres S_0 et L . L'axe de droite correspond à la pression de la matière neutronique à la densité de saturation. La boîte inférieure est formée par les contraintes des pigmy dipole resonance (PDR) [69] et la boîte supérieure est formée de l'analyse de l'énergie de symétrie des noyaux [70]. Figure tirée de [68].

été mise en place. L'étude de l'énergie de symétrie est faite pour les réactions $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ à une énergie de 35 MeV/A, combinant le multidétecteur INDRA et le spectromètre VAMOS.

Dans le cadre de ce travail, nous allons nous intéresser aux collisions périphériques et semi-périphériques. L'étude de ces types de collisions se fait dans le cadre de l'étude de l'équation d'état de la matière nucléaire (EOS) et de sa dépendance en densité. Puisque nous étudierons les collisions périphériques et semi-périphériques, nous serons menés à étudier des événements associés à des valeurs de la densité autour de la densité de la saturation, pour lesquelles des valeurs de l'énergie de symétrie autour de 30 MeV sont attendues. Une méthode de travail peut ainsi être bâtie afin de déterminer expérimentalement une valeur de l'énergie de symétrie et la comparer aux approches théoriques.

1 Méthodologie : Approche théorique de l'interprétation des résultats

1.1 Équation d'état de la matière nucléaire et énergie de symétrie

Si nous voulons explorer l'équation d'état de la matière nucléaire, il faut d'abord éloigner celle-ci de son état d'équilibre, c'est-à-dire augmenter sa température ou faire varier sa densité par exemple. Pour cela les collisions d'ions lourds sont un outil intéressant. L'objectif principal est de transférer l'énergie cinétique incidente du projectile en énergie d'excitation et donc de chauffer les noyaux. Le but d'une équation d'état est de faire le lien entre différentes variables intensives (pression, température, potentiel chimique,...) par rapport à leur valeurs extensives conjuguées (volume, énergie, nombre de particules,...), où ces deux types de variables sont macroscopiques. L'équation d'état de la matière nucléaire ne nous informe ainsi que sur le comportement macroscopique. L'expression de l'équation d'état dépend de la physique microscopique sous-jacente, donc la connaissance de l'équation d'état permet d'avoir des informations sur la nature et les constantes de couplage des interactions. Par contre, cette information est indirecte et nécessite l'existence d'une théorie microscopique qui calcule l'équation d'état à partir des interactions nucléon-nucléon. Les études expérimentales sur l'équation d'état ne cherchent donc pas à avoir l'équation d'état de la matière nucléaire infinie, cela n'est pas possible, justement car les noyaux sont petits et chargés. Elles cherchent à avoir l'équation d'état des noyaux finis et chargés. Par le biais des comparaisons avec les calculs théoriques qui calculent cette équation d'état à partir de l'interaction effective nucléon-nucléon, elles permettent de contraindre cette interaction.

Ainsi, le concept de matière nucléaire infinie, s'il peut s'appliquer dans le cas des étoiles à neutrons, constituées d'un grand nombre de nucléons, reste une approximation assez forte pour les noyaux. Il faut notamment tenir compte de leur faible nombre de constituants, inférieur à 300. L'introduction d'un nombre fini revient à créer une tension de surface qui a pour conséquence de diminuer la température critique vers une valeur limite [72]. Une correction supplémentaire est de tenir compte des effets de répulsion coulombienne qui abaisse encore cette valeur limite de la température critique. Nous passons ainsi d'une valeur critique de 17 MeV pour la matière infinie à une valeur de 6.5 MeV. Il y a également le degré de liberté d'isospin, c'est-à-dire distinguer les protons des neutrons, notamment en introduisant deux potentiels chimiques différents pour ces deux espèces. Dans les dernières années, plusieurs efforts théoriques et expérimentaux ont été mis en oeuvre afin d'étudier ce degré de liberté qu'est l'isospin et révéler son influence sur la dynamique de la réaction et sur les processus de désintégrations [73–76]. Ces études furent accessibles en utilisant des partenaires de réactions avec différentes valeurs de l'isospin ou en comparant des données de réactions impliquant

différentes combinaisons isotopiques de projectile et de cibles [34, 65, 68, 77–83].

L'équation d'état décrivant la matière nucléaire dépend de la densité totale, de la température et de l'asymétrie d'isospin, cette dernière évaluant la différence entre les densités neutroniques et protoniques de la matière nucléaire. En définissant un paramètre d'asymétrie $\delta = \frac{(\rho_N - \rho_Z)}{\rho}$, il est possible d'écrire l'énergie totale E du noyau au deuxième ordre en asymétrie sous la forme [84] :

$$E(\rho, \delta) = E(\rho, 0) + C_{sym}(\rho)\delta^2. \quad (1.1)$$

Le terme $E(\rho, 0)$ est associé à la matière nucléaire symétrique, alors que le terme $C_{sym}(\rho)\delta^2$ tient compte de la possible asymétrie. Dans le cas de la matière nucléaire symétrique, l'équation d'état a été intensivement explorée et des contraintes sur sa valeur ont été établies [85]. Par contre, l'équation d'état de la matière nucléaire pour la matière nucléaire asymétrique est encore largement inconnue. Plusieurs études expérimentales et théoriques ont été vouées à la recherche de la dépendance en densité, contenue dans la fonction $C_{sym}(\rho)$ de l'équation 1.2 [34, 54–56, 74, 86–88]. En effet, le terme relatif à l'énergie de symétrie peut être décomposé en deux parties. La première est une contribution cinétique qui provient des différentes énergies de Fermi entre les neutrons et les protons, qui existent même en l'absence d'interaction et la seconde est une contribution potentielle provenant de l'interaction nucléaire effective dans le milieu [87]. 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 relative $u = \rho/\rho_0$ 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 d'asymétrie de l'équation de Bethe-Weizsacker. En suivant ce raisonnement, la dépendance en densité de l'énergie telle que présentée dans l'équation 1.1 devient :

$$\frac{C_{sym}}{A}(\rho) = \frac{\epsilon_F(\rho)}{3} + \frac{C}{2}F(u), \quad (1.2)$$

où $\epsilon_F(\rho)$ correspond à l'énergie de Fermi. L'incertitude liée à l'énergie de symétrie est donc reliée à sa partie potentielle. Les efforts dans les études théoriques et expérimentales sont stimulés par le fait que $C_{sym}(\rho)$ détermine plusieurs propriétés de la couche interne des étoiles à neutrons ainsi que de systèmes nucléaires exotiques, tel que les noyaux halo, où des régions de matière nucléaire très riche en neutrons à basse densité existent [89]. L'équation 1.1 est une expression de Taylor tronquée ; il peut y avoir des termes d'ordre supérieur, mais en première approximation le terme d'énergie de symétrie à l'intérieur de l'équation d'état dépend du carré de l'asymétrie de l'isospin δ . L'énergie de symétrie peut donc être étudiée par des collisions nucléaires entre des combinaisons de projectiles et de cibles menant à la formation de systèmes nucléaires très asymétriques en terme du nombre de protons et de neutrons.

Des prédictions théoriques suggèrent que la dépendance en densité de l'énergie de symétrie affecte différentes observables mesurées dans les collisions d'ions lourds [34, 54–58]. Parmi celles-ci, la composition isotopique des fragments produits lors de la désintégration de systèmes nucléaires excités a été largement étudiée. Parmi les quantités suggérées être sensibles à l'énergie de symétrie C_{sym} , nous étudierons deux de ces quantités, soit l'isoscailing et les largeurs des distributions isotopiques. Afin d'appuyer notre étude expérimentale, nous ferons appel à deux modèles de simulations, soit le modèle dynamique AMD (Anti-symmetrized Molecular Dynamics) ainsi que le modèle de désexcitations statistiques GE-MINI. Ces modèles doivent être couplés ensemble afin de faire une juste comparaison avec

les résultats expérimentaux. De plus, ces deux modèles décrivent des phases différentes de la collision.

1.2 Simulations

Dans la compréhension du mécanisme prenant place dans les collisions périphériques et semi-périphériques, la comparaison des données expérimentales à un modèle est indispensable. Actuellement, on peut distinguer deux grandes familles de calculs : statistiques et dynamiques.

Les modèles statistiques reposent tous sur l'hypothèse qui veut que l'équilibre thermodynamique est atteint à un certain moment au cours de la collision. Les modèles statistiques standards décrivent la désexcitation de ce noyau composé par décroissance binaire séquentielle. L'hypothèse de l'équilibre thermodynamique permet d'utiliser les lois statistiques, en particulier la théorie de Weisskopf [90]. L'hypothèse forte ici est que le processus est microréversible. On détermine les probabilités d'évaporation de particules légères, telles que les neutrons, soit $Z \leq 2$, en tenant compte des volumes d'espace des phases disponibles (nombre de micro-états) dans les états initiaux et finaux. Par contre, on ne peut appliquer cette théorie pour décrire correctement l'émission de fragments. En effet, ce phénomène est dissipatif, la microréversibilité du processus n'est donc plus vérifiée. Des développements ont alors été apportés en prenant en compte le temps nécessaire pour passer d'un état à un autre, c'est la théorie de l'état transitoire [91].

1.2.1 GEMINI

Le code GEMINI [92] décrit la désexcitation d'un noyau composé. Pour une taille donnée (A et Z) d'un système, les distributions en énergie d'excitation et en spin sont calculées. À chaque étape, toutes les cassures sont envisagées : de l'émission de particules légères (très asymétrique) jusqu'à la fission symétrique. Pour déterminer les probabilités d'émission, deux théories sont utilisées : celle de Hauser-Feshbach [93] pour les particules légères, et celle de l'état transitoire, étendue de façon à inclure l'émission des fragments excités [94]. Précisons que la théorie de Hauser-Feshbach est similaire à celle de Weisskopf, si ce n'est que le traitement quantique du spin intrinsèque et du moment angulaire des noyaux y est en plus pris en compte. La question qui vient est de savoir comment justifier l'équilibre à un moment donné. Pour pouvoir y répondre, il faut suivre l'évolution temporelle du système depuis le temps zéro, temps de la collision. Pour cela, il faut faire des calculs dynamiques.

Pour les collisions à basse énergie, quelques MeV par nucléon, le champ moyen auto-cohérent permet une bonne description de la dynamique du système. Pour les hautes énergies, c'est l'interaction élémentaire nucléon-nucléon qui prédomine. Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse, on rencontre une situation intermédiaire, où il y a une forte compétition entre les effets de champ moyen et les collisions nucléon-nucléon. La prise en compte des corrélations à plusieurs corps semble donc essentielle afin de bien décrire les collisions d'ions lourds dans ce domaine.

1.2.2 AMD

Si nous traitons les particules de manière quantique, elles seront donc délocalisées. À strictement parler, le modèle AMD [95–99] dont nous parlerons ici décrit les nucléons semi-classiques qui sont représentés par des paquets d'onde. Ils sont donc partiellement localisés,

d'où l'appellation de "dynamique moléculaire". Dans le cadre du modèle AMD, la fonction d'onde du système de A nucléons est décrite par un déterminant de Slater. La nature fermionique des particules est directement prise en compte, via l'antisymétrisation. Le principe de Pauli est donc inclus. Les effets du blocage de Pauli sont nombreux. Par exemple, lors d'une collision nucléon-nucléon, il restreint l'espace des phases disponible en sortie et la section efficace de diffusion est donc réduite.

L'évolution temporelle du système est donnée par l'équation de Schrödinger dépendante du temps :

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = H |\psi(t)\rangle, \quad (1.3)$$

où H est l'hamiltonien et $|\psi(t)\rangle$ l'état qui décrit le système à A corps. Cette équation peut être dérivée à partir du principe variationnel dépendant du temps. Si on restreint l'espace des phases accessible en imposant des contraintes sur $\psi(t)$, par exemple en limitant sa description à un choix restreint de variables dynamiques, le même principe variationnel donne de nouvelles équations de mouvement, dont les solutions ne sont donc pas les solutions exactes de 1.3, mais des solutions approchées. Les équations du mouvement de chaque paquet d'onde sont alors les équations de Hamilton généralisées. Dans le cas de AMD, les variables dynamiques sont limitées à la position et à l'impulsion de la centroïde de chaque paquet d'onde.

Pour pouvoir traiter les collisions d'ions lourds, il s'avère nécessaire d'introduire un terme de collision [95,100], calculé de manière stochastique. Les degrés de liberté de spin et d'isospin sont toujours pris en compte. Tous deux sont pris de manière indépendante au temps.

1.2.3 Principe des simulations

Nous avons d'abord simulé avec AMD les collisions de $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ à une énergie de 35 MeV/A. Nous calculons l'évolution dynamique des noyaux formés par AMD jusqu'à un temps $t=300$ fm/c. Les fragments primaires sont ainsi reconnus à ce temps. Les calculs sont faits pour deux forces : Gogny et Gogny-AS [62]. Afin de comprendre la forme que prend la force Gogny-AS, nous devons introduire la force Gogny [101]. Cette dernière est composée d'un terme à deux corps de portée finie et d'un terme dépendant de la densité de la forme $t_3 \rho^{1/3} (1 + P_\sigma) \delta(r_1 - r_2)$, où P_σ est l'opérateur de changement de moment angulaire et t_3 est un coefficient. La force de Gogny-AS est obtenue en modifiant la force de Gogny avec :

$$VGogny - AS = VGogny - (1 - x)t_3[\rho(r_1)^{1/3} - \rho_0^{1/3}]P_\sigma \delta(r_1 - r_2), \quad (1.4)$$

où $x = -1/2$ et $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$. Les deux forces coïncident à $\rho = \rho_0$. Par contre, les deux forces produisent différentes dépendances en densité de l'énergie de symétrie, comme le montre la figure 1.1. Dans le domaine d'énergie que nous explorons et avec le type de collisions que nous allons analyser, nous nous trouvons dans des régions autour de la densité de saturation.

Ces fragments sont ensuite utilisés comme valeurs d'entrée au code de désexcitation statistique GEMINI. En sortie de ce code, on trouve les valeurs de Z_{PLF}, A_{PLF} . Nous utiliserons les données calculées par AMD ainsi que par la désexcitation faite par GEMINI pour comparer aux données expérimentales selon la figure 1.2. Deux filtres expérimentaux géométrique sont utilisés, soit un filtre pour le domaine angulaire de VAMOS et un pour le domaine angulaire d'INDRA, les deux appareils expérimentaux que nous définirons plus en détails dans le chapitre 2. Ces filtres expérimentaux se basent également sur les seuils en énergie des différents détecteurs.

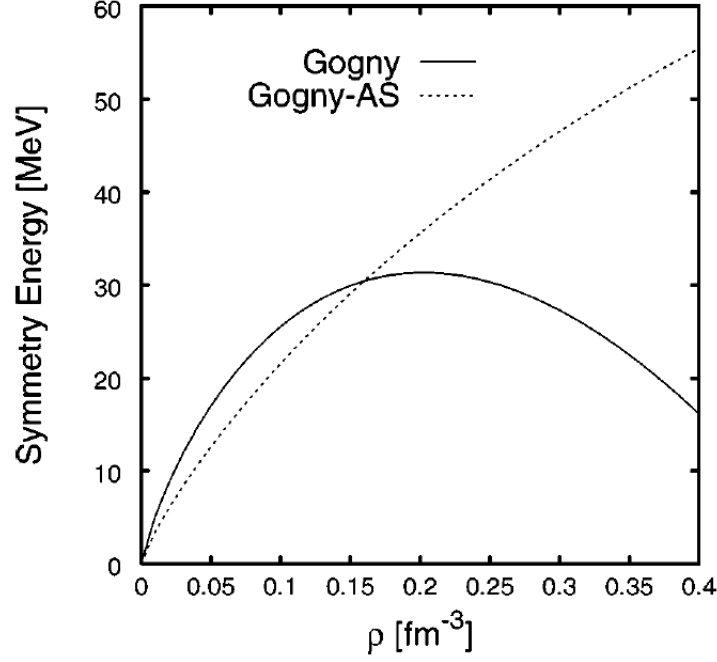


FIGURE 1.1 – Dépendance en densité de l'énergie de symétrie de la matière nucléaire pour la force de Gogny (ligne continue) et la force de Gogny-AS (ligne pointillée) [62].

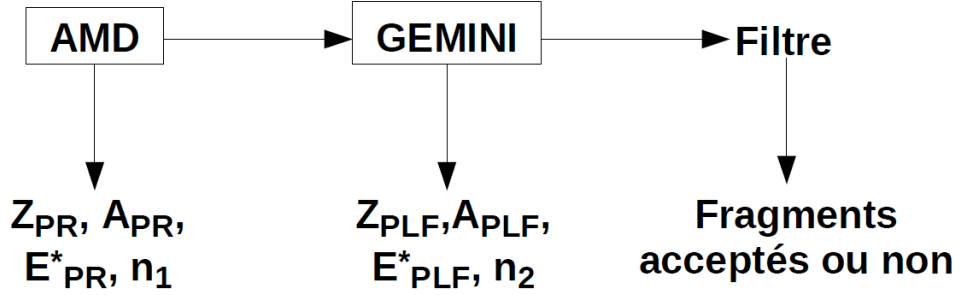


FIGURE 1.2 – Schéma du principe des simulations où Z_{PR} , A_{PR} , E^*_{PR} sont les charges, masses et énergies d'excitation des fragments primaires à la sortie de AMD et Z_{PLF} , A_{PLF} , E^*_{PLF} sont les charges, masses et énergies d'excitation des fragments PLF après la désexcitation secondaire générée par GEMINI. n_1 et n_2 correspondent au nombre de neutrons émis par la simulation AMD et GEMINI, respectivement.

1.2.4 Contribution des neutrons

Utilisant les résultats des simulations statistiques, nous pouvons reconstruire les distributions isotopiques primaires sans la contribution des neutrons. Pour ce faire, nous prenons directement les quantités primaires desquelles nous soustrayons les neutrons émis lors de la phase de désexcitation. Expérimentalement, les neutrons ne sont pas détectés. utilisant les simulations, nous désirons connaître l'effet des neutrons sur les distributions isotopiques.

Afin de connaître la manière d'attribuer les neutrons au projectile ou à la cible, nous présentons la figure 1.3 montrant la multiplicité des neutrons en fonction de la vitesse parallèle dans le centre du masse du système pour une charge PLF égale à 18. Nous voyons que nous pouvons distinguer la majorité des neutrons provenant de la cible et du projectile à partir de leur vitesse parallèle dans le référentiel du centre de masse du système. Un seuil d'une vitesse supérieure à 0 est ainsi imposée sur les neutrons pour attribuer les neutrons au projectile.

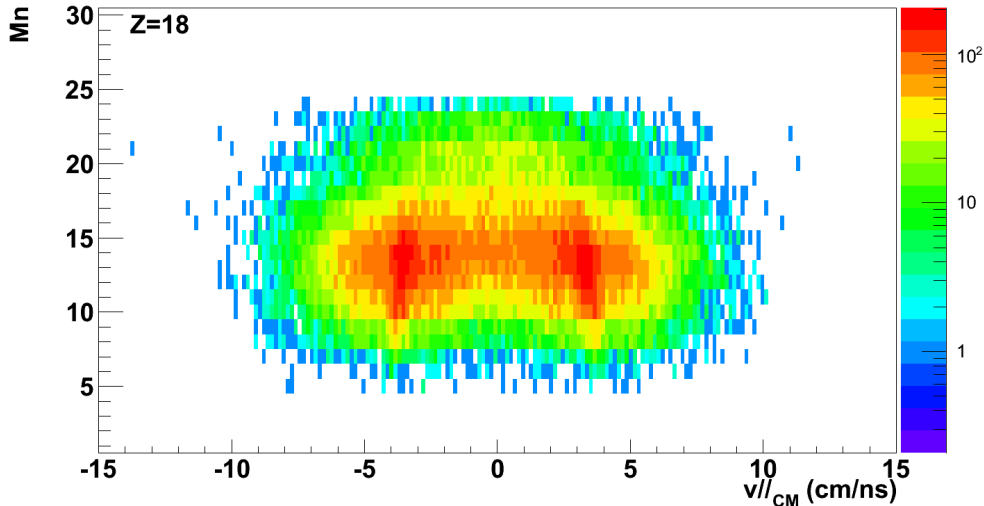


FIGURE 1.3 – Émission des neutrons donnée par GEMINI en coïncidence avec une charge $Z_{PLF}=18$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

1.3 Observables

1.3.1 Isoscaling

Dans l'étude des deux quantités, l'isoscaling et la forme des distribution isotopiques, une hypothèse de travail est imposée. Cette hypothèse de travail est l'ensemble grand-canonique. Dans cette approche, le taux de production des isotopes est gouverné par les potentiels chimiques des deux nucléons, μ_p et μ_n , la température T ainsi que les énergies de liaison individuelles des différents isotopes $B(N, Z)$:

$$Y(N, Z) = F(N, Z, T) \exp\left(\frac{B(N, Z)}{T}\right) \exp\left(\frac{N\mu_n + Z\mu_p}{T}\right), \quad (1.5)$$

où les potentiels chimiques sont liés à la densité. Le facteur $F(N, Z, T)$ inclut l'information concernant le changement des taux de production provenant de la désintégration secondaire et la température de l'isotope considéré. En cherchant des observables expérimentales qui sont affectées minimalement par les désintégrations secondaires, nous notons que les corrections aux taux de productions primaires dues aux désintégrations secondaires apparaissent

similaires d'une réaction à l'autre, sur une large gamme d'énergies incidentes [59]. Prenant ces similarités en compte, les rapports

$$R_{21}(N, Z) = \frac{Y_2(N, Z)}{Y_1(N, Z)} \quad (1.6)$$

entre les taux de production d'un fragment donné (N, Z) mesuré dans deux réactions, 1 et 2, différentes par leurs valeurs de N/Z totales du système, peuvent être construits. Nous supposons ici que les deux réactions prennent place à la même température et qu'elles ont les mêmes effets des désintégrations secondaires $F(N, Z, T)$. Ces rapports satisfont un comportement d'échelle [56],

$$R_{21}(N, Z) = C \exp(\alpha N + \beta Z), \quad (1.7)$$

où $\alpha = \Delta\mu_n/T$ et $\beta = \Delta\mu_p/T$ reflètent les différences entre les potentiels chimiques des neutrons et des protons dans les deux réactions et C est une constante de normalisation. Les dépendances en N et en Z deviennent plus visibles si, pour chaque valeur de Z , R_{21} est dessiné en fonction de N pour tous les isotopes dans un graphique semi-logarithmique. Les pentes résultantes nous donnent les valeurs de α pour chaque valeur de Z . De manière similaire, dessiner R_{12} en fonction de Z pour tous les isotones donnera une pente β pour chaque valeur de N . La figure 1.4 donne un exemple d'isoscaling pour les $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ et $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ à 50 MeV/A [60, 61].

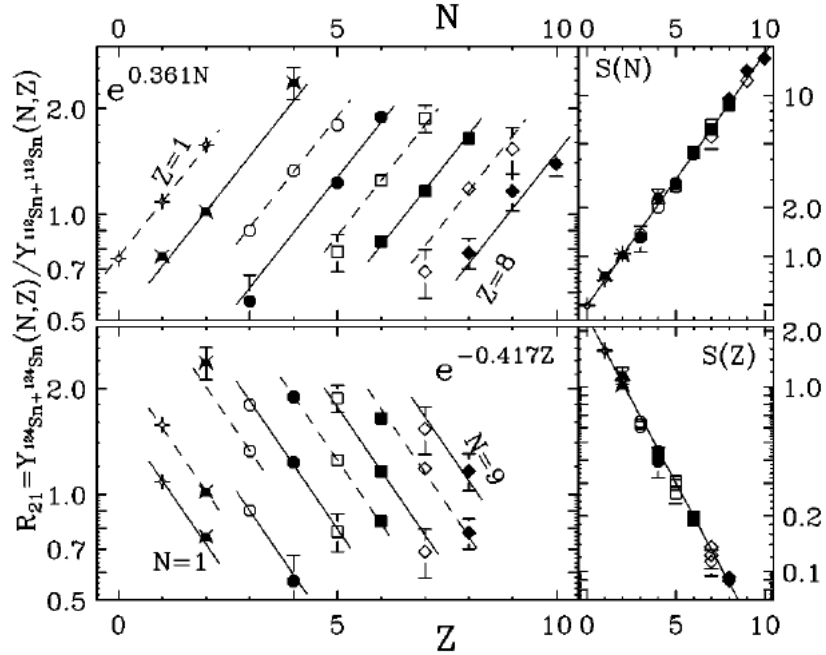


FIGURE 1.4 – Rapports R_{21} pour les systèmes $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ et $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ à 50 MeV/A, en fonction de N (image du haut) et en fonction de Z (image du bas). Les lignes continues et pointillées sont les meilleurs ajustements des données [60, 61]. Le facteur d'isoscaling $S(Z) = R_{21}\exp(-\beta Z)$ est également dessiné dans les deux cas. Figure tirée de [60].

Une façon plus compacte de dessiner les données de la figure 1.4 est de construire le facteur d'isoscaling $S(Z) = R_{21}(-\beta Z)$. À partir de la valeur de β , tous les isotopes devraient s'aligner sur une ligne droite si $S(Z)$ est dessiné en fonction de N dans un graphique semi-logarithmique. Cette tendance est nommée "isoscaling". Le comportement de scaling est illustrée par les figures 1.4 et 1.5. Les données de la figure 1.4 sont dessinées sur la figure 1.5 avec l'étiquette "multifragmentation".

La systématique suggérée par l'approche Grand-Canonique est beaucoup plus générale qu'elle ne le laisse paraître. En effet, les processus d'évaporation montrent un comportement de scaling similaire aux événements de multifragmentation. De plus, pour les collisions de basse énergie de ^{16}O , $S(Z)$ est obtenu pour des collisions fortement inélastiques où les isotopes proviennent de la brisure de systèmes nucléaires binaires formés par le transfert d'énergie de masse entre le projectile et la cible. La figure 1.5 suggère que le comportement de scaling est robuste pour une large plage de données allant de collisions profondément inélastiques d'ions lourds à basse énergie, passant par les réactions d'évaporation, jusqu'aux réactions de collisions d'ions lourds à haute énergie. Pour l'évaporation et les processus fortement inélastiques, l'approche Grand-Canonique est peu appropriée. Par contre, d'autres approches peuvent néanmoins mener à l'isoscaling. Cette figure suggère ainsi que le comportement d'isoscaling est une propriété générale des réactions d'ions lourds où une forme d'équilibre est atteinte.

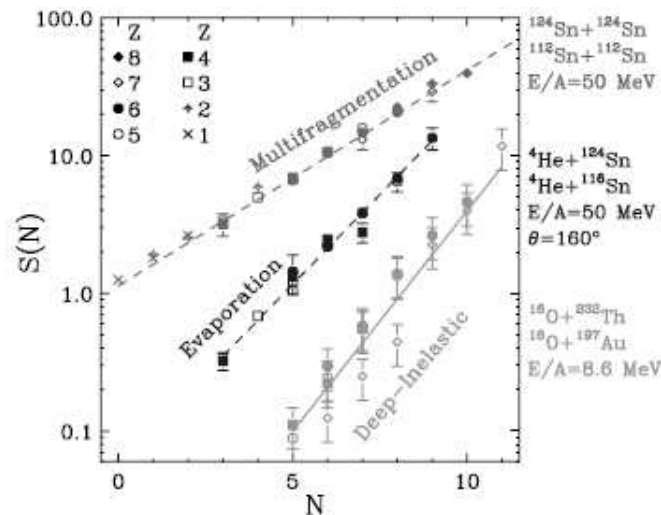


FIGURE 1.5 – Le facteur d'isoscaling $S(Z) = R_{21}(-\beta Z)$ dessiné en fonction de N . Les points avec l'étiquette "multifragmentation" dénotent le facteur $S(Z)$ extrait pour des collisions de $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ et $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ à 50 MeV/A [61]. Le comportement d'isoscaling pour le processus d'évaporation est illustré par les réactions $^4\text{He}+^{116}\text{Sn}$ et $^4\text{He}+^{124}\text{Sn}$ à 50 MeV/A [102] et porte l'étiquette "evaporation". Les collisions profondément inélastiques sont représentées par les données de ^{16}O sur deux cibles ^{232}Th et ^{197}Au à 8.6 MeV/A et portent l'étiquette "deep-inelastic" [103]. Figure tirée de [56].

Quel est le lien entre l'isoscaling et l'énergie de symétrie ? Une autre façon d'écrire l'équation 1.5 est d'écrire $Y(N, Z)$ en fonction de l'énergie libre de Gibbs $G(N, Z)$ pour une réaction

i [62, 104] :

$$Y^i(N, Z) = \exp\left(\frac{1}{T^i}(-G(N, Z) + \mu_N^i N + \mu_Z^i Z)\right). \quad (1.8)$$

On note que l'énergie libre de Gibbs $G(N, Z)$ est égale à l'énergie de liaison à une température et une pression nulles, c'est-à-dire $G(N, Z, T = 0, P = 0) = -B(N, Z)$. Pour une valeur de Z donnée, en tenant compte du fait que la plage en N est limitée, la dépendance en N de l'énergie libre peut être approximée par [57, 63, 105] :

$$G(N, Z) = a(Z) + c_0(Z)N + C_{sym} \frac{(N - Z)^2}{N + Z}. \quad (1.9)$$

La valeur la plus probable pour chaque système $\langle N \rangle (Z)$ est donc donnée par, en égalant la dérivée par rapport à N de l'équation 1.9 à 0 :

$$C_{sym}(Z) \left(1 - 4 \left(\frac{Z}{\langle A \rangle (Z)}\right)^2\right) = \mu_N^i - a(Z), \quad (1.10)$$

Le terme conservé doit être celui linéaire en Z de l'équation 1.8. En soustrayant le système (1) du système (2), on trouve une relation générale du type :

$$\frac{C_{sym}(\rho, T)}{T} = \frac{\alpha}{4\Delta}. \quad (1.11)$$

Dans la littérature, une variété de définitions de la quantité Δ a été proposée [57, 62, 104, 106]. Parmi celles-ci, nous reprendrons deux d'entre elles. En un premier temps, dans un contexte de simulations SMM [107] (Statistical Multifragmentation Model), Δ est défini comme la différence d'asymétrie des sources à l'équilibre :

$$\Delta_{source} = \left[\left(\frac{Z}{A}\right)_1^2 - \left(\frac{Z}{A}\right)_2^2 \right]. \quad (1.12)$$

De manière général, les fragments n'ont pas le même rapport Z/A que la source. Cette différence peut affecter la valeur extraite de C_{sym} obtenue pour le coefficient d'isoscaling. Une étude de l'isoscaling avec le modèle AMD (Anti-symmetrized molecular dynamics) a montré une relation linéaire entre α et $(Z/A)^2$ des fragments. La quantité Δ peut être exprimée comme :

$$\Delta_{liquid}(Z) = \left[\left(\frac{Z}{\langle A \rangle}\right)_1^2 - \left(\frac{Z}{\langle A \rangle}\right)_2^2 \right] \quad (1.13)$$

où $\langle A \rangle$ présente l'isotope le plus probable pour une valeur de Z donnée et avec $A > 4$. Dans la suite de ce document, lorsque nous traiterons du paramètre Δ , il sera toujours question de $\Delta_{liquid}(Z)$.

Nous montrons maintenant un exemple d'isoscaling pour les simulations AMD pour les systèmes $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca} / ^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$. Pour ces simulations, nous étudions les collisions périphériques et semi-périphériques avec un paramètre d'impact $b > 6$ fm. De plus, seul le quasi-projectile est étudié.

Nous reportons les valeurs de $\alpha/4\Delta$ pour les fragments chauds et pour les fragments froids sur la figure 1.6. Si nous considérons les fragments chauds, nous voyons une évolution des valeurs de $\alpha/4\Delta$ en fonction de la charge primaire. Nous observons également une dépendance en fonction de l'interaction utilisée. Cette dépendance de l'interaction est beaucoup

plus difficile à observer pour les fragments froids, avec la présence d'un effet pair-impair pour les faibles charges. Ainsi, si nous voulons faire l'étude de l'énergie de symétrie et connaître la dépendance en densité, nous devons tenir compte des désintégrations secondaires dans le traitement des données et tenter de nous approcher d'une quantité primaire.

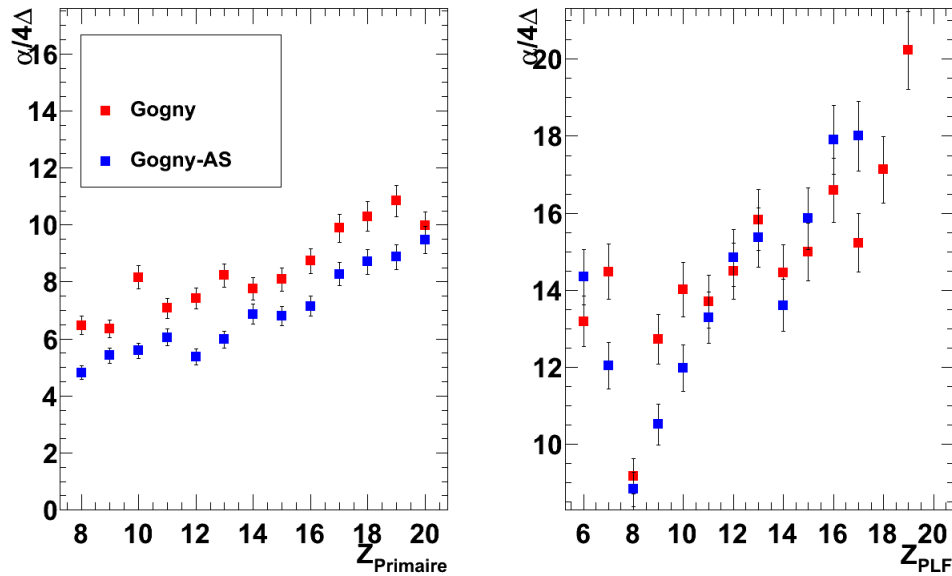


FIGURE 1.6 – Valeurs de $\alpha/4\Delta$ pour l'isoscaling des systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca} / ^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour les fragments chauds (figure de gauche) et les fragments froids (figure de droite).

1.3.2 Forme des distributions isotopiques

À partir de l'équation 1.8 nous donnons le taux de production en fonction de l'énergie libre $G(N, Z)$; il est possible d'écrire que l'isoscaling est équivalent au fait que les taux de production de différentes réactions i sont donnés par :

$$Y_i(N, Z) = \exp[-K(N, Z) + \alpha_i N + \beta_i Z + \gamma_i] \quad (1.14)$$

où nous retrouvons les facteurs α_i et β_i de l'isoscaling. Le facteur γ_i est une constante qui dépend de la réaction i alors que $K(N, Z)$ est une fonction qui est indépendante du système. En combinant les taux de production de plusieurs systèmes [57, 62–64], une distribution globale $K(N, Z)$ peut être construite :

$$K(N, Z) = \sum_i w_i(N, Z) [-\ln(Y_i(N, Z)) + \alpha_i(Z)N + \gamma_i(Z)] \quad (1.15)$$

où i représente chaque réaction. Les poids moyens $w_i(N, Z)$ sont déterminés en minimisant les erreurs statistiques de $K(N, Z)$ pour un isotope donné. Les paramètres d'isoscaling $\alpha_i(Z)$ sont les paramètres définis à la précédente section.

La figure 1.7 montre la distribution de la fonction $K(N, Z)$ en fonction de A pour tous les isotopes $Z=3-18$, obtenue à partir de simulations AMD de

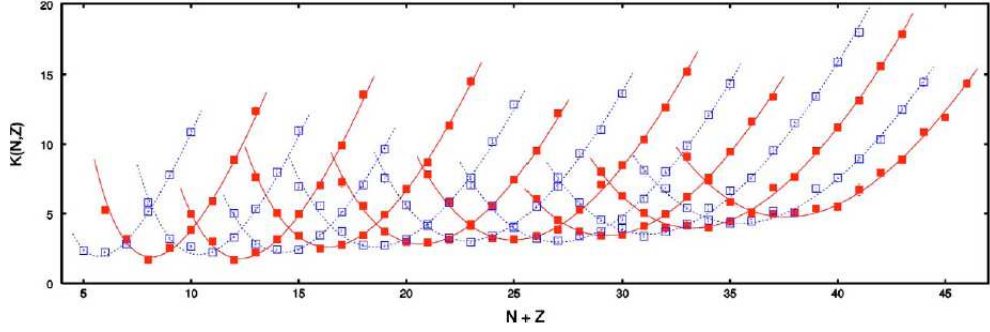


FIGURE 1.7 – Valeurs de $K(N,Z)$ pour $3 \leq Z \leq 18$ [57] montrées en fonction de A . Les valeurs sont obtenues en combinant les résultats des simulations AMD de $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$, $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$, $^{60}\text{Ca}+^{60}\text{Ca}$ et $^{46}\text{Fe}+^{46}\text{Fe}$.

$^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$, $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$, $^{60}\text{Ca}+^{60}\text{Ca}$ et $^{46}\text{Fe}+^{46}\text{Fe}$. Ces réactions ont été choisies afin de couvrir une large gamme en isotopes produits. Cette fonction est construite afin d’avoir une large plage en isotopes pour chaque charge. Les distributions $K(N, Z)$ pour chaque valeur de Z peuvent être ajustées avec une fonction quadratique :

$$K_i(N, Z) = \xi(Z)N + \eta(Z) + \zeta(Z) \frac{(N - Z)^2}{N + Z}, \quad (1.16)$$

où $\xi(Z)$, $\eta(Z)$, $\zeta(Z)$ sont les paramètres d’ajustement de la fonction. Le paramètre $\zeta(Z)$ du terme quadratique en $(N-Z)$ est associé à l’énergie de symétrie C_{sym} à une température finie et à une densité de sous-saturation. Si les fragments sont en équilibre chimique et thermique, $\zeta(Z)$ peut être relié à l’énergie de symétrie $\zeta(Z) = (c_V + c_S A^{-1/3})/T$ [108, 109] où les coefficients de volume et de surface de l’énergie de symétrie satisfont $c_V \approx -c_S$ pour le noyau dans son état fondamental. En effet, des lois de masse avancées [108, 109] ont introduit la dépendance de A de $c(A)$ comme étant un effet de surface. L’extraction de l’énergie de symétrie des énergies de liaison n’est pas évidente, même pour les états fondamentaux. Par exemple, nous pouvons utiliser la différence en énergie des noyaux voisins [110] afin d’extraire l’énergie de symétrie. La valeur résultante montre une grande fluctuation dans la table des noyaux en raison des effets de paires, mais l’hypothèse de $c(A) = c_V + c_S A^{-1/3}$, avec les termes standards de volume, surface, Coulomb et pairage, résulte à une valeur raisonnable des coefficients. Si les énergies de liaison calculées avec AMD sont ajustées, nous obtenons $c_V = 30.9$ MeV et $c_S = -35.2$ MeV [57].

La figure 1.8 présente les prédictions théoriques des quantités $\zeta(Z)$, $\Delta(Z/A)^2$ et α pour les fragments primaires et les fragment secondaires, pour les interactions Gogny et Gogny-AS, et ce, dans le cadre de collisions centrales. D’après cette figure, la dépendance en Z de la valeur $\zeta(Z)$ est faible pour les fragments primaires. Par contre, on observe une dépendance en Z de la valeur de $\zeta(Z)$ pour les fragments secondaires. La désintégration secondaire modifie donc les valeurs de $\zeta(Z)$, $\Delta(Z/A)^2$ et α et aura donc un effet sur les valeurs de C_{sym}/T que nous obtiendrons expérimentalement. Il faudrait donc tenir compte de ces effets de la désintégration secondaire. Deux possibilités s’offrent à nous. La première est d’extraire la quantité C_{sym}/T à partir des PLF puis de comparer à un modèle dynamique et un modèle statistique. Par contre, le résultat qui en découle est dépendant du modèle utilisé. La seconde possibilité est de reconstruire le fragment primaire à partir des PLF et des produits de désexcitation émis en coïncidence. Il s’agit donc de remonter dans le temps de la réaction.

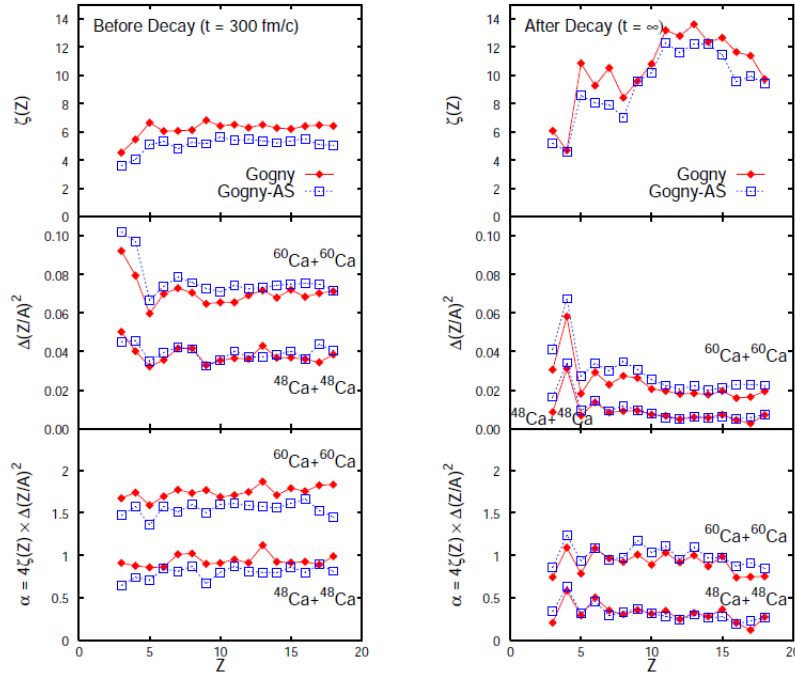


FIGURE 1.8 – Valeurs de $\zeta(Z)$ (haut), $\Delta(Z/A)^2$ (milieu) et de α (bas) pour les fragments primaires (gauche) avec des forces de Gogny et de Gogny-AS. À droite sont présentées les mêmes quantités pour les fragments désexcités [63].

Cette méthode serait indépendante des modèles. Cependant, la non-détection des neutrons nous empêche d'atteindre entièrement cet objectif. Nous allons donc reconstruire la quantité qu'est la masse du fragment sans la contribution des neutrons. Cette observable peut être construite expérimentalement. L'influence des neutrons sera étudiée en utilisant les modèles AMD et GEMINI.

À l'intérieur de ce travail, en raison des larges distributions isotopiques que nous obtenons pour les différents systèmes, la construction des distributions $K(N,Z)$ globales ne sera pas nécessaire. Nous utiliserons directement la quantité $-\ln(Y_i(N,Z))$ correspondant au logarithme des taux de production des isotopes pour une réaction i . Nous poserons donc $K_i(N,Z) = -\ln(Y_i(N,Z))$.

Nous montrons maintenant un exemple de $K_i(N,Z) = -\ln(Y_i(N,Z))$ pour les simulations AMD pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. De la même manière que pour les simulations concernant l'isoscaling, nous étudions les collisions périphériques et semi-périphériques avec un paramètre d'impact $b > 6$ fm. De plus, seul le quasi-projectile est étudié.

Nous reportons les valeurs de ζ pour les fragments chauds et pour les fragments froids sur la figure 1.9. Si nous considérons les fragments chauds, nous voyons une évolution des valeurs de ζ en fonction de la charge primaire. Nous observons également une dépendance en fonction de l'interaction utilisée. Cette dépendance de l'interaction est beaucoup plus difficile à observer pour les fragments froids, avec la présence d'un effet pair-impair pour les faibles charges. Cette figure nous montre qu'afin de faire l'étude de l'énergie de symétrie, il est souhaitable tenir compte des désintégrations secondaires dans le traitement des données.

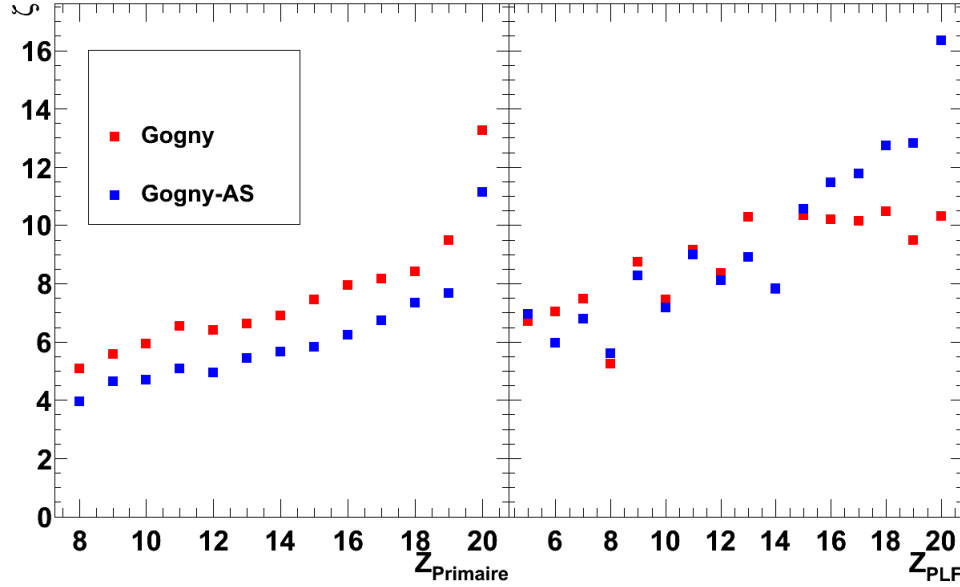


FIGURE 1.9 – Valeurs de ζ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour les fragments chauds (figure de gauche) et les fragments froids (figure de droite).

1.3.3 Diffusion d'isospin

Les collisions périphériques d'ions lourds montrent un caractère binaire avec la formation d'un quasi-projectile et d'une quasi-cible qui échangent des particules. Cet échange de particules a pour conséquence de modifier la valeur de N/Z . La dépendance en densité de l'énergie de symétrie a d'importants effets sur le transport d'isospin. Ce transport d'isospin consiste en une diffusion et une dérive des neutrons et des protons durant la collision entre les partenaires de la réaction. Les phénomènes de diffusion et de dérive dans le transport de l'isospin se réfèrent à un échange de nucléons entre le projectile et la cible lors de leur phase de contact. Par contre, les conditions qui induisent la diffusion et la dérive sont différentes. La diffusion d'isospin est causée par le gradient d'isospin entre le projectile et la cible. Ce phénomène se produit donc lorsque $(N/Z)_{\text{projectile}} \neq (N/Z)_{\text{cible}}$ et des neutrons et des protons sont échangés dans le processus d'équilibre du (N/Z) total du système. Pour isoler les effets de la diffusion d'isospin par rapport à d'autres effets similaires causés par d'autres processus tel que l'émission de pré-équilibre, la comparaison des systèmes formés de différents projectiles et cibles est importante. La comparaison se fait entre un système composé $A+B$ d'un noyau riche en neutrons A et d'un noyau pauvre en neutrons B et les deux systèmes symétriques riche $A+A$ et pauvre $B+B$ en neutrons, obtenus sous les mêmes conditions. À l'aide de ces systèmes, on définit le rapport de transport de l'isospin $R_i(\delta)$ comme [34, 65–67] :

$$R_i = \frac{2x - x_{A+A} - x_{B+B}}{x_{A+A} - x_{B+B}}, \quad (1.17)$$

où x est un paramètre sensible à l'isospin (par exemple le paramètre d'isoscailing α).

En l'absence de diffusion de l'isospin $R_i(\delta_{A+B}) = R_i(\delta_{A+A}) = 1$, $R_i(\delta_{B+A}) = R_i(\delta_{B+B}) = -1$. Si le système atteint l'équilibre de l'isospin avec approximativement la

même taille pour le projectile et la cible, alors $R_i(\delta_{A+B}) = R_i(\delta_{B+A}) \approx 0$.

Par contre, les données étudiées dans ce travail n'ont pas une dissipation suffisante pour faire une étude détaillée de la diffusion d'isospin. Nous nous concentrerons sur les deux premières observables définies, soit l'isoscaling et la largeur des distributions isotopiques.

1.4 Études précédentes

Nous pouvons maintenant nous interroger sur les limites expérimentales apportées aux valeurs de C_{sym}/T ainsi qu'aux valeurs de l'énergie de symétrie. Les valeurs expérimentales de C_{sym} et C_{sym}/T sont ainsi discutées ainsi que leurs incertitudes respectives. Ceci nous permet d'avoir une idée où se situe les recherches dans le domaine, ainsi que les valeurs trouvées.

Nous avons présenté en premier lieu les résultats d'isoscaling obtenus par Tsang et al. pour l'étude des collisions centrales $^{112,124}Sn + ^{112,124}Sn$ à une énergie de 50 MeV/A. Dans cette étude, les paramètres d'isoscaling ont été extraits entre $Z=1$ et $Z=8$ où une résolution isotopique des trois isotopes par charge a été obtenue, comme l'a montré la figure 1.5.

Plutôt que de faire l'isoscaling sur les particules légères ainsi que les fragments de masses intermédiaires, il a été suggéré de faire l'isoscaling sur les plus gros fragments de l'événement [111]. Cet aspect a été abordé dans Souliotis et al. [86], étudiant les systèmes $^{86}Kr + ^{64,58}Ni$ ainsi que $^{86}Kr + ^{124,112}Sn$ à une énergie de 25 MeV/A. Cette étude a été faite utilisant le spectromètre MARS [112]. La figure 1.10 illustre un exemple de distribution isotopique obtenu pour une charge $Z=32$. Cette étude a permis d'extraire un paramètre α présenté par la figure 1.11 pour les différentes combinaisons de deux systèmes.

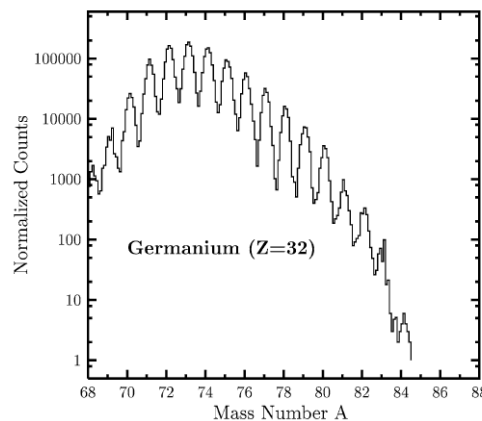


FIGURE 1.10 – Distribution isotopique obtenue pour une charge $Z=32$ pour la réaction $^{86}Kr + ^{64}Ni$ à 25 MeV/A. Figure tirée de [113].

Dans Chen et al. [64], l'étude de l'énergie de symétrie est faite sur les fragments avec une charge Z entre $Z=3$ et $Z=15$. La figure 1.12 présente les résultats expérimentaux de C_{sym}/T pour la méthode de l'isoscaling ainsi que la méthode de la forme des distributions isotopiques, donnés par les symboles pleins. Une évolution des valeurs de C_{sym}/T est notée. Des valeurs de C_{sym}/T entre 3 et 13 sont trouvées, avec des évolutions notées en fonction de Z et de A , pour les fragments froids.

Dans Marini et al. [104], une étude systématique de l'isoscaling a été faite avec différentes

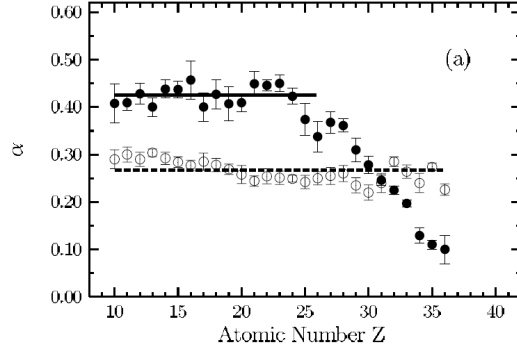


FIGURE 1.11 – Facteur α pour les combinaisons de deux systèmes pour les réactions $^{86}\text{Kr} + ^{124,112}\text{Sn}$ (cercles pleins) et $^{86}\text{Kr} + ^{64,58}\text{Ni}$ (cercles vides) à 25 MeV/A. Figure tirée de [86].

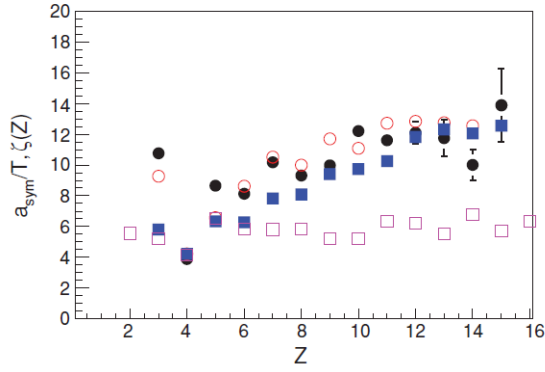


FIGURE 1.12 – Valeurs expérimentales de C_{sym}/T en fonction de la charge Z . L'étude de l'isoscaling est présentée par les points pleins noirs alors que l'étude faite à partir des formes des distributions isotopiques est présentée par les carrés bleus. Figure tirée de [64].

régions en asymétrie d'isospin ($N-Z/A$) et différentes coupures en énergie d'excitation. La figure 1.13 présente les résultats de C_{sym}/T en fonction de la masse A pour différentes valeurs de Δ ainsi que les différentes fenêtres en énergie d'excitation. Nous observons une différence dans les résultats expérimentaux en fonction des valeurs choisies. Une valeur maximale $C_{sym}/T=15$ est trouvée, valeur cohérente avec les valeurs trouvées par [64].

Dans Wuenschel et al. [114], l'étude de l'isoscaling a été faite sur les fragments avec une charge entre $Z=1$ et $Z=17$, pour les systèmes $^{86,78}\text{Kr} + ^{64,58}\text{Ni}$ à une énergie de 35 MeV/A. La paramètre α extrait en fonction de la charge ne semble pas montrer a priori d'évolution, comme le montre la figure 1.14. Par contre, nous voyons un effet pair-impair pouvant provenir des effets des désintégrations secondaires. De plus, une évolution de la quantité α/Δ est marquée en fonction de l'énergie d'excitation, montée par la figure 1.15.

En variant l'énergie incidente, des densités de plus en plus importantes peuvent être atteintes. En étudiant des collisions à des énergies relativistes, il est donc possible d'extraire une information sur l'énergie de symétrie à des valeurs de la densité beaucoup plus élevées que la valeur de la densité de saturation. C'est ce que propose l'expérience ASY-EOS à

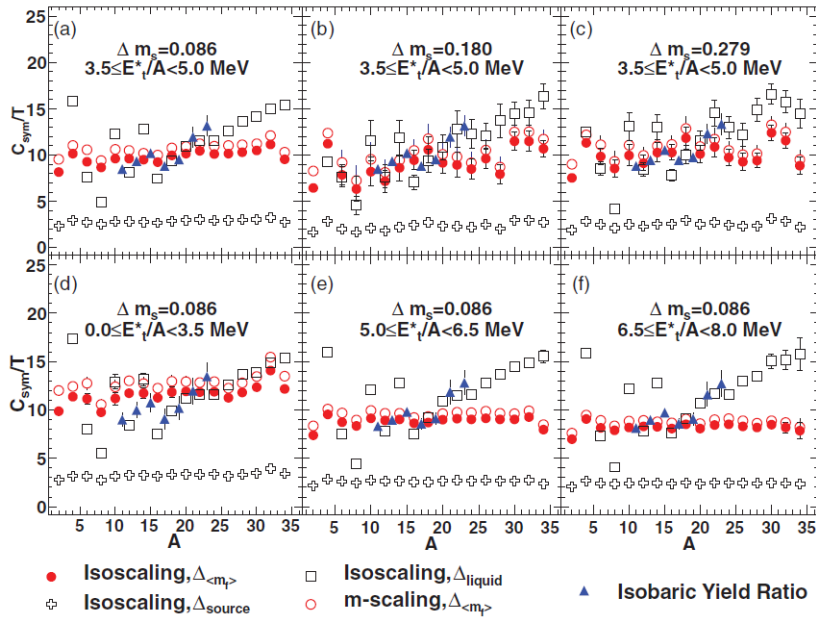


FIGURE 1.13 – Valeurs expérimentales de C_{sym}/T en fonction de la charge A . Différentes coupures en énergie d'excitation ainsi que diverses valeurs de Δ sont utilisées. Figure tirée de [104].

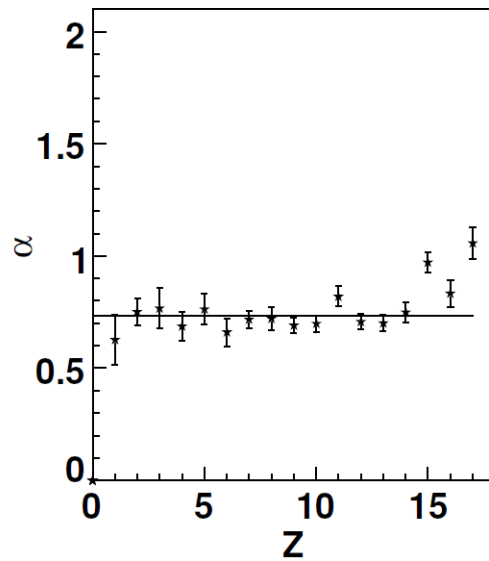


FIGURE 1.14 – Valeurs expérimentales de α pour les systèmes $^{86,78}\text{Kr} + ^{64,58}\text{Ni}$. Figure tirée de [114].

GSI menée en Mai 2011, soit une enquête de l'énergie de symétrie à des densités au-dessus de la densité de saturation, en étudiant les rapports elliptic-flow des neutrons par rapport

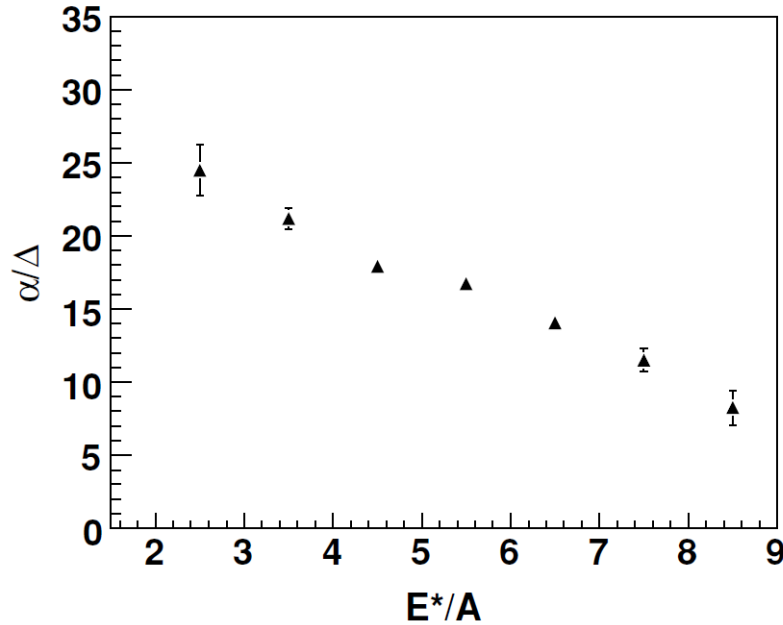


FIGURE 1.15 – Valeurs de α/Δ en fonction de l'énergie d'excitation pour les systèmes $^{86,78}\text{Kr}+^{64,58}\text{Ni}$. Figure tirée de [114].

aux protons pour les systèmes $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$, $^{96}\text{Zr}+^{96}\text{Zr}$ et $^{96}\text{Ru}+^{96}\text{Ru}$ à une énergie de 400 MeV/A.

Par contre, dans l'ensemble de ces expériences, des hypothèses sont faites sur le degré d'excitation des fragments ainsi que sur le paramètre d'impact. Afin d'avoir plutôt une mesure précise de ces deux éléments pour les fragments détectés par un spectromètre, un couplage entre ce même spectromètre et un multidétecteur est donc nécessaire. C'est ce que propose l'expérience INDRA-VAMOS, c'est-à-dire le couplage entre le spectromètre VAMOS (Variable Mode Spectrometer) et le détecteur 4π INDRA (Identification de Noyaux et Détection avec Résolution Accrue).

1.5 Expérience INDRA-VAMOS

L'expérience INDRA-VAMOS est ainsi en mesure de détecter les PLF (projectile-like fragment) avec une haute résolution isotopique avec le spectromètre VAMOS, alors qu'en coïncidence, INDRA permet de caractériser l'événement, en terme d'énergie d'excitation ou de paramètre d'impact expérimental, en détectant les particules légères chargées (LCP) et les fragments de masses intermédiaires (IMF), et ce, dans le cadre de collisions périphériques et semi-périphériques.

Les systèmes $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ à une énergie de 35 MeV/A seront à l'étude. Le choix des systèmes est basé sur les valeurs de N/Z de chaque système (allant de 1.0 pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ à 1.4 pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$) et ainsi produire une large plage en distributions isotopiques. Le tableau 1.1 résume les différentes caractéristiques des différents systèmes. Il est à noter que la fréquence des différents faisceaux était de 8.55 MHz, correspondant à un temps entre chaque paquet de particules (pulse) 116.96 ns.

La cible de ^{48}Ca , d'une épaisseur de 1.5 mg/cm^2 est enrichie en ^{48}Ca à 96.04%. Le ^{40}Ca compose la cible à 3.65%. Le reste provenant des isotopes de ^{42}Ca , ^{43}Ca , ^{44}Ca et de ^{46}Ca . Les impuretés chimiques proviennent principalement du Zn (570 ppm) et du Ni (220 ppm).

Faisceau	E_{faisceau} (MeV/A)	Cible	dx (mg/cm ²)	ECM (MeV)	N/Z	θ_{gr} (°)	Nombre d'événements
$^{40}\text{Ca}^{19+}$	34.81	^{40}Ca	1.0	696.2	1.00	2.35	14 592 794
$^{40}\text{Ca}^{19+}$	34.81	^{48}Ca	1.5	759.5	1.20	2.29	16 639 715
$^{48}\text{Ca}^{19+}$	34.83	^{40}Ca	1.0	759.5	1.20	1.91	12 379 090
$^{48}\text{Ca}^{19+}$	34.83	^{48}Ca	1.5	835.4	1.40	1.86	14 425 596

Tableau 1.1 – *Caractéristiques des différents systèmes à l'étude. La variable ECM indique l'énergie totale disponible dans le référentiel du centre de masse, alors que la variable θ_{gr} indique l'angle d'effleurement.*

Nous notons que l'angle d'effleurement pour les systèmes de projectile de ^{48}Ca est inférieur à 2 degrés, limite inférieure de détection angulaire, puisque VAMOS était positionné à un angle de 4.5 degrés, couvrant ainsi des angles entre 2 et 7 degrés. Ces angles d'effleurement inférieurs à 2 degrés font en sorte que les événements détectés auront potentiellement plus de dissipation que les événements détectés pour les projectiles de ^{40}Ca , puisque VAMOS était le déclencheur.

La mesure des particules émises en coïncidence nous permettra de reconstruire le fragment primaire sans la contribution des neutrons provenant de la désexcitation secondaire, puisque les neutrons n'ont pas été détectés lors de cette expérience. Cette quantité nous donnera une information essentielle sur l'importance de la désexcitation secondaire des fragments primaires. À partir de ces fragments, nous ferons l'étude du terme d'énergie de symétrie contenu à l'intérieur de l'équation d'état de la matière nucléaire. De plus, une comparaison aux résultats des simulations nous montrera l'influence qu'ont les neutrons sur la valeur de l'énergie de symétrie.

1.6 Conclusion

Le présent travail repose en un premier temps sur l'identification des PLF. Ces fragments sont détectés par VAMOS et nous verrons au chapitre 3 les différentes étapes nécessaires à leur identification. Nous étudierons l'énergie de symétrie de ces PLF de deux manières différentes que nous avons précédemment définies, soit l'isoscaling (à l'aide des équations 1.7 et 1.13) et la forme des distributions isotopiques, mais toutes deux se basent sur les distributions isotopiques des fragments. Par la suite, nous désirons connaître l'influence de la désintégration secondaire sur les valeurs de l'énergie de symétrie extraites pour les PLF. Pour ce faire, une reconstruction du fragment primaire sera faite. Puisque les neutrons ne sont pas détectés, la masse du fragment primaire sera calculée sans la contribution des neutrons. Nous verrons à l'aide des résultats des simulations, l'influence des neutrons sur les distributions isotopiques, en particulier leurs largeurs et les différences sur les valeurs d'énergie de symétrie extraites. De la même manière que pour les PLF, nous étudierons l'énergie de symétrie de ces fragments primaires via les méthodes des formes des distributions isotopiques et des paramètres d'isoscaling. Une étude de ces quantités en fonction de

l'énergie d'excitation de la source primaire sera également faite, où des valeurs de l'énergie de symétrie seront extraites.

2 Les appareils de mesures

Ce chapitre se concentre sur les principaux aspects techniques propres à l'expérience. La première partie introduira le multidétecteur INDRA (Identification de Noyaux et Détection avec Résolution Accrue). Suivra ensuite une description du deuxième appareil de mesure, soit le spectromètre magnétique VAMOS (Variable Mode Spectrometer).

Le couplage entre les deux détecteurs permet d'avoir événement par événement une information complète du PLF ainsi que des particules chargées émises en coïncidence. Ces particules émises en coïncidence donnent également accès à des quantités, comme le paramètre d'impact expérimental et l'énergie d'excitation, qui nous permettent de caractériser l'événement.

2.1 Multidétecteur INDRA

Le multidétecteur INDRA [115,116] est une matrice de détection utilisée principalement dans le cadre d'expériences de collisions d'ions lourds. Cet appareil couvre un angle solide d'environ 90% de 4π stéradians. Il est composé de 17 couronnes de détection, où chaque couronne contient entre 8 et 24 modules selon l'angle polaire. Dans le cadre de cette expérience, les trois premières couronnes ont été retirées afin de faire place au spectromètre VAMOS. La figure 2.1 montre une coupe schématique du multidétecteur. Ses faibles seuils d'identification, sa grande granularité et sa bonne résolution en énergie permettent de détecter une grande partie des particules et fragments chargés produits lors des collisions et donnent accès à une reconstruction complète de la cinématique pour chaque événement.

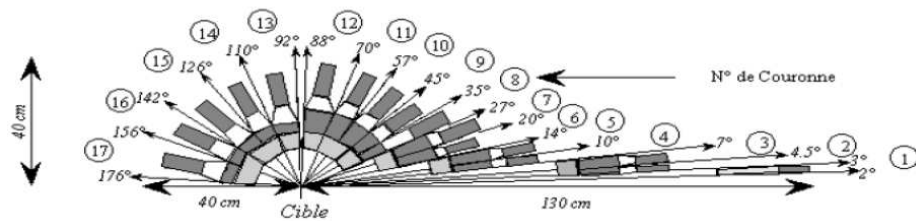


FIGURE 2.1 – *Vue en coupe du multidétecteur INDRA*

Différents détecteurs sont nécessaires afin de détecter et d'identifier tous les produits de réactions, à cause de leur grande plage en énergie et en charge. Le premier étage de détection est composé de détecteurs gazeux (chambres à ionisation) ayant de faibles seuils en énergie nécessaires pour détecter des fragments lourds de faible énergie. Le dernier étage

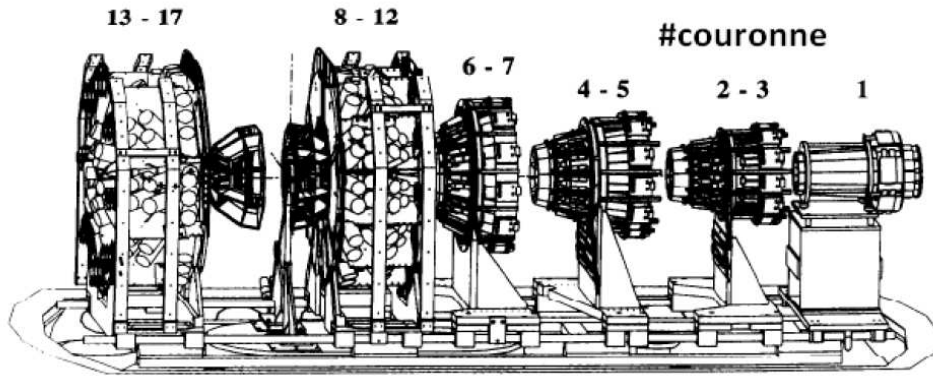


FIGURE 2.2 – Vue du montage mécanique d'INDRA

de détection, composé d'un détecteur scintillateur (un cristal d'iodure de césium CsI(Tl)), a l'épaisseur requise pour stopper les particules légères les plus rapides. Des détecteurs à haute résolution en énergie (détecteur de silicium) donne la résolution nécessaire en énergie pour l'identification de fragments légers. Des télescopes à deux ou trois étages utilisés dans INDRA ont donc la capacité de satisfaire à l'identification des noyaux et d'avoir une résolution en énergie suffisante. La composition des télescopes dépend de la position angulaire par rapport à la cible :

Couronnes 4 à 9 (7° à 45°) Dans cette région, la plage en énergie des fragments incidents est large, donc les télescopes sont composés de trois étages de détection : des chambres à ionisation, remplies avec du C_3F_8 à basse pression, un détecteur silicium ainsi qu'un détecteur CsI(Tl), avec différentes épaisseurs en fonction de la position angulaire.

Couronnes 10 à 17 (45° à 176°) Dans cette région, le nombre de fragments ainsi que la plage en énergie diminuent, donc les télescopes sont composés de deux étages de détection : une chambre à ionisation ainsi qu'un scintillateur CsI(Tl). Chaque chambre à ionisation est suivie par 2, 3 ou 4 scintillateurs CsI(Tl), selon le numéro de la couronne. Cet arrangement est présenté par le tableau 2.1.

Cour n°	CsI						Si	ChIo				
	θ_{min} ($^\circ$)	θ_{max} ($^\circ$)	N	Δ_ϕ ($^\circ$)	e (mm)	Δ_Ω (msr)	e (μm)	Δ_ϕ ($^\circ$)	N	n CsI(Tl)	d (cm)	Δ_Ω (msr)
4	7	10	24	15	138	1.70	300	30	12	4	38.4	10.3
5	10	14	24	15	138	3.21	300					
6	14	20	24	15	97	7.01	300	30	12	4	25	37.7
7	20	27	24	15	97	11.20	300					
8	27	35	24	15	90	15.80	300	30	12	4	12	86.0
9	35	45	24	15	90	26.4	300					
10	45	57	24	15	76	39.6		30	12	4	12	183
11	57	70	24	15	76	50.3						
12	70	88	24	15	48	81.0		30	12	2	12	155
13	92	110	24	15	60	82.3		45	8	3	12	240
14	110	126	16	22.5	50	93.5		45	8	4	12	338
15	126	142	16	22.5	50	76.1						
16	142	157	8	45	50	91.2		45	8	2	12	144
17	157	176	8	45	50	50.9						

Tableau 2.1 – Arrangement géométrique d'INDRA

θ : angle polaire
 Δ_ϕ : couverture azimutale
 Δ_Ω : angle solide du détecteur
e : épaisseur du détecteur
N : nombre de modules par couronne

Chaque couronne est également équipée d'un télescope de calibration composé d'un détecteur silicium d'une épaisseur de 80 μm et d'un détecteur SiLi, afin de permettre une calibration des CsI(Tl).

Afin de permettre la détection des résidus d'évaporation à l'intérieur de VAMOS, les couronnes 1 à 3 d'INDRA couvrant un angle entre 2 et 7 degrés ont été retirées. Ce retrait représente une perte de l'angle solide d'environ 0.3% dans le référentiel du laboratoire.

2.1.1 ChIo

Les chambres d'ionisation constituent le premier étage de détection d'INDRA. Elles couvrent l'ensemble des couronnes et fonctionnent en régime ΔE pour les fragments les plus lents. Pour chaque couronne, la circulation de gaz de C_3F_8 à basse pression entre 10 et 50 mb est commune pour les couronnes 4-5, 6-7, 8-12, 13-17 respectivement. Le tableau 2.2 indique l'évolution de la pression de gaz dans les chambres d'ionisation. Chaque cellule de gaz est formée par deux feuilles de mylar, de 2.5 μm d'épaisseur, séparées de 5 cm, qui forment l'anode et la cathode. Une représentation des chambres d'ionisation des couronnes 8 à 12 est montrée sur la figure 2.3. Une tension est appliquée, qui crée un champ longitudinal, nécessaire à la collection des ions et des électrons produits par le passage d'une particule chargée ionisante. C'est ce signal électrique qui est codé après préamplification et amplification, mais étant donné la large gamme d'énergie rencontrée, deux codages différents sont effectués. Le petit gain peut enregistrer des signaux équivalents à une énergie maximale

de 250 MeV, alors que le grand gain autorise le codage de signaux correspondant à des énergies de quelques MeV. Dans le cadre de cette expérience, seul le petit gain est utilisé.

Run	C4-5	C6-7	C8-12	C13-17
30-319	50	50	30	30
320	48.6	48.6	10.8	26.3
379-559	50	50	30	30
594-607	50	50	30	30

Tableau 2.2 – Evolution de la pression de gaz (mb) dans les chambres d'ionisation. Les runs utilisés pour produire les événements physiques de l'analyse correspondent aux runs 322-606.

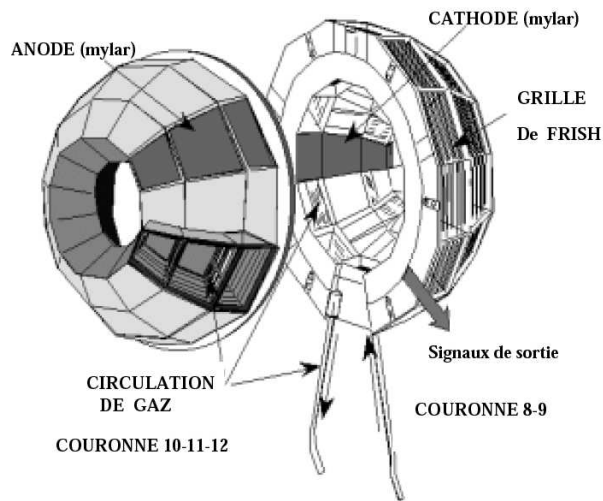


FIGURE 2.3 – Vue en coupe des chambres d'ionisation pour les couronnes 8-9 et 10-11-12.

2.1.2 Siliciums

Les modules silicium sont quant à eux des détecteurs semi-conducteurs à jonction p-n. Le potentiel électrique engendré par le surplus de trous dans la zone p et le surplus d'électrons dans la zone n crée une zone de déplétion entre les deux jonctions. Les particules traversant cette zone envoient des électrons dans la bande de conduction et par le fait même, engendrent des trous dans la bande de valence. Ces charges, sous l'effet du potentiel électrique de la zone de déplétion, produisent une impulsion électrique qui est, comme pour les chambres à ionisation, préamplifiée, amplifiée et enregistrée.

Des siliciums de 300 micromètres sont placés derrière les ChIo dans la région angulaire de 4 à 45 degrés (couronnes 4 à 9). Ils permettent l'identification en charge des fragments lourds et lents lorsqu'ils sont combinés à une chambre d'ionisation dans une carte ΔE -E. L'identification des fragments énergétiques de masse intermédiaire est obtenue lorsqu'on utilise les siliciums combinés aux CsI. Tout comme les ChIo, la réponse des siliciums est linéaire

en énergie et indépendante de la charge pour des charges peu élevées. Pour des charges plus lourdes, la réponse n'est plus linéaire en raison des défauts d'ionisation. Comme la dynamique des réactions favorise une émission des fragments lourds vers l'avant, les siliciums sont présents seulement aux angles inférieurs à 45 degrés. Il importe donc que leur granularité soit la plus élevée possible, étant donné le fort taux de comptage attendu aux angles avant. C'est pourquoi chaque ChIo est suivie par quatre Si pour les couronnes 4 à 9 (voir figure 2.4). Comme pour les chambres d'ionisation, le codage s'effectue selon deux résolutions différentes, petit et grand gain.

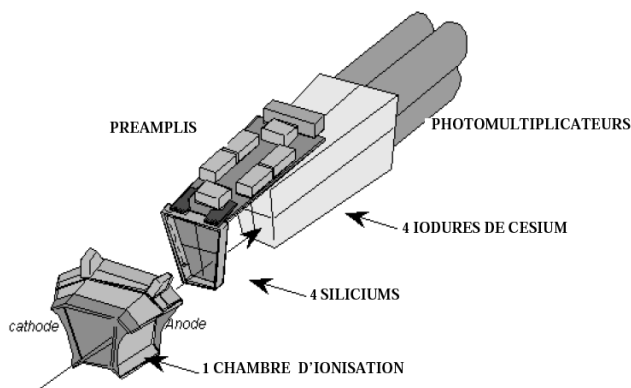


FIGURE 2.4 – Vue générale d'un télescope d'une couronne avant d'INDRA : une chambre d'ionisation suivie par quatre détecteurs Si (300 μm) et de quatre détecteurs à iodure de césium.

2.1.3 Iodures de césium

Les scintillateurs CsI permettent d'identifier en charge les fragments et les particules rapides lorsqu'ils sont utilisés avec un silicium dans une carte ΔE -E. Le réponse du CsI dépend, pour une énergie donnée, des valeurs de Z et A de l'ion incident. En effet, les scintillateurs CsI émettent un signal ayant deux composantes principales, une rapide et une lente, lorsque des particules s'arrêtent dans le cristal. En portant en graphique la charge venant de l'intégration de la composante rapide en fonction de la composante lente, on peut identifier en masse les particules légères jusqu'à $Z=4$.

Les CsI sont situés derrière les siliciums pour les couronnes 4 à 9 et derrière les chambres d'ionisation sur les couronnes 10 à 17. Il y a quatre CsI pour chaque cellule de détection, comme le montre la figure 2.4. C'est dans cet étage que les particules les plus énergétiques sont arrêtées.

2.1.4 Identification

Cette section a pour but de décrire brièvement la façon dont sont identifiées les particules détectées dans INDRA. L'identification utilise deux procédés. Le premier est basé sur la méthode $\Delta E - E$ et le second sur l'analyse en forme des signaux des scintillateurs CsI.

Les identifications ChIo-Si et Si-CsI sont basées sur les pertes d'énergie. Lorsqu'une particule chargée traverse un matériel, elle perd de l'énergie tout au long de son parcours. Par

la formule de Bethe, la perte d'énergie d'une particule par unité de longueur est proportionnelle, en première approximation, au produit de la masse de la particule par le carré de sa charge :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Az^2}{E_{inc}}. \quad (2.1)$$

De l'équation 2.1, dE représente la perte d'énergie, dx la distance parcourue, z la charge de la particule, A sa masse et E_{inc} son énergie incidente. Avec la méthode des pertes d'énergie, en portant en graphique la perte d'énergie ΔE en fonction de l'énergie résiduelle E , on peut obtenir des bandes hyperboliques représentant chacune des numéros atomiques Z des produits détectés, z variant avec l'énergie le long des bandes.

Une autre méthode d'identification est fournie par les scintillateurs de iodure de césium. Ils ont la caractéristique d'émettre de la lumière selon deux constantes de temps différentes, un temps rapide τ_r et une plus lente τ_l qui sont fonction à la fois du type de particule (A, Z) et de son énergie. L'intensité lumineuse s'exprime alors de la façon suivante :

$$I = I_r \exp\left(\frac{-t}{\tau_r}\right) + I_l \exp\left(\frac{-t}{\tau_l}\right). \quad (2.2)$$

L'intégration des signaux en provenance des CsI, selon deux portes en temps, une "rapide" et une "lente", fournit les valeurs de I_r et I_l . La représentation de ces deux grandeurs, l'une en fonction de l'autre, nous permet également de discriminer en charge et en masse.

2.1.4.1 ChIo-Si

La corrélation entre les signaux provenant des ChIo et des Si permet l'identification en charge des particules et des fragments de basse énergie, c'est-à-dire ceux ayant été arrêtés dans les Si. Les cartes ChIo-Si peuvent donner une identification jusqu'à $Z=18$, comme le montre la figure 2.5. La figure 2.6 illustre l'identification en Z faite en ChIo-Si pour les couronnes 4 et 5 pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

2.1.4.2 Si-CsI

L'excellente résolution en énergie des détecteurs silicium, combinée au pouvoir d'arrêt des CsI(Tl) ainsi qu'à la grande quantité de lumière émise par ces derniers, fait en sorte que les modules les plus performants sont ceux permettant une corrélation Si-CsI(Tl). Les signaux provenant des étages silicium génèrent la composante ΔE et l'énergie résiduelle est déposée dans les CsI(Tl), ce qui génère la composante E . Les modules Si-CsI(Tl) sont présents, dans le cadre de cette expérience, dans les couronnes 4 à 9. La cinématique de réaction fait en sorte que les fragments les plus lourds et les plus énergétiques sont émis vers l'avant. C'est pourquoi les étages Si-CsI(Tl) couvrent l'intervalle angulaire 7-45 degrés. Des exemples de cartes Si-CsI(Tl) sont donnés par les figures 2.7 et 2.8. L'identification en Si-CsI est faite par une recombinaison des signaux totaux des Si et des CsI. En effet, à partir des composantes rapides et lentes des CsI(Tl), il est possible de reconstruire la lumière totale.

2.1.4.3 ChIo-CsI

Les particules provenant de la cible lors des collisions périphériques et semi-périphériques sont généralement émises vers l'arrière dans le référentiel du laboratoire. La quasi-cible et les fragments lourds provenant de cette dernière sont difficilement identifiables en raison du seuil de détection élevé par rapport à l'énergie cinétique de ces noyaux. Cependant, les particules

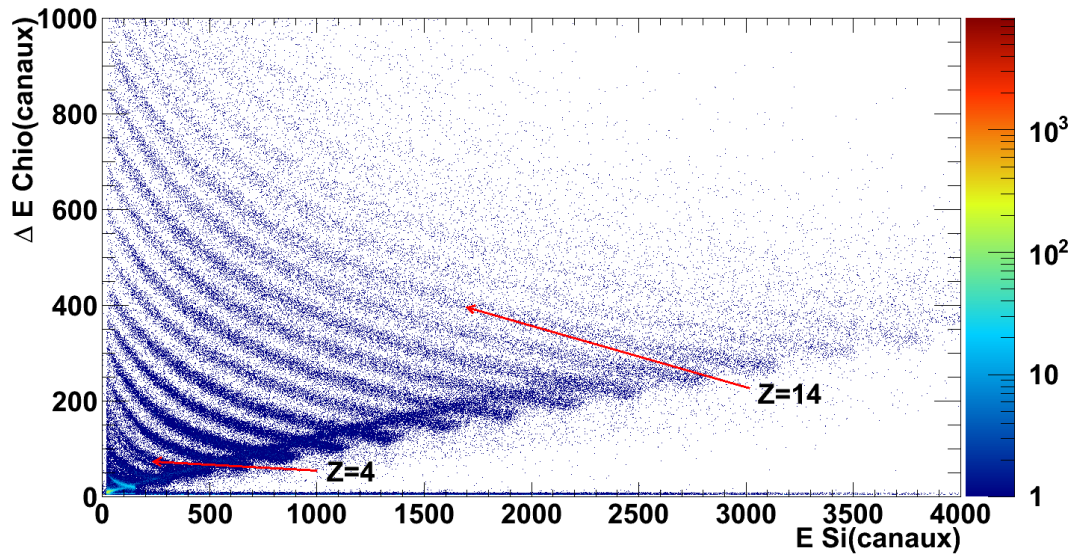


FIGURE 2.5 – Carte *ChIo-Si* pour le module 3 de la couronne 5. Les deux flèches rouges indiquent les fragments pour $Z=4$ et $Z=14$.

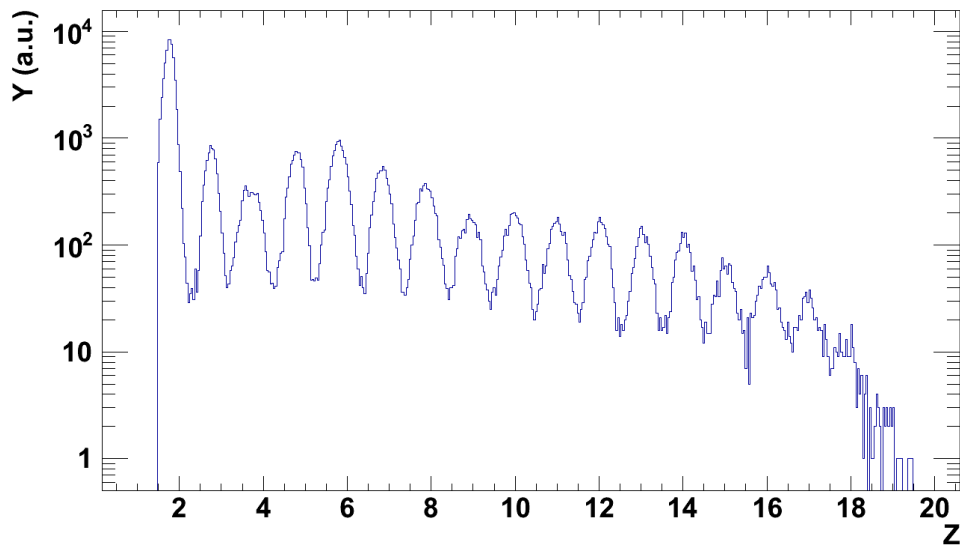


FIGURE 2.6 – Spectre de l'identification en Z fait en *ChIo-Si* pour tous les modules des couronnes 4 et 5 du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

légères émises par la cible peuvent être identifiées par les signaux CsI(Tl) rapides-lents. Mais lorsque ces particules ne peuvent être identifiées en charge par les CsI(Tl), les chambres à ionisation permettent un pouvoir de discrimination supplémentaire. Les couronnes 10 à 17

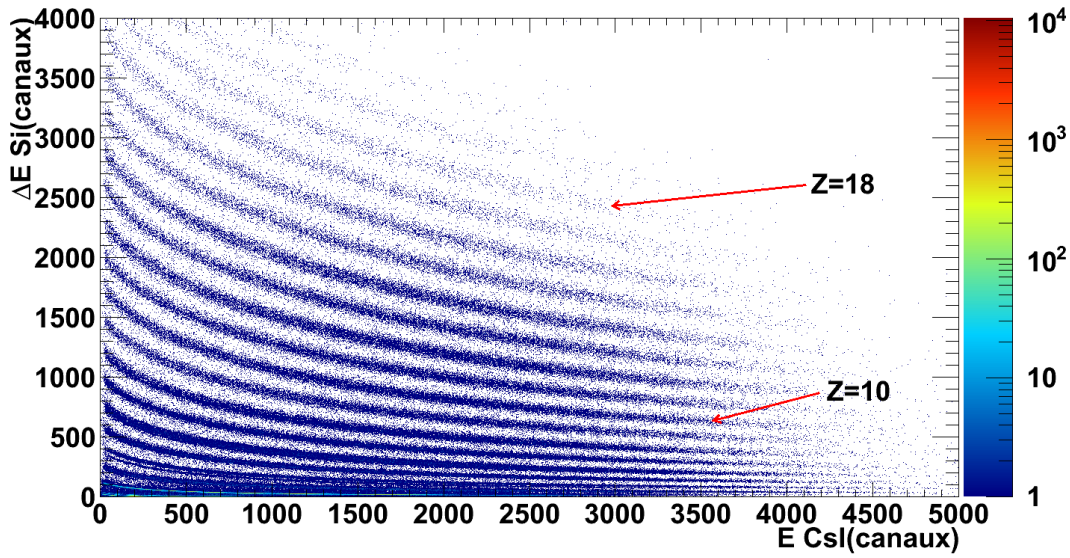


FIGURE 2.7 – Exemple d’une carte Si-CsI(Tl). L’histogramme a été construit selon les données provenant du module 3 de la couronne 5.

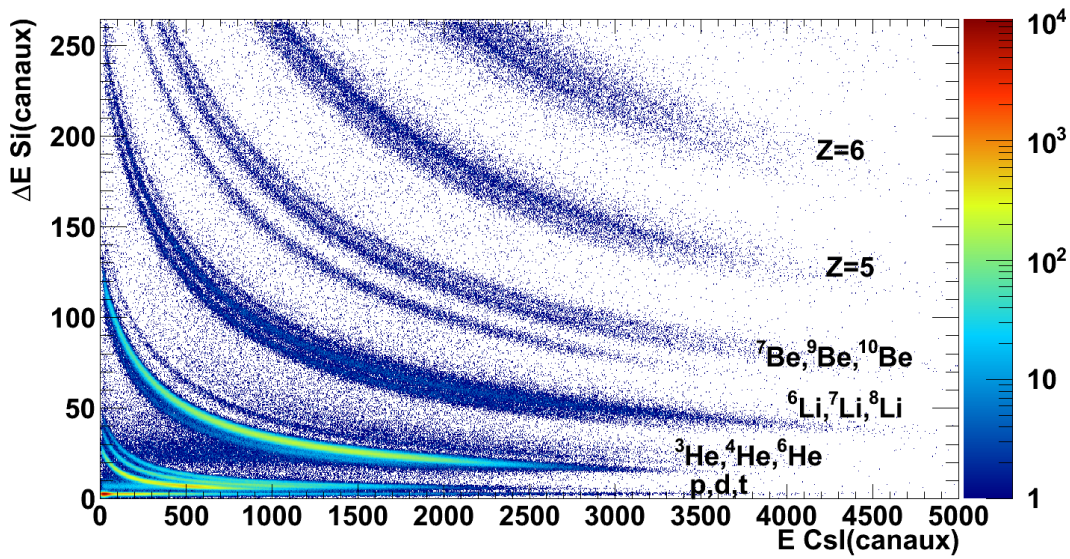


FIGURE 2.8 – Exemple d’une carte Si-CsI(Tl). L’histogramme a été construit selon les données provenant du module 3 de la couronne 5.

sont composées de CsI(Tl) montés derrière les chambres à ionisation.

2.1.4.4 CsI-RL

Les CsI(Tl) sont des cristaux scintillateurs, c'est-à-dire qu'ils émettent des photons lorsque des particules les traversent et interagissent avec le réseau cristallin. Les signaux qu'ils émettent, contrairement aux chambres à ionisation et aux siliciums, ne sont pas des impulsions électriques directement enregistrables numériquement. Les photons émis par la recombinaison des électrons et des trous due à l'ionisation des atomes du cristal suite au passage d'une particule sont redirigés par réflexion vers la photocathode d'un photomultiplicateur. Ce dernier convertit l'impulsion lumineuse en un signal électrique qui est ensuite amplifié par des dynodes soumises à un haut voltage (HV). Le CsI(Tl) émet intrinsèquement deux composantes lumineuses, une rapide et une autre lente. La composante rapide est due à la recombinaison des excitons (trous et électrons liés) via les centres de recombinaison thallium (Tl). La composante lente est due à la recombinaison des électrons et des trous non-liés. La masse des particules légères étant corrélée avec le rapport des signaux rapide-lent dans les CsI(Tl), cela nous permet d'identifier la masse des particules jusqu'à $Z=4$ (figure 2.9).

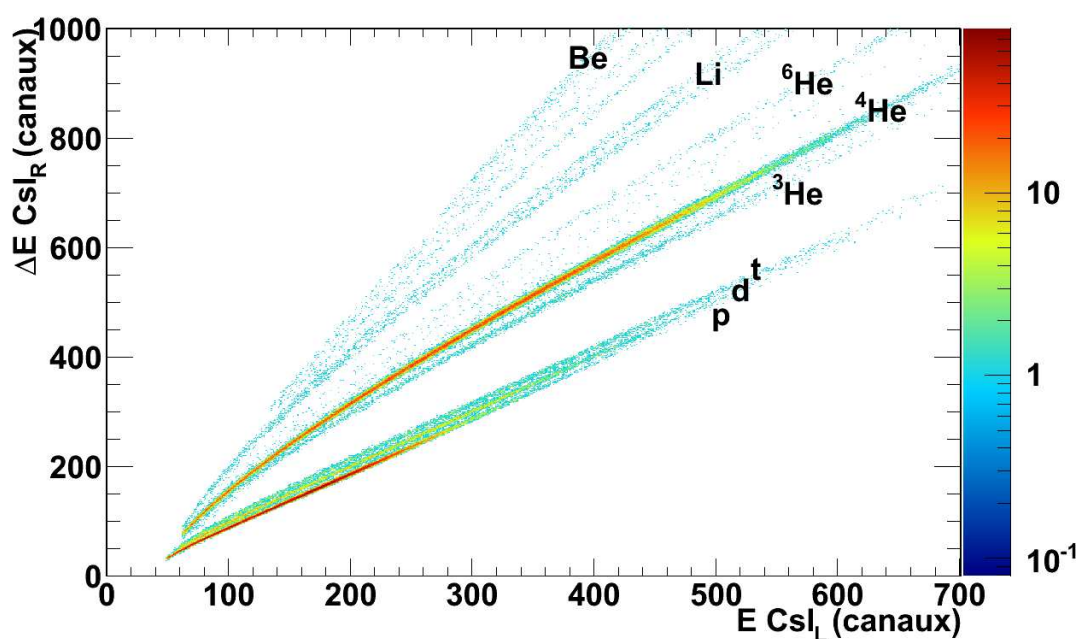


FIGURE 2.9 – Exemple d'une carte CsI(Tl) rapide-lente. L'histogramme a été construit selon les données provenant du module 1 de la couronne 5 du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

2.1.5 Calibration en énergie

Des mesures sont effectuées avec des particules légères à des énergies connues obtenues en envoyant un faisceau d' ^{16}O à une énergie de 90 MeV/A sur une cible de carbone, placée en amont du spectromètre alpha du GANIL. Cette cible épaisse va par conséquent ralentir le faisceau primaire et tous les fragments produits. La cassure des noyaux d'oxygène produit diverses particules, sélectionnées par le spectromètre alpha puis envoyées dans INDRA. En effet, la relation liant leur vitesse v à la rigidité magnétique $B\rho$ est fonction de la masse A

et de la charge Q de la particule :

$$B\rho = \frac{Av}{q}. \quad (2.3)$$

où $B\rho$ correspond à la rigidité magnétique, A la masse du fragment, v sa vitesse et q son état de charge. Nous imposons une valeur de $B\rho$ sur le spectromètre alpha, de telle sorte à sélectionner en Av/q , donc une énergie incidente définie pour chaque particule secondaire. Ce faisceau cocktail est diffusé sur une cible de réaction placée dans INDRA. Nous avons utilisé des cibles de carbone et d'or. La réaction sur la cible de carbone est une réaction élastique (diffusion sur l'état fondamental du C) et inélastique (diffusion sur le premier état excité du C à 4.44 MeV). D'autres niveaux sont possibles mais avec une section efficace plus faible. La diffusion sur cet état est favorable pour les protons mais un peu moins pour les autres particules légères. Donc, pour une valeur de $B\rho$ fixée, les particules sortent du spectromètre avec une énergie bien définie en fonction de leur type (Z,A). Cela se manifeste par la présence de pics sur les spectres en canaux bruts, qu'il est facile de repérer. Différentes valeurs de rigidité magnétique nous donnent une gamme complète de valeurs en énergie, pour toutes les particules. Un exemple est donné par la figure 2.10. Un calcul cinématique des énergies perdues permettent d'attribuer l'énergie déposée à la particule et permet de réaliser une calibration en énergie.

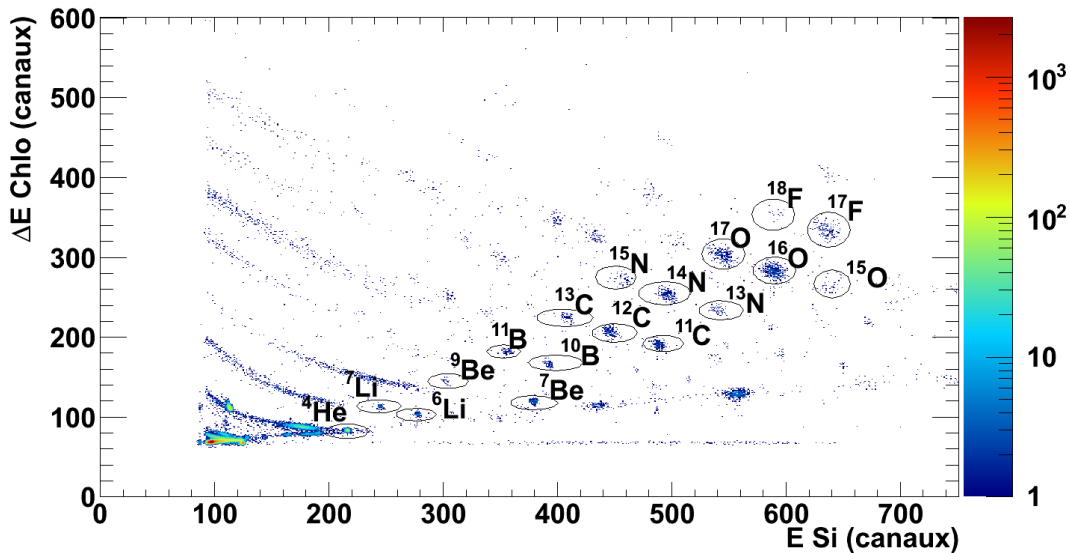


FIGURE 2.10 – Exemple de spectre *ChIo-Si* pour les différents réglages en rigidité magnétique.

2.1.5.1 Chambres à ionisation et siliciums

Le domaine angulaire permet ainsi de couvrir les couronnes avant, au moins jusqu'à la couronne numéro 9 (45°). Un programme de simulation permet de suivre les pertes d'énergie dans les différents étages en fonction de l'angle désiré et donc d'associer aux pics en canaux une valeur en MeV. Pour la partie à basse énergie, une source α à trois pics est utilisée, composée des isotopes de ^{241}Am , de ^{244}Cm et de ^{239}Pu . Tous ces éléments sont émetteurs α , mais pas monoénergétiques. Les valeurs des énergies moyennes α sont de 5.149 MeV pour le

^{239}Pu , 5.479 MeV pour le ^{241}Am et de 5.795 MeV pour le ^{244}Cm . Toutefois, cette calibration ne se fait pas directement de canaux en MeV. Pour tenir compte des éventuelles non linéarités de la chaîne électronique, nous utilisons des générateurs d'impulsion de précision, qui nous donnent, sur toute la gamme de codage, la correspondance canal-volt. Il convient ensuite de convertir les volts en MeV à partir de la source trois α et des pics de diffusion élastique.

2.2 Spectromètre VAMOS

2.2.1 Principe

L'utilisation d'un spectromètre améliore grandement la résolution isotopique des fragments détectés, par rapport à une technique d'identification utilisant un télescope en faisant une identification $\Delta E - E$. En effet, sans spectromètre, l'identification en masse A repose sur une mesure de la vitesse v et de l'énergie, ces grandeurs étant reliées par la relation 2.4 :

$$E = \frac{1}{2}Av^2 \iff A = \frac{2E}{v^2}. \quad (2.4)$$

À partir de la relation 2.4, on déduit que la résolution en masse est donnée par l'expression 2.5 :

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta E}{E} + 2\frac{\Delta t}{t}. \quad (2.5)$$

La résolution en énergie typique d'un détecteur silicium se situe autour de 0.5-1%. Les résolutions en énergie d'une chambre à ionisation et d'une détecteur CsI se situent également autour de quelques %. Néanmoins, l'erreur principale vient de la résolution en temps de vol, qui situe autour de 2ns.

Dans un spectromètre magnétique, les particules chargées sont déviées par l'action du champ magnétique B . La déviation est caractérisée par le rayon de courbure ρ . Une particule évoluant dans un champ magnétique est soumise à deux forces : la force de Lorentz et la force centrifuge. La particule suit alors la trajectoire pour laquelle ces deux forces s'équilibrent conduisant à la relation :

$$B\rho = 3.107 \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \left(\frac{A}{Q} - \frac{m_e}{AMU} \right), \quad (2.6)$$

où β est le rapport de la vitesse sur la vitesse de la lumière, A la masse du fragment, Q son état de charge et les constantes $m_e = 0.511$ et $AMU = 931.5$. Le facteur 3.107 permet à la rigidité magnétique $B\rho$ d'être exprimée en tesla-mètre. Cette grandeur est à relier au rayon de courbure du dipôle ρ_0 et au champ magnétique qu'on lui applique B . Ainsi une particule qui a une rigidité magnétique égale à $B\rho_0$, qu'on appelle rigidité magnétique nominale, suit une trajectoire centrale tandis que les particules possédant une rigidité magnétique plus importante sont moins déviées et inversement une rigidité magnétique plus petite entraîne une déviation plus importante.

La résolution en masse dépend alors de la résolution en temps de vol, de la résolution en position et de la dispersion en quantité de mouvement du spectromètre. La résolution en masse s'exprime alors à l'aide de la relation 2.7

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta B\rho}{B\rho} + \frac{\Delta t}{t}. \quad (2.7)$$

La dispersion est une quantité caractéristique d'un dipôle qui s'exprime en cm/%. Une particule chargée traversant un champ magnétique est déviée. La dispersion quantifie cette déviation. Le spectromètre VAMOS possédant une dispersion de 1.8 cm/% au plan focal, cela signifie que deux noyaux identiques avec une quantité de mouvement différente de 1% sont espacés de 1.8 cm au plan focal de VAMOS. Ainsi une faible dispersion implique une résolution en position plus grande et inversement pour obtenir une résolution en masse suffisante.

Nous déterminons ainsi les propriétés des fragments de la manière suivante. Nous déterminons le rapport A/Q :

$$\frac{A}{Q} = \frac{B\rho\sqrt{1-\beta^2}}{3.107\beta} + \frac{m_e}{AMU} \quad (2.8)$$

ainsi que la masse A associée à l'énergie totale (A_E) avec la relation :

$$A_E = \frac{E_{tot}}{931.5(\gamma - 1)} \quad (2.9)$$

où

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (2.10)$$

Cependant, la résolution en énergie de l'ordre du pourcent ne permet pas d'identifier des masses de manière satisfaisante. Pour résoudre ce problème, on utilise les informations liées au spectromètre : en divisant A_E par A/Q , nous obtenons l'état de charge de l'ion Q puis en multipliant la valeur entière de Q par A/Q , on obtient finalement la masse du fragment avec la résolution du spectromètre.

2.2.2 Description

VAMOS [117–122] est un spectromètre magnétique composé de deux quadripôles, d'un filtre de Wien et d'un dipôle. Le filtre de Wien et le dipôle sont respectivement utilisés pour sélectionner les particules selon leur vitesse et leur rigidité magnétique. Nous tenons à préciser que le filtre de Wien n'était pas opérationnel lors de cette expérience. La rigidité magnétique, appelée également $B\rho$, est définie selon l'expression suivante et est le rapport de l'impulsion et de l'état de charge d'une particule :

$$B\rho = p/q. \quad (2.11)$$

Le rôle des quadripôles, auxquels on impose une rigidité magnétique intrinsèque en fixant le champ magnétique, est de focaliser les particules caractérisées par cette même rigidité magnétique vers un plan de détection. Quel que soit l'angle de diffusion des particules après la cible, celles de même rigidité magnétique vont avoir le même point de focalisation.

Le spectromètre VAMOS a été tourné de 4.5 degrés par rapport à la direction incidente du faisceau sur la cible afin d'observer au mieux les réactions d'intérêt dans cette étude, les fragments avec des angles par rapport à la direction incidente entre 2 et 7 degrés.

Dans la majorité des cas, pour les collisions périphériques et semi-périphériques, nous observerons à l'intérieur de VAMOS le plus gros fragment, qui correspond au résidu d'évaporation du quasi-projectile.

2.2.3 Système de détection

Le système de détection est composé de deux chambres à dérive qui ont permis, après reconstruction, de déterminer les angles θ et ϕ (coordonnées sphériques) d'émission des particules après la cible, d'une chambre à ionisation qui mesure une première perte d'énergie, un mur de siliciums qui mesure une seconde perte d'énergie ainsi que le temps de vol et d'un mur de CsI qui stoppe les particules et mesure l'énergie résiduelle. Le tableau 2.3 présente les positions en millimètres par rapport à la cible des différents éléments de détection de VAMOS. Nous avons également inclus la position du plan focal, se trouvant à mi-chemin entre les deux chambres à dérive.

Élément	Position (mm)
Chambre à dérive 1	8136
(Plan focal)	8702.5
Chambre à dérive 2	8999
Chambre à ionisation	9285
Siliciums	9423
CsI(Tl)	9560

Tableau 2.3 – Positions en mm par rapport à la cible des différents éléments de détection de VAMOS. La position du plan focal est également indiquée.

2.2.4 Les chambres à dérive et la position X et Y

Les deux chambres à dérive, d'une épaisseur active de 130 mm, sont remplies d'un gaz d'isobutane à une pression de 18 mb. Elles sont positionnées de part et d'autre du plan focal. Les particules entrant dans la chambre à dérive vont ioniser le gaz et perdre de l'énergie. Les électrons issus de cette ionisation vont se diriger, grâce à un champ électrique vers des fils d'amplification qui vont induire un signal sur les secteurs. Deux rangées de 64 pistes par chambre à dérive vont permettre de déterminer la position X suivant l'axe horizontal. Les pistes sont au pas de 6.5 mm et ont une surface de 6 mm x 49.5 mm. Les deux rangées couvrent une couverture angulaire légèrement supérieure au plan focal de 400 mm. Le temps de dérive des électrons jusqu'au fil donnera la position verticale Y. L'incertitude associée à chacune des deux positions est de 2.8 mm pour la position X et de 1.3 mm pour la position Y.

2.2.4.1 Position X

L'amplification du signal au niveau des fils va induire un signal sur les secteurs. Chaque secteur de la rangée va donc récolter une charge différente. On reconstruit la position X de deux manières différentes selon la distribution de la charge sur les secteurs. On recherche tout d'abord les trois secteurs ayant la plus grande charge récoltée. Si ces trois secteurs sont côte à côte et celui du milieu possède la charge la plus élevée, ce qui correspond à la majorité des événements, la position X est calculée selon la méthode de la sécante hyperbolique, méthode décrite dans la référence [123]. Dans le cas contraire, on fait une moyenne pondérée des charges récoltées en fonction de la position des secteurs.

2.2.4.2 Position Y

La détermination de la position Y est basé sur le temps de dérive des électrons jusqu'aux fils. En effet, grâce au champ électrique uniforme régnant au sein du détecteur, la vitesse de dérive des électrons est constante et la position Y est donc proportionnelle au temps de dérive.

2.2.5 Chambre à ionisation

2.2.5.1 Description

La chambre à ionisation est remplie de gaz d'isobutane à une pression de 40 mbar, avec des dimensions de 40 cm×10 cm. Elle comporte une première zone morte où la détection des fragments ne peut se faire. Cette zone est d'une épaisseur de 20.7 mm. La seconde partie est la zone active où les fragments sont détectés. Cette zone active a une épaisseur de 104.6 mm. Les particules, par leur passage dans le gaz, ionisent celui-ci. Les électrons issus de cette ionisation se dirigent grâce à un champ électrique uniforme vers une grille de Frish puis vers les secteurs. L'amplitude du signal est proportionnelle à l'énergie déposée. La chambre à ionisation est constituée d'une rangée de 7 secteurs. La disposition des modules de la chambre à ionisation par rapport aux détecteurs Si est montrée par la figure 2.11.

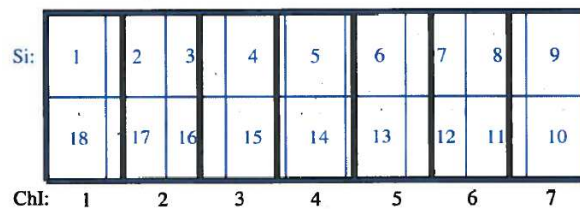


FIGURE 2.11 – Disposition des secteurs de la chambre à ionisation et des détecteurs Si à l'intérieur du spectromètre VAMOS. Les chiffres indiquent les numéros des détecteurs.

2.2.5.2 Calibration en énergie

Tel que vu pour la calibration des siliciums, nous utilisons des générateurs d'impulsion de précision, qui nous donnent, sur toute la gamme de codage, la correspondance canal-volt. Par la suite, utilisant les collisions élastiques du ^{40}Ca , nous pouvons connaître le canal ainsi que l'énergie perdue à l'intérieur de la chambre à ionisation pour ce fragment. Cela nous permet ainsi de bâtir une relation du type volt-MeV.

2.2.6 Mur de siliciums

2.2.6.1 Description

Le mur de siliciums est composé de deux rangées de 9 détecteurs chacune. L'épaisseur de chacun des Si est donnée par le schéma 2.13. Chaque silicium a des dimensions de 5 cm×7 cm. La particule incidente produit un signal proportionnel à l'énergie déposée dans le silicium.

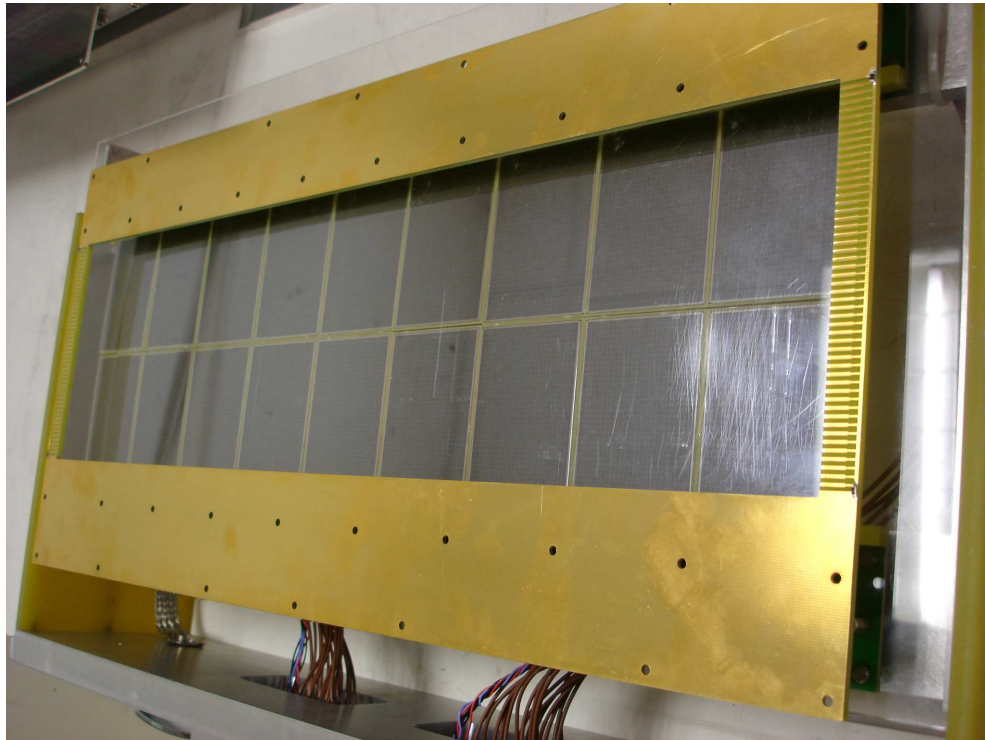


FIGURE 2.12 – Photo des détecteurs siliciums. 18 Si sont réparties sur 2 rangées.

Si_1	Si_2	Si_3	Si_4	Si_5	Si_6	Si_7	Si_8	Si_9
522	530	531	532	533	533	534	535	531
Si_18	Si_17	Si_16	Si_15	Si_14	Si_13	Si_12	Si_11	Si_10
530	519	537	533	524	529	531	524	535

FIGURE 2.13 – Epaisseurs en μm des Si de VAMOS de la campagne INDRA-VAMOS

2.2.6.2 Calibration de l'énergie

En raison de la gamme en charge détectée, nous avons posé un défaut de collection nul et avons fait une calibration au second ordre de l'énergie récoltée dans les détecteurs, en nous basant sur la diffusion élastique des noyaux de ^{40}Ca . Tel que vu pour la calibration des siliciums d'INDRA, nous utilisons des générateurs d'impulsion de précision, qui nous donnent, sur toute la gamme de codage, la correspondance canal-volt. Ces données sont ajustées avec une fonction du second degré. Ici, l'incertitude associée au signal (pulseur) est à peu près constante et est de 0.04%. Nous avons ici, à cette étape, une calibration de la forme :

$$mV = p_0 + p_1 * canal + p_2 * canal^2.$$

Par la suite, il nous faut connaître le facteur de conversion entre les mV et l'énergie en MeV du fragment, que l'on nomme α . Ce facteur nous permettra d'avoir une calibration de la forme :

$$E = \alpha \times (p_0 + p_1 * canal + p_2 * canal^2).$$

Ce facteur est déterminé en connaissant le canal ainsi que l'énergie d'un fragment connu, soit la diffusion élastique des noyaux de ^{40}Ca . L'énergie de chaque fragment peut être connue grâce aux tables de pertes d'énergie ainsi qu'à l'épaisseur du détecteur. Une fois ces énergies déterminées, on peut calculer les paramètres α pour les différents détecteurs.

2.2.7 Mur de CsI

2.2.7.1 Description

Le mur de CsI est composé de 80 détecteurs, disposés en six rangées, chaque CsI ayant une épaisseur de 1 cm, couvrant une surface de $2.5\text{ cm} \times 2.5\text{ cm}$. La figure 2.14 montre une photo des détecteurs CsI. La disposition peut être vue de manière schématique à la figure 2.15. En raison de l'énergie incidente élevée, la présence d'une chambre à ionisation et d'un mur de siliciums seulement n'aurait pas été suffisante pour déterminer l'énergie totale. Ce mur de CsI est placé à une distance de 136.5 mm du mur de Si. Cet espace de 136.5 mm est rempli de gaz C_4H_{10} à une pression de 40 mbar.



FIGURE 2.14 – Photo des détecteurs CsI. 80 CsI sont réparties sur 6 rangées couvrant une majorité du plan focal.

2.2.7.2 Calibration de l'énergie

Une fois la calibration des Si complétée, la calibration des CsI est établie en sélectionnant des événements aux (Z,A) connus. Pour ce faire, on dresse le spectre de l'énergie perdue dans le silicium en fonction du temps de vol, pour un télescope donné. Un exemple est reporté par

Si 1		Si 2		Si 3		Si 4		Si 5		Si 6		Si 7		Si 8		Si 9	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12						
13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24						
25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40		
41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56		
57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68						
69	70	71	72	73	74	75	76	77	78	79	80						
Si 18		Si 17		Si 16		Si 15		Si 14		Si 13		Si 12		Si 11		Si 10	

FIGURE 2.15 – Schéma de la disposition des détecteurs Si et CsI à l'intérieur du spectromètre VAMOS

la figure 2.16. De ce spectre, on reconnaît les événements avec $A/Q=2$, en raison de l'absence du ${}^8\text{Be}$. En sélectionnant ces événements, nous connaissons les valeurs de la charge Z et de la masse A de chaque fragment. La sélection des événements avec une valeur de $A/Q=2$ commune nous donne le spectre en Si-CsI de la figure 2.17. Ces différents points permettent d'effectuer la calibration. Nous avons maintenant en main un ensemble de points de valeurs Z et A connues où nous connaissons également la perte d'énergie dans le silicium ainsi que l'énergie déposée dans le CsI. À partir des tables de pertes d'énergie et de l'épaisseur du silicium, nous pouvons déduire l'énergie déposée dans le CsI. Nous pouvons ainsi utiliser ces différents éléments pour dériver les paramètres qui relient la lumière du CsI à son énergie :

$$L = a_1 * (E_1 - a_2 \times \log(\frac{1 + E_1}{a_2})) \quad (2.12)$$

où :

$$E_1 = E/AZ^2. \quad (2.13)$$

Par contre, du point de vue de l'analyse, au moment de connaître l'énergie laissée dans le CsI, la valeur de A est inconnue. Une première approximation de A est donc faite à l'aide d'une méthode itérative. Cette méthode fixe en premier lieu une valeur de A au Z qui a été déterminé à l'aide des grilles d'identification. Ensuite, les pertes d'énergie sont estimées à l'intérieur du Si et du CsI à l'aide de tables de pertes d'énergie et de l'épaisseur du silicium. L'énergie estimée à l'intérieur du Si est comparée à l'énergie obtenue via la calibration et une condition de minimisation entre l'énergie perdue dans le Si et l'énergie obtenue pour le Si calibré est exigée. Une valeur de A est ainsi obtenue et sera utilisée pour connaître la perte d'énergie dans le CsI. Ainsi, l'énergie totale obtenue dépend fortement de la manière avec laquelle on estime en premier lieu cette valeur A . Une comparaison peut être faite entre la première approximation de la valeur de A et la valeur de A calculée. Cette comparaison nous donnera un premier indice de l'erreur faite sur l'énergie totale des fragments, à l'aide de l'identification Si-CsI. La figure 2.18 présente la valeur de A calculée en fonction de la valeur de A approximée à l'aide de la calibration du silicium, pour les fragments complètement épluchés ($Z=Q$). L'erreur de A occasionnée est d'au plus 1.5 unités, comme peut nous le

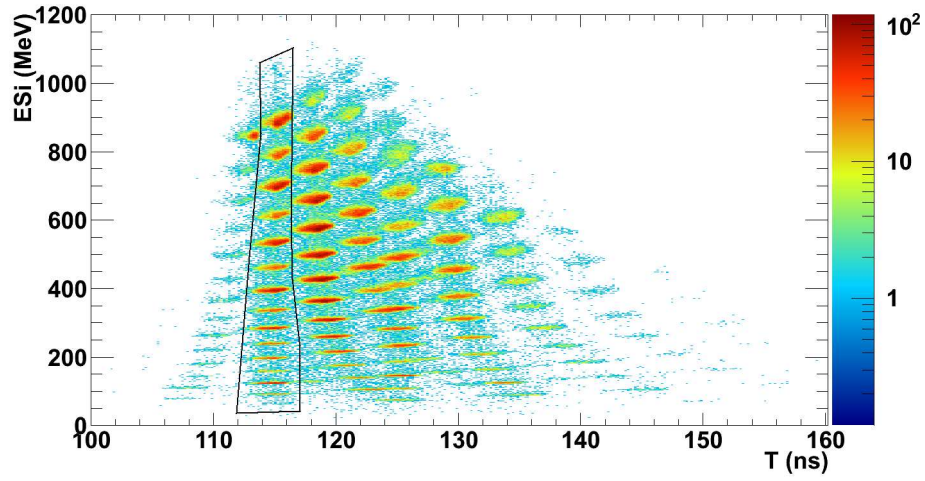


FIGURE 2.16 – Perte d'énergie dans le Si18 en fonction du temps de vol pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Les événements avec $A/Q=2$ se trouvent à l'intérieur de la région aux contours noirs.

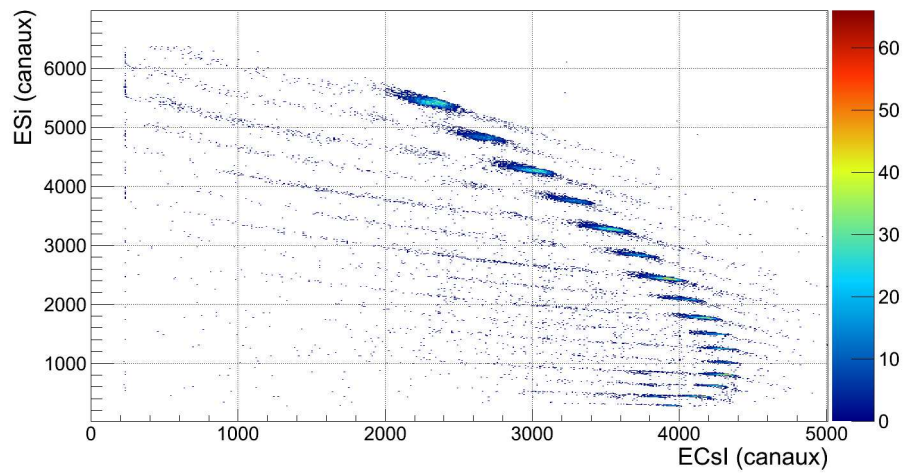


FIGURE 2.17 – Signal du Si en fonction du signal du CsI pour le télescope 18-42 pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour les fragments $A/Q=2$.

montrer la figure 2.18. Cette erreur d'unités induit une erreur sur l'énergie totale, mais peut être corrigée une fois la valeur de A calculée.

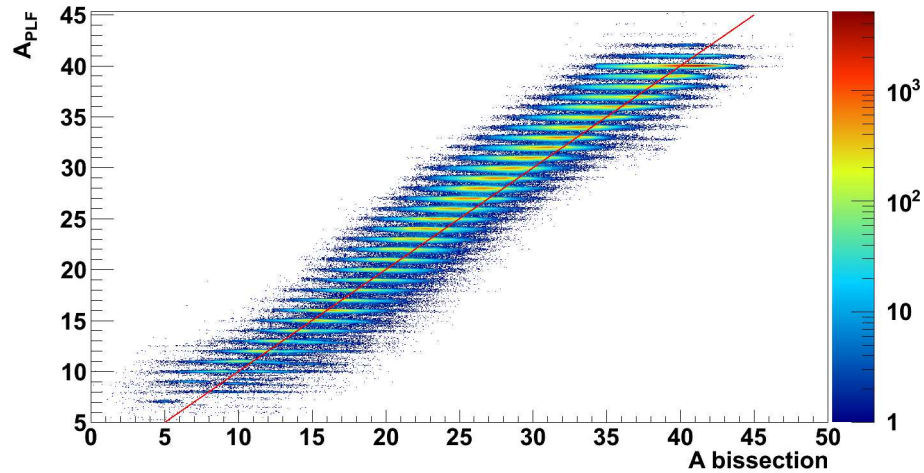


FIGURE 2.18 – Valeurs de A en fonction de la première approximation de A , pour les fragments complètement épluchés du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. La ligne rouge correspond à $A_{PLF} = A_{bissection}$

2.3 Couplage INDRA-VAMOS

2.3.1 Couplage mécanique

Pour permettre le couplage INDRA-VAMOS, la chambre du multidétecteur INDRA a été tournée de 180° et les trois premiers anneaux, couvrant des angles entre 2° et 7° , ont été retirés. La figure 2.19 montre le montage expérimental INDRA-VAMOS, où le multidétecteur INDRA est en avant-plan, alors que le spectromètre VAMOS est en arrière-plan.

2.3.2 Couplage électronique

Afin de coupler INDRA et VAMOS efficacement, il est nécessaire de coupler leur acquisition. En effet, chacun des deux appareillages a sa propre acquisition. Il est nécessaire d'avoir :

- une distribution du numéro d'événement pour chaque acquisition via le module CENTRUM. Ce module permet de lier les acquisitions des deux appareils.
- une lecture parallèle de chaque sous-événement par son système d'acquisition
- une reconstruction globale de l'événement via le module MERGE

La configuration du trigger doit assurer l'acquisition d'un événement seulement si un fragment a été détecté dans VAMOS. Donc, VAMOS agit comme le déclencheur maître, alors qu'INDRA agit comme esclave. Quand la multiplicité de VAMOS est au moins de 1, cela signifie que le trigger de VAMOS est actionné. L'événement est donc validé. Le signal de validation de l'événement est divisé et envoyé vers le générateur du numéro d'événement et vers le trigger d'INDRA, et le sous-événement VAMOS est lu par sa propre acquisition. Pour plus de détails concernant les couplages mécaniques et électroniques de l'expérience INDRA-VAMOS, le lecteur peut se référer à [124].



FIGURE 2.19 – Montage expérimental INDRA-VAMOS. En avant-plan nous trouvons le multidétecteur INDRA, alors que le spectromètre VAMOS est visible en arrière-plan.

3 Identification des fragments dans VAMOS

Ce chapitre a pour but d'expliquer les différentes étapes nécessaires à l'identification des fragments détectés par le spectromètre VAMOS. L'identification est faite par la mesure de Z, A et A/Q de chaque fragment détecté dans VAMOS.

3.1 Reconstruction

3.1.1 Reconstruction des trajectoires

VAMOS est un spectromètre à large acceptance angulaire, ceci grâce aux quadripôles qui focalisent les particules vers le système de détection. Cette focalisation engendre, pour les particules, des trajectoires complexes qu'il faut reconstruire. La méthode de reconstruction des trajectoires, qui permet de déterminer les caractéristiques cinématiques $\theta, \phi, B\rho$ et la distance parcourue (l) en sortie de cible, est basée sur un système d'équations polynomiales qui relient les paramètres du plan focal du spectromètre aux données souhaitées. Les coefficients des polynômes sont déterminés par ajustement numérique avec les données simulées issues du code de transport ZGOUBI. La méthode de reconstruction est détaillée dans l'article [120]. Un ensemble de particules disposant de coordonnées initiales différentes ($\theta_i, \phi_i, \delta = B\rho/B\rho_0$) est donné en entrée à ce logiciel qui, à l'aide des équations du mouvement à travers un champ électromagnétique et des cartes de champ du dipôle, calcule leur trajectoire et fournit les coordonnées $x_f, \theta_f, y_f, \phi_f$ et l , où x_f et y_f correspondent aux positions x et y au plan focal, θ_f et ϕ_f correspondent aux angles θ et ϕ au plan focal et l la longueur de la trajectoire. À partir de ce jeu de données, on remonte aux coordonnées initiales en les exprimant à l'aide de fonctions polynomiales dépendantes de x_f, θ_f, y_f et ϕ_f comme illustré par l'équation 3.2 pour l'obtention de l'angle θ_i :

$$\theta_i = F(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f) \tag{3.1}$$

$$= \sum_{i,j,k,l=0}^{i+j+k+l=7} C_{i,j,k,l} x_f^i \theta_f^j y_f^k \phi_f^l. \tag{3.2}$$

Le développement en polynôme jusqu'à l'ordre sept est nécessaire du fait de la grande acceptance de ce spectromètre : les angles des particules évoluant dans ce spectromètre peuvent en effet être relativement grands (quelques degrés), ce qui implique l'apparition d'aberrations qui sont prises en compte en augmentant l'ordre du polynôme. Les coefficients $C_{i,j,k,l}$ sont déterminés numériquement pour les grandeurs θ_i, ϕ_i, δ et l . Connaissant ces

coefficients, il est alors possible de déterminer les coordonnées initiales ainsi que la distance de vol à partir des positions et des angles mesurés au plan focal.

3.1.2 Calcul de la longueur du parcours

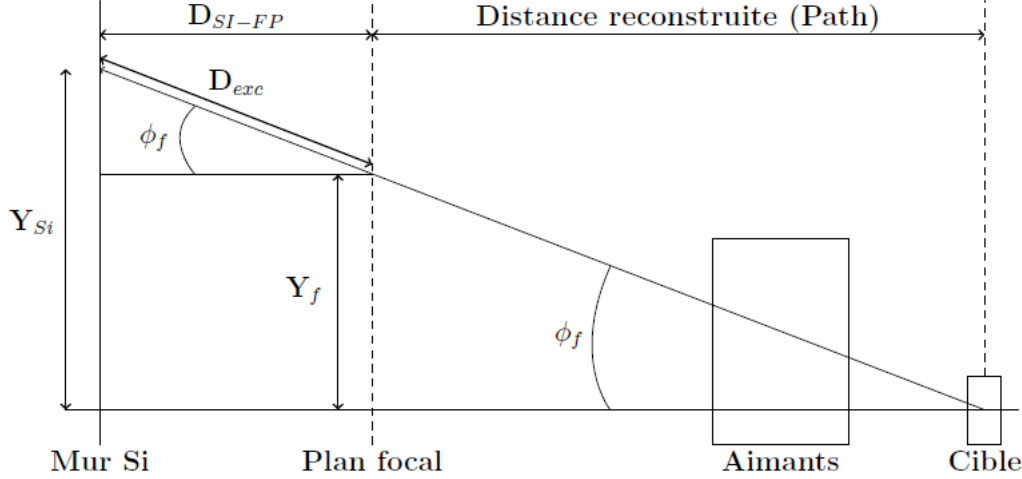


FIGURE 3.1 – Calcul de la distance à partir des angles au plan focal. On se trouve dans le plan Y où seul l'angle ϕ est présenté. Le calcul de la distance D tient également compte de l'angle θ .

Le temps de vol du fragment étant mesuré lors de son arrivée au mur de Si, nous devons calculer la distance parcourue par le fragment jusqu'à ces détecteurs, que nous appelons D . La figure 3.1 présente un schéma du calcul de la distance D à partir des angles au plan focal. Le paramètre $Path$ est la distance calculée de la cible jusqu'au plan focal. Le schéma est dessiné dans le plan vertical Y où seul l'angle ϕ est présenté. Le calcul de la distance D tient également compte de l'angle θ . La distance D parcourue par le fragment peut être déduite à partir de la distance reconstruite au plan focal ($Path$) :

$$D = \frac{Path}{\cos(\phi_f)} + D_{exc} \quad (3.3)$$

où

$$D_{exc} = \frac{D_{Si-FP}}{\cos(\phi_f)\cos(\theta_f)}. \quad (3.4)$$

En remplaçant D_{exc} dans la première équation, on trouve :

$$D = \frac{1}{\cos(\phi_f)} \left(Path + \frac{D_{Si-FP}}{\cos(\theta_f)} \right). \quad (3.5)$$

3.1.3 Positions des chambres à dérive

L'une des premières étapes est la vérification du positionnement des chambres à dérive. Ces positions affectent la reconstruction des angles au plan focal. Il s'agit donc de faire

une calibration spatiale des chambres à dérive par rapport à la trajectoire de référence, c'est-à-dire pour des particules avec $B\rho = B\rho_0$. Pour ce faire, la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à une énergie de 35 MeV/A est utilisée, avec VAMOS positionné à un angle de 0 degré, où la trajectoire centrale est sur l'axe du faisceau. Le résultat au plan focal doit donc correspondre aux fragments d'argon à une position (0,0) et à des angles de 0 degrés. La figure 3.2 reproduit les positions au plan focal des fragments. La figure de gauche présente les positions avant la correction des positions des chambres à dérive alors que la figure de droite présente ces mêmes positions après corrections. Une correction importante a été apportée à la position verticale. Cette correction dépend des positions verticales des chambres d'une expérience à une autre, et une différence de 18 mm est remarquée. Les positions au plan focal ont une incertitude de 2.5 mm selon l'axe x et 1.3 mm selon l'axe y.

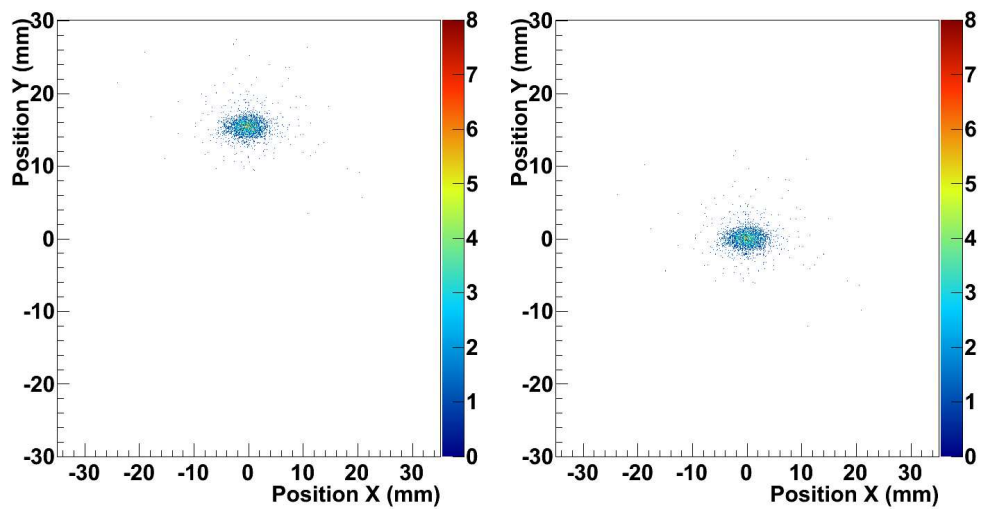


FIGURE 3.2 – Positions au plan focal des fragments de la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{129}\text{Au}$ à une énergie de 35 MeV/A.

3.2 Classification des événements

Chaque événement est classé en fonction de la multiplicité de chaque type de détecteurs, c'est-à-dire la multiplicité des détecteurs silicium, la multiplicité des détecteurs CsI et la multiplicité de la chambre à ionisation. Ces multiplicités tiennent compte des piédestaux de chaque détecteur. Ensuite, pour chaque fragment nous vérifions que la géométrie du télescope est respectée, c'est-à-dire que la ChIo qui a détecté le fragment, le Si et le CsI soient positionnés les uns derrière les autres. Néanmoins, nous nous intéresserons aux événements avec une multiplicité de VAMOS égale à 1, en raison du fait que nous sommes certains de la reconstruction de la trajectoire.

3.3 Identification en Z

De manière similaire au multidétecteur INDRA, l'identification en charge des fragments détectés par VAMOS repose sur une identification ΔE -E. Cette identification est réalisée pour chaque télescope, et ce pour les fragments identifiables en Si-CsI ainsi qu'en ChIo-Si.

Afin d'identifier les fragments en Z, on dresse le spectre du signal provenant du Si en fonction de celui détecté à l'intérieur du CsI, comme le montre la figure 3.3. Pour mieux comprendre où se situent les différentes lignes en Z et de voir si les différents états de charges peuvent affecter l'identification en Z, ces spectres des signaux Si-CsI ont été comparés à des simulations LISE++ [125] où nous avons simulé des collisions de ^{40}Ca sur une cible de ^{40}Ca à une énergie de 35 MeV/A. Utilisant ces simulations, nous sommes en mesure de voir de quelle manière les différentes lignes de Z se forment. Le résultat de cette simulation est donné par la figure 3.4.

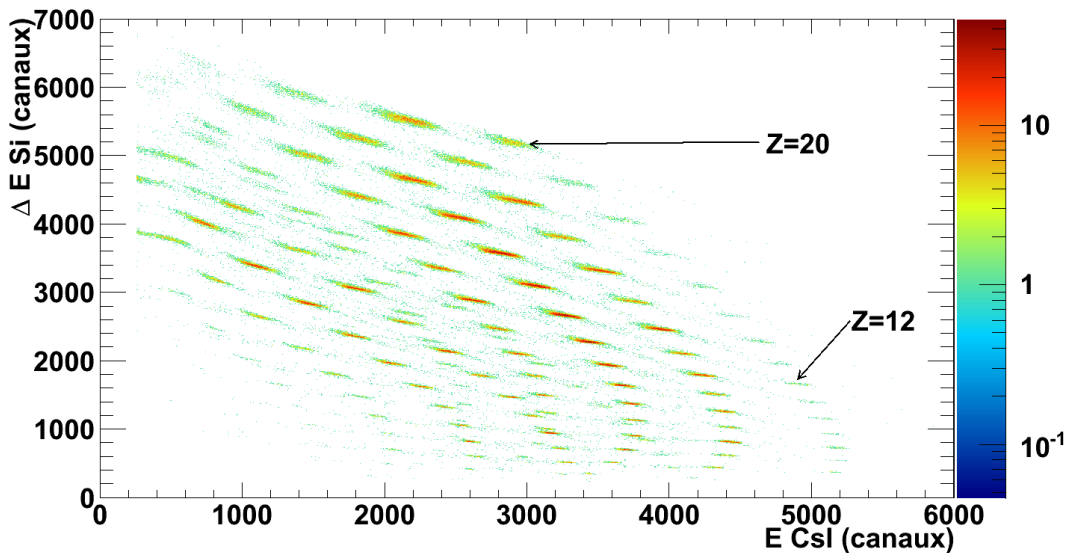


FIGURE 3.3 – Distribution ΔE -E pour le télescope 18-41 du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour une identification Si-CsI. Les deux flèches noires indiquent les événements avec $Z=20$ et $Z=12$.

Dans le cas de l'identification ChIo-Si, les spectres en énergie sont utilisés, où, de manière similaire à l'identification Si-CsI, nous traçons le spectre de la perte d'énergie à l'intérieur de la ChIo en fonction de la perte d'énergie à l'intérieur du silicium. Un exemple de spectre ΔE -E pour une identification ChIo-Si est donné par la figure 3.5.

3.3.1 Comparaison des identifications en Z

3.3.1.1 Si-CsI et Si-Temps de vol

Une fois l'identification Si-CsI complétée, nous sélectionnons un Z donné et examinons le spectre Si-Temps de vol, où le temps de vol est mesuré entre la cible et le détecteur silicium (voir section 3.4 pour plus de détails). Un exemple est donné par la figure 3.6. Nous voyons qu'une ligne en Z sur le spectre Si-CsI peuple plusieurs lignes sur le spectre Si-Tof,

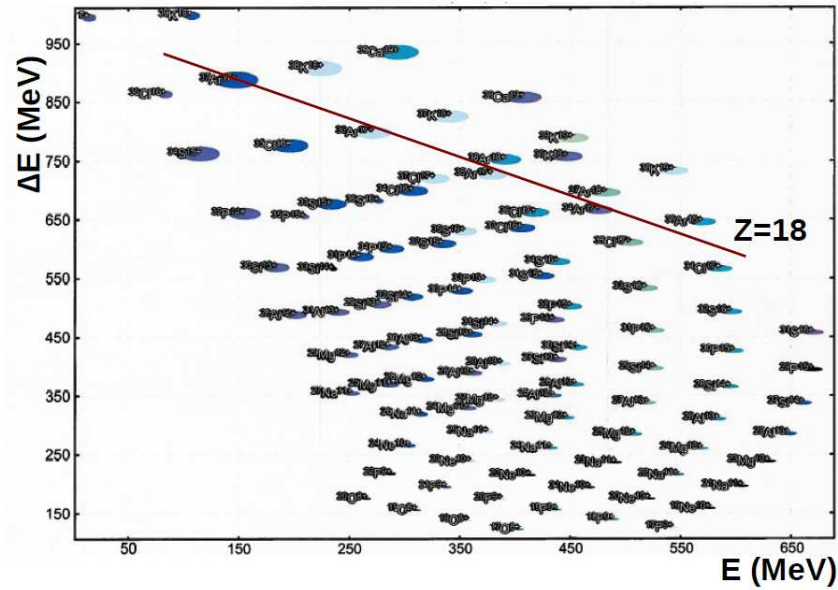


FIGURE 3.4 – Spectre en Si-CsI pour les simulations LISE++ pour des collisions de $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ à 35 MeV/A et pour une valeur de $B\rho=1.7501\text{ Tm}$. La ligne rouge correspond aux fragments avec $Z=18$.

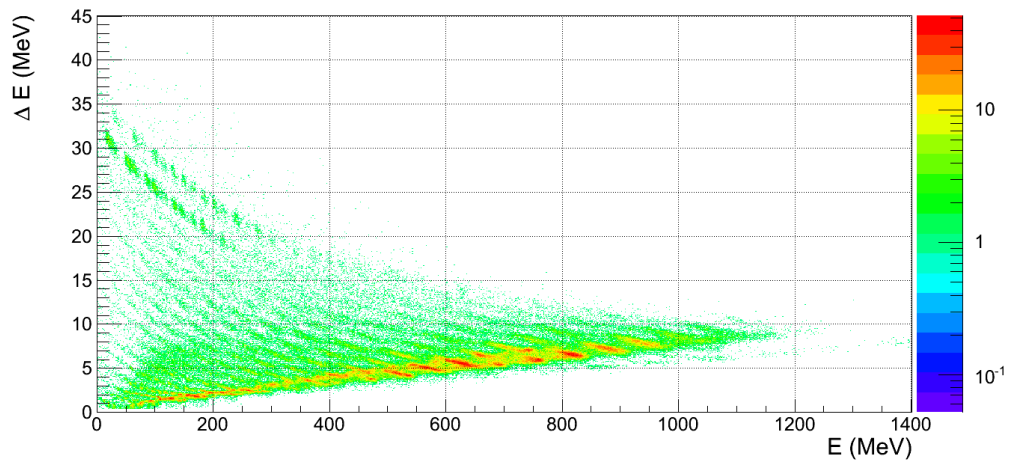


FIGURE 3.5 – Distribution ΔE - E pour le télescope 03-15 du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour une identification ChIo-Si

alors que normalement une seule ligne doit être peuplée. Utilisant les simulations LISE++ (figure 3.7), celles-ci nous montrent en effet les lignes en Z pour le spectre Si-Tof. Chaque ligne en Si-Tof représente une ligne de Z. Une comparaison entre l'identification en Si-CsI et l'identification Si-Tof. Si ces deux identifications correspondent au même Z, cette valeur de Z est attribuée définitivement au fragment. Cette comparaison des identifications permet

d'éliminer les fragments pour lesquels une valeur du temps de vol beaucoup plus élevée a été déterminée. Au final, le spectre de droite de la figure 3.8 est obtenue.

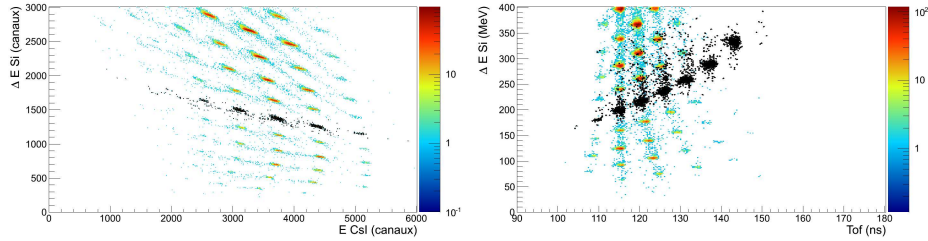


FIGURE 3.6 – Comparaison de l'identification Si-CsI avec le spectre Si-ToF pour les fragments identifiés $Z=10$ en Si-CsI. À gauche est présenté un spectre Si-CsI où les points noirs indiquent les fragments $Z=10$. À droite est présenté un spectre Si-ToF où les points noirs présentent également les fragments $Z=10$.

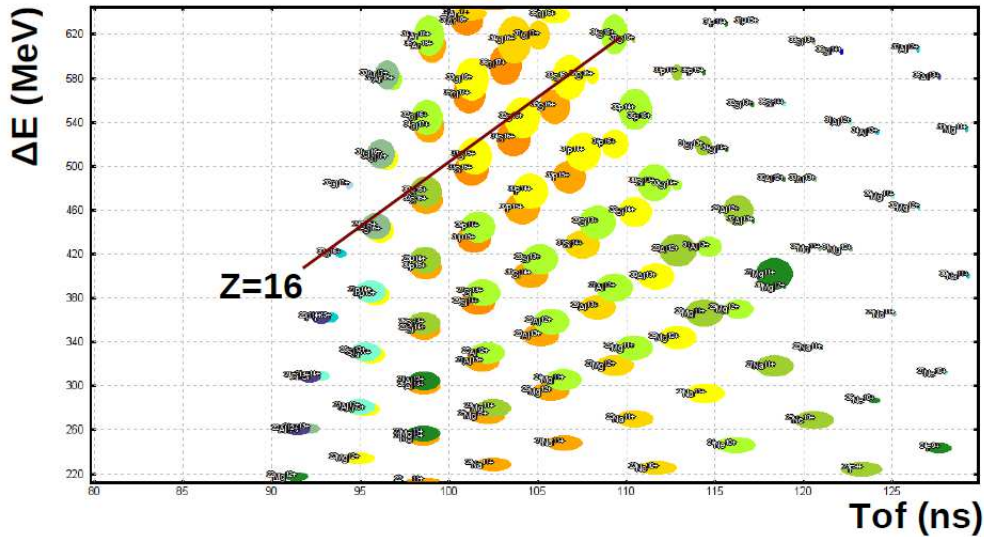


FIGURE 3.7 – Spectre en Si-ToF pour les simulations LISE++ pour des collisions de $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ à 35 MeV/A et pour une valeur de $Bp=1.7526\text{ Tm}$. La ligne rouge indique les fragments avec $Z=16$. Les divers cercles de couleur représentent un fragment avec des valeurs de Z, A, Q données.

3.3.1.2 ChIo-Si et ChIo-V2

De manière similaire à l'identification Si-CsI, le problème se pose pour l'identification ChIo-Si lorsque nous comparons l'identification faite en ChIo-Si sur le spectre de l'énergie déposée dans la chambre à ionisation en fonction de la vitesse mise au carré. Si les deux identifications correspondent au même Z , cette valeur de Z est attribuée définitivement au fragment.

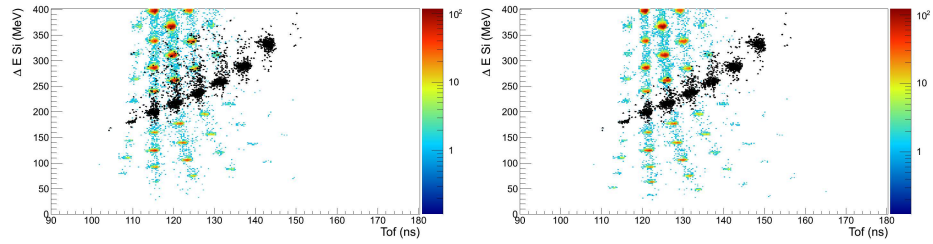


FIGURE 3.8 – Comparaisons de l'identification des fragments $Z=10$ quand une identification Si-Tof est demandée. À gauche est présenté un spectre Si-Tof où les points noirs indiquent les fragments $Z=10$ sans une comparaison des identifications Si-CsI et Si-Tof. À droite est présenté un spectre Si-Tof où les points noirs indiquent également les fragments $Z=10$ avec une comparaison des identifications Si-CsI et Si-Tof.

Une fois que les différentes comparaisons ont été faites, nous obtenons une distribution globale en Z donnée par la figure 3.9. L'identification en Z est obtenue avec une résolution (largeur à mi-hauteur) de 2.79% pour $Z=18$.

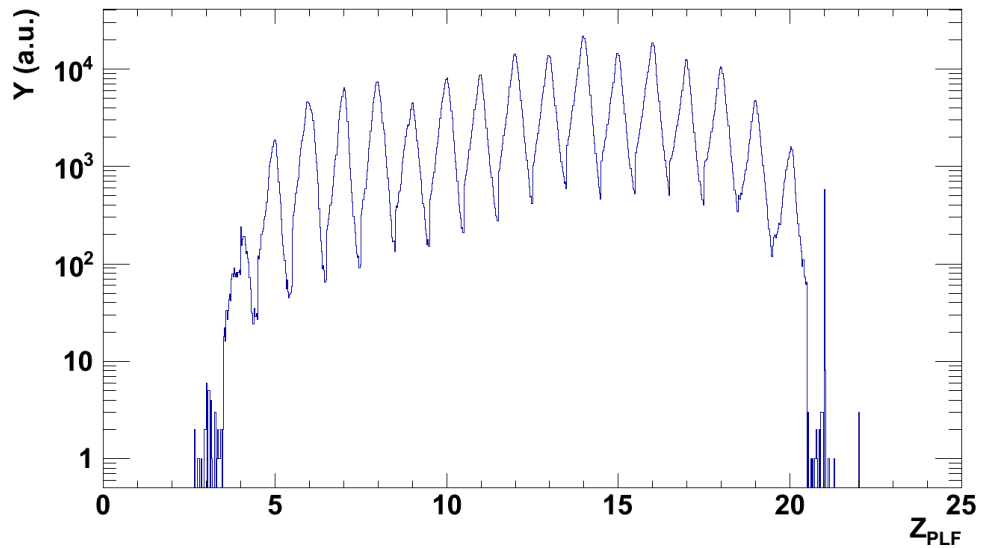


FIGURE 3.9 – Distribution en Z pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

3.4 Étalonnage du temps de vol

Dans cette expérience, un temps de vol a été mesuré entre les siliciums et la cible. Le départ du temps de vol (ou start) est donné lorsqu'un fragment touche un silicium. L'arrêt du calcul du temps de vol (ou stop) correspond au signal de la radio-fréquence du cyclotron. La mesure du temps de vol est ici centrale car sa valeur absolue est utilisée pour déterminer la masse. Le TAC (Time to Amplitude Converter), comme son nom l'indique, convertit en amplitude le temps écoulé entre un start et un stop. Cette amplitude est ensuite digitalisée par un ADC (Analog to Digital Converter). Pour étalonner le TAC, des impulsions sont envoyées avec une périodicité connue (dépendant de la gamme du TAC) afin d'obtenir la correspondance canal-ns.

La figure 3.10 montre la distribution en temps des impulsions pour une période de 10 ns. L'écart en canaux entre chaque pic correspond à cette période. Une règle peut être bâtie connaissant le canal et le temps de vol qui lui est associé. Cette règle est présentée par une addition d'une équation linéaire et d'une équation quadratique et est donnée par l'équation 3.7 :

$$ns = p0 + p1 * canaux \quad (3.6)$$

$$ns = p0 + p1 * canaux + p2 * (canaux - p3)^2. \quad (3.7)$$

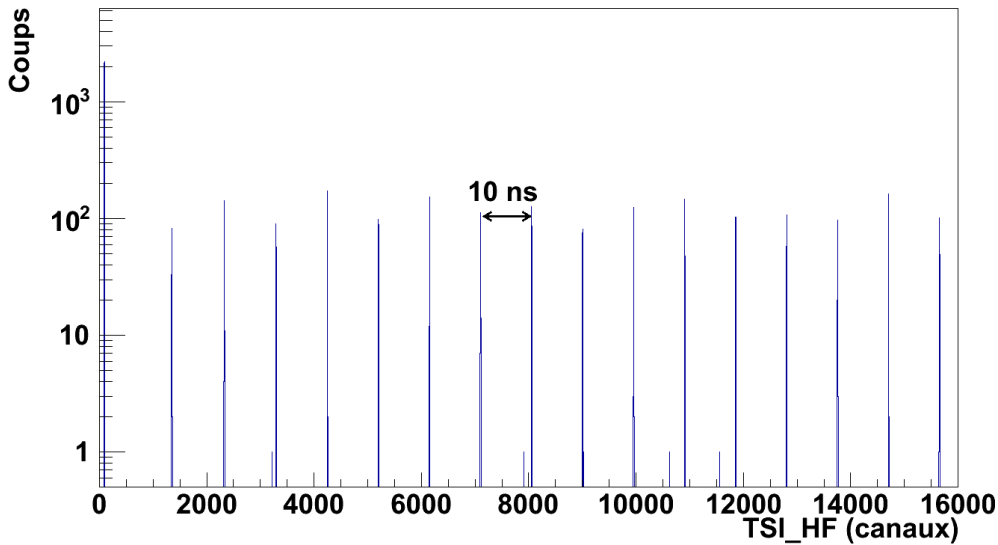


FIGURE 3.10 – Distribution du signal du temps des siliciums pour les signaux envoyés par le time calibrator dans un des TAC avec un période de 10 ns.

La seconde étape consiste à déterminer un ajustement, qui est en ns, à un temps de vol connu. En effet, connaissant la distance entre la cible et le mur des siliciums (voir tableau 2.3 du chapitre 2) et la vitesse du ^{40}Ca (diffusion élastique), on peut déterminer le temps de vol des noyaux entre ces deux éléments avec des calculs cinétiques. Pour ce faire, il faut calculer la vitesse du ^{40}Ca après chaque passage dans un détecteur, pour avoir un temps de

vol total réaliste. Le temps de vol peut s'écrire comme (voir la figure 3.11 la signification des différents temps) :

$$ToF = offset - TAC \quad offset = ToF_{el} + TAC_{el} \quad (3.8)$$

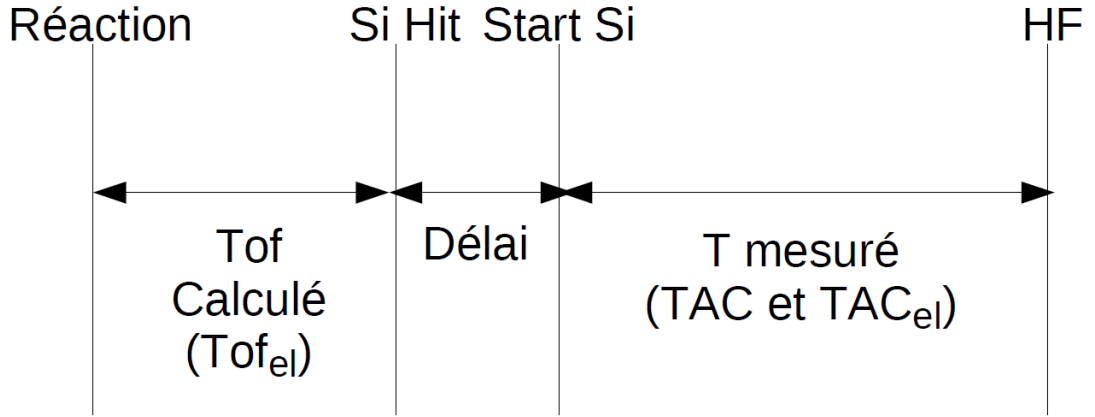


FIGURE 3.11 – Schéma des temps de vol pour l'expérience.

où TAC représente le temps vol mesuré alors que le signal $offset$ correspond à la somme entre le temps de vol du ^{40}Ca provenant directement de la calibration du TAC (TAC_{el}) et le temps de vol théorique du ^{40}Ca (ToF_{el}). Le temps de vol du ^{40}Ca (TAC_{el}) est déterminé pour chaque détecteur silicium. Finalement, on ajoute une valeur constante à la valeur du temps de vol (en ns) pour l'ajuster à la valeur calculée.

Nous avons jusqu'à maintenant une valeur de temps en ns. Par contre, cette valeur ne tient pas compte des changements du fonctionnement du cyclotron. En effet, tout changement du fonctionnement du cyclotron (départ et arrêt, changement des champs à l'intérieur des aimants, etc.) peut produire un décalage de cette référence. De plus, il faut également tenir compte du délai entre le moment où le silicium est touché et le moment où le signal de départ est produit (figure 3.11). Une façon de voir ce décalage est d'observer les distributions en A/Q à partir de la présente calibration. Le A/Q de référence correspond à A/Q=2, en raison du fait que les fragments s'alignent en ligne droite. Si celui-ci n'est pas aligné à 2, alors un offset supplémentaire doit être ajouté, ce qui a pour conséquence de déplacer la distribution de A/Q linéairement.

En plus de cette calibration, il est possible que le temps de vol soit plus grand que la période HF, le signal STOP est donné modulo une période de la HF. Ces événements peuvent être visibles en examinant les spectres Si-ToF pour chaque $B\rho$ nominal. La figure 3.12 montre un exemple de spectre Si-ToF pour une valeur de $B\rho$ nominale donnée. Afin de connaître quel paquet du faisceau correspond à un temps de vol correct, la masse A est calculée approximativement à partir de l'énergie totale et de la vitesse. Le paquet du faisceau est donc corrigé connaissant la fréquence du faisceau (voir tableau 1.1).

3.5 Corrections de A et A/Q

Nous présentons ici les corrections apportées aux quantités mesurées A/Q, Q, et A. Nous devons corriger pour différents effets. D'abord, les distributions en A/Q ne sont pas

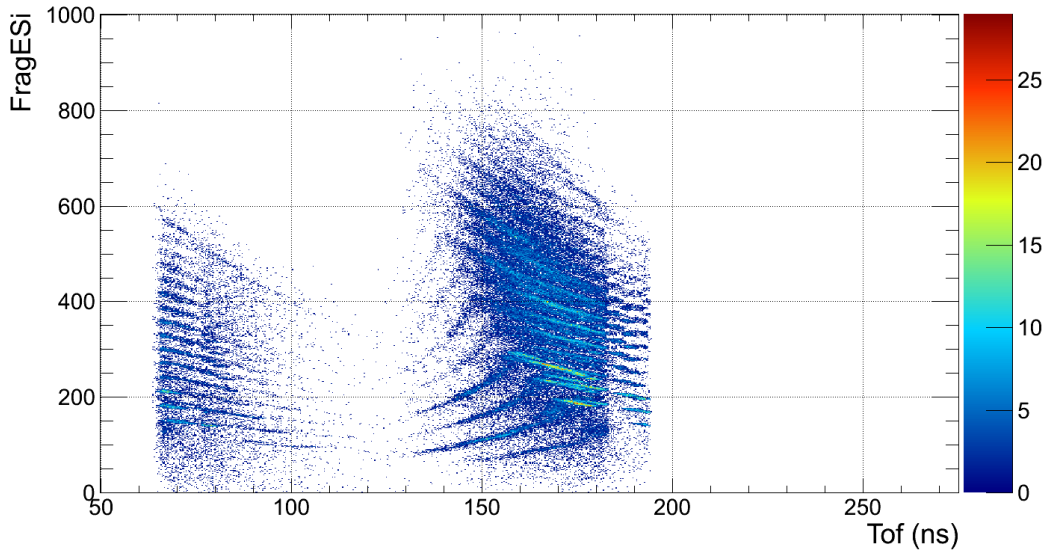


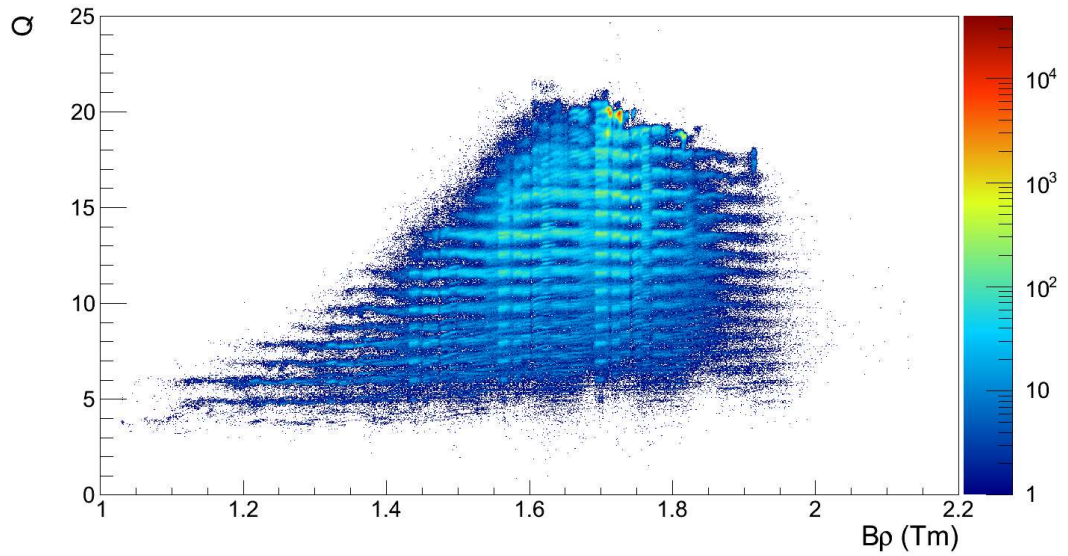
FIGURE 3.12 – Spectre Si-Tof pour une valeur de $B\rho=1.401$ Tm pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Deux paquets du faisceau sont ici identifiables. La période du faisceau doit être ajoutée au paquet de gauche.

parfaitement alignées. En un second temps, en dressant le spectre de l'état de charge en fonction de la valeur de A/Q , nous voyons une déviation systématique de la valeur de l'état de charge à mesure que le rapport A/Q augmente. Nous devons vérifier quels paramètres causent cette déviation. Cette vérification est faite sur la valeur reconstruite en $B\rho$ et sur l'énergie totale. Nous voyons une déviation de Q en fonction du $B\rho$, comme le montre la figure 3.13. La déviation de l'état de charge Q peut avoir deux origines : la reconstruction de la valeur $B\rho$ ainsi que la calibration de l'énergie. Nous ne notons pas de déviation de l'état de charge en fonction de l'énergie, mais une déviation de Q est observée en fonction de $B\rho$. La déviation de Q provient de la reconstruction en rigidité magnétique qui n'est pas parfaite.

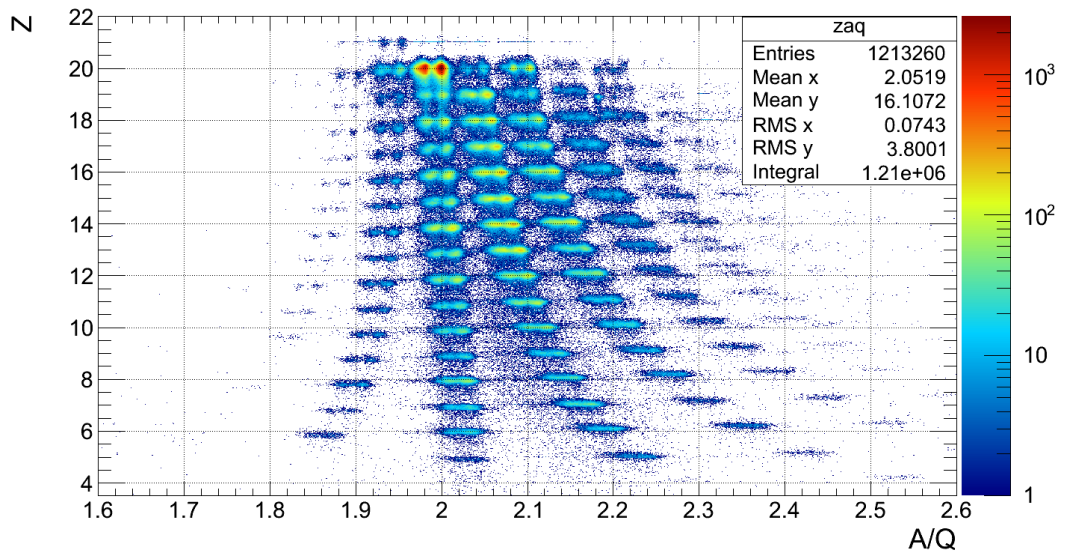
3.5.1 Correction de A/Q

La correction apportée au rapport A/Q est une fonction permettant de redresser ces distributions. Pour chaque silicium, le spectre Z en fonction du rapport A/Q est dressé. Les événements pour lesquels on s'attend à avoir une valeur de $A/Q=2$ sont sélectionnés. Pour chaque valeur de Z , la valeur de A/Q est récupérée. Une fonction A/Q en fonction de la charge Z pour chaque détecteur silicium est ainsi construite et permet de redresser les distributions en A/Q .

Un second élément à corriger est le dédoublement des distributions en A/Q . Comme le montre la figure 3.14, aux endroits où nous devons nous attendre à voir une valeur de A/Q , nous voyons deux régions distinctes situées près les unes des autres. Le dédoublement de ces distributions en A/Q est attribuable au signal en temps de vol qui "saute" d'environ 1.235 ns. Ce saut est visible tout au long de l'expérience avec un décalage entre les deux régions qui varie d'un système à un autre. Pour corriger ce dédoublement, nous additionnons 1.235

FIGURE 3.13 – Q en fonction de $B\rho$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$

ns au temps de vol pour les régions problématiques, identifiées par leur valeur en Z et leurs régions en A/Q .

FIGURE 3.14 – Z en fonction du rapport A/Q pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$

3.5.2 Correction de l'état de charge

La correction apportée à l'état de charge dépend à la fois du détecteur CsI et de la valeur du $B\rho$ nominale. Pour corriger simultanément ces deux paramètres, nous dressons le spectre de Q en fonction du rapport A/Q pour un détecteur CsI donné pour une configuration $B\rho_0$ donnée. Sur ces spectres, des lignes représentant différents états de charge sont tracées et permettent de corriger les distributions en états de charge. Un exemple de spectre de l'état de charge en fonction du rapport A/Q est présenté à la figure 3.15. La figure 3.16 illustre la distribution de l'état de charge Q en fonction du rapport de la rigidité magnétique une fois les corrections complétées, où un alignement des états de charge Q est observé.

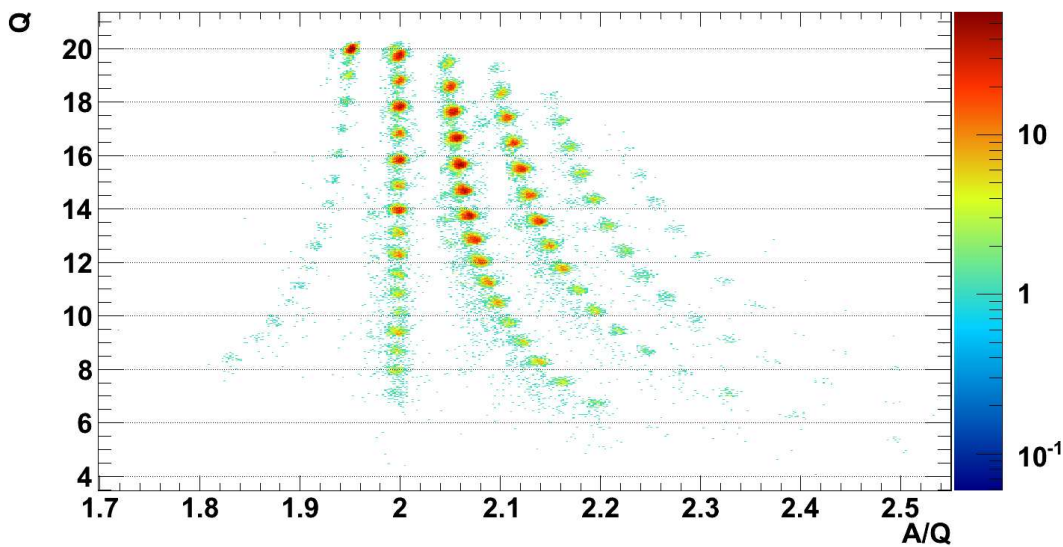


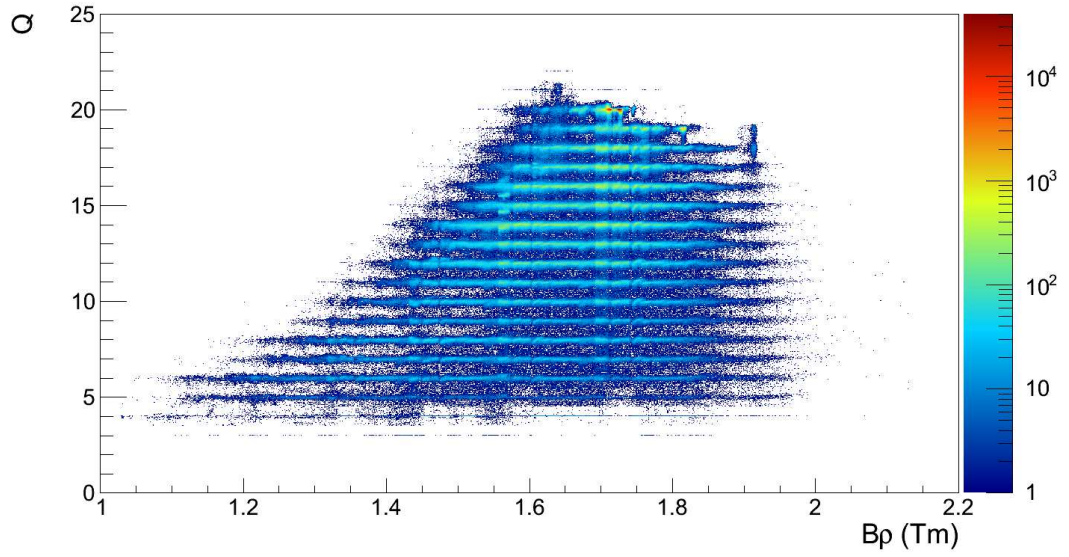
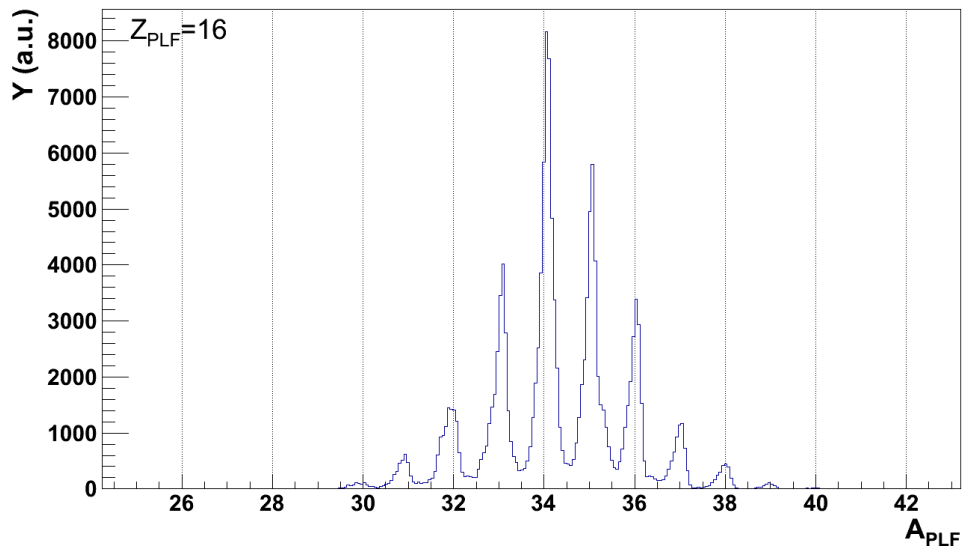
FIGURE 3.15 – Etat de charge Q en fonction du rapport A/Q pour le CsI 50 pour une valeur $B\rho_0=1.656$ Tm pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

Ces corrections permettent d'obtenir la masse A avec la relation :

$$A = \text{int}(Q) \times (A/Q), \quad (3.9)$$

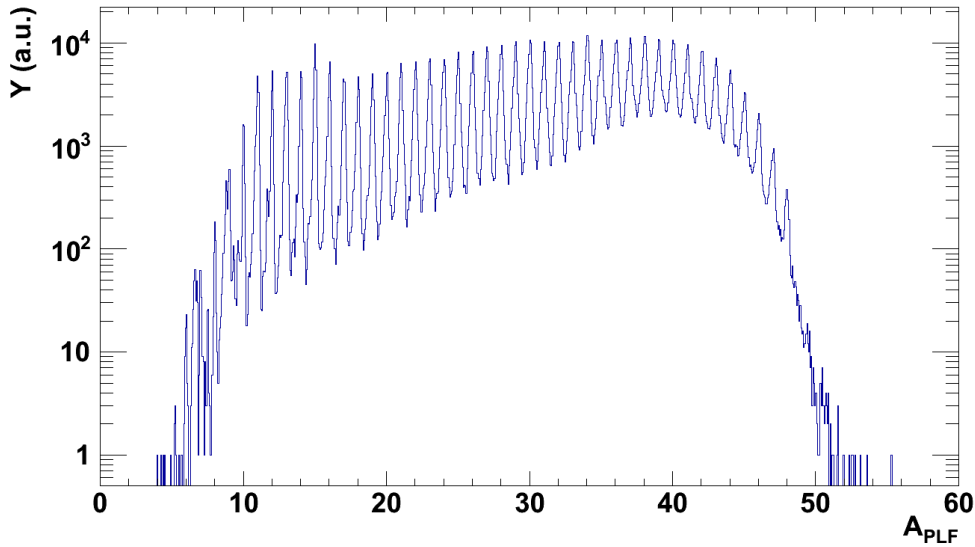
où $\text{int}(Q)$ représente l'arrondissement de Q au plus proche entier. Un exemple de distribution de A pour $Z=16$ est donné par le figure 3.17. Une distribution globale en masse pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ est donnée par la figure 3.18, avec une résolution de 1.38% pour $A=40$. L'ensemble des distributions en Z et en A peuvent être trouvées dans l'annexe A.

Le tableau 3.1 présente les résolutions pour les différentes observables, pour un fragment $Z=18$ et $A=36$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. On observe une résolution du temps de vol de l'ordre de 2%, alors que les résolutions en vitesse et en $B\rho$ sont inférieures à 1%. Les résolutions sur l'énergie sont beaucoup plus mauvaises que celles calculées pour la valeur du $B\rho$, confirmant ainsi la résolution en masse obtenue.

FIGURE 3.16 – Q en fonction de $B\rho$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ après correctionFIGURE 3.17 – Distribution isotopique pour $Z=16$ du système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$

Quantité	μ	σ	FWHM	FWHM (%)
Z	17.96	0.21	0.50	2.79
A	35.96	0.11	0.25	0.70
TOF (ns)	123.31	1.05	2.48	2.00
D (cm)	946.65	4.27	10.04	1.06
$B\rho$ (Tm)	1.651	0.006	0.014	0.87
ESi (MeV)	726.43	6.86	16.17	2.23
ECsI (MeV)	415.01	8.48	19.98	4.81
V (cm/ns)	7.66	0.03	0.07	0.92

Tableau 3.1 – Résolutions (FWHM) des différentes observables pour un fragment $Z=18$ et $A=36$ du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour une identification Si-CsI.

FIGURE 3.18 – Distribution en masse du système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$

3.6 Sélection des événements

Nous présentons ici les différentes coupures qui seront appliquées aux fragments détectés dans VAMOS. Ces coupures concernent les distributions en rigidité magnétique ainsi que les distributions angulaires.

3.6.1 Coupure $B\rho/B\rho_0$

La variable δ que l'on définit comme le rapport entre la rigidité magnétique reconstruite et la rigidité magnétique du dipôle permet d'avoir une mesure absolue de la reconstruction en $B\rho$. Elle nous indique où se situe la reconstruction en $B\rho$ du fragment par rapport au $B\rho$ nominal. La figure 3.19 présente la distribution en $B\rho / B\rho_0$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Tel que l'on observe, on retrouve la distribution avec une valeur centrale autour de 1.0. Sa largeur représente l'écart entre le $B\rho$ reconstruit et la valeur nominale. Elle reflète également l'acceptance du spectromètre en $B\rho$ qui est de l'ordre de 8%. En plus du pic principal, la distribution présente une queue pour des valeurs de δ élevées. Ces valeurs de $B\rho / B\rho_0$ sont associées à des événements mal reconstruits ou présentant du bruit. Une coupure est donc faite entre 0.93 et 1.19.

3.6.2 Coupure en theta

À partir des distributions angulaires reconstruites dans le référentiel du laboratoire, on remarque que l'angle θ s'étend entre 2 et 17 degrés, alors que l'ouverture de VAMOS est de 2 à 7 degrés. La figure 3.20 illustre l'angle ϕ en fonction de l'angle θ dans le référentiel du laboratoire pour les fragments détectés par VAMOS. Les événements avec un angle θ supérieur à 7 degrés peuvent être attribués à une mauvaise reconstruction et sont ainsi coupés de l'analyse. Ces événements correspondent à moins de 2% de l'ensemble des événements.

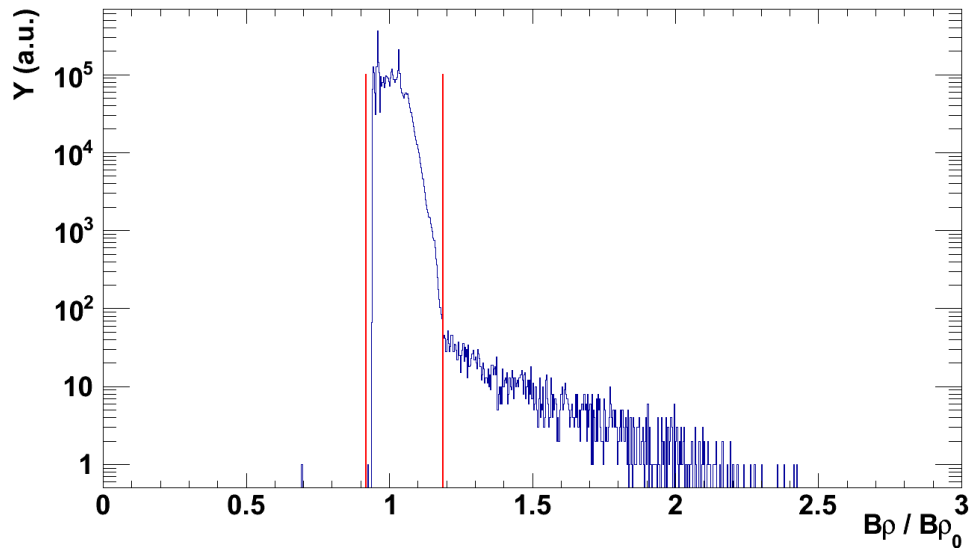


FIGURE 3.19 – Distribution en $B\rho / B\rho_0$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Les lignes rouges présentent les coupures faites en $B\rho / B\rho_0$.

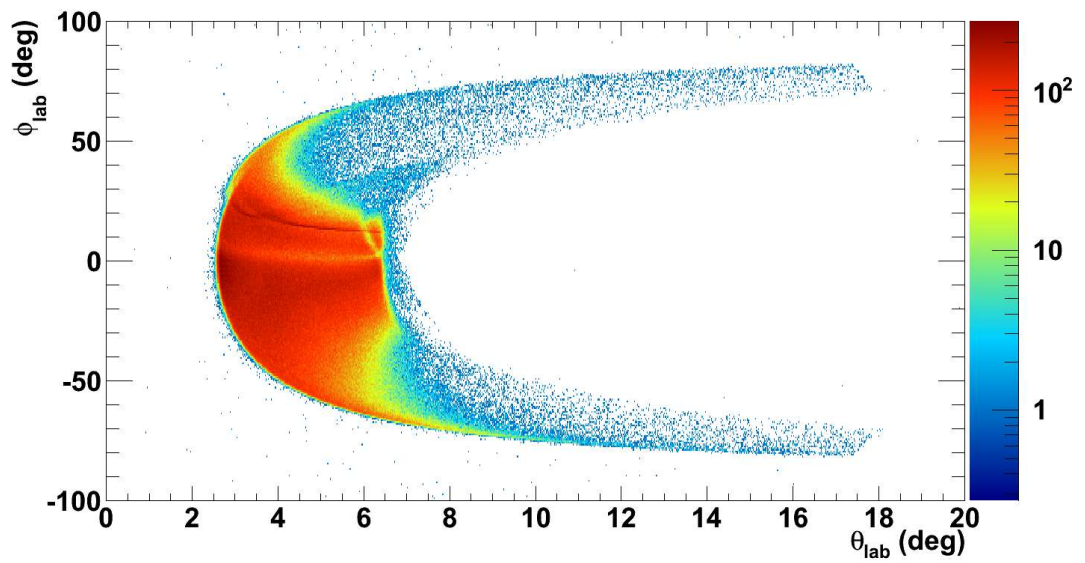


FIGURE 3.20 – Angle ϕ en fonction de l'angle θ pour les fragments détectés par VAMOS pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

3.7 Taux de production

L'identification des produits de réactions étant effectuée, on connaît donc le taux de production des différents isotopes $Y(Z, A)$ présents au cours de l'expérience. Un taux de production est propre à chaque expérience et nous cherchons donc à le normaliser pour obtenir une grandeur physique qui ne dépend pas des conditions expérimentales, telle que la section efficace $\sigma(Z, A)$. L'équation 3.10 présente la relation existante entre $Y(Z, A)$ et $\sigma(Z, A)$. On cherche donc à se rapprocher d'une quantité qu'est la section efficace afin de pouvoir comparer les taux de production des différents systèmes :

$$Y(Z, A) = \sigma(Z, A)N_{faisceau}N_{cible}\epsilon_{geo}\epsilon_{int}\epsilon_{\tau}. \quad (3.10)$$

$N_{faisceau}$ et N_{cible} représentent respectivement le nombre de noyaux dans le faisceau et dans la cible. $N_{faisceau}$ correspond ainsi à l'intégrale de l'intensité du faisceau pendant le temps d'acquisition. N_{cible} s'obtient par le produit de la densité volumique des atomes de la cible par l'épaisseur de la cible. Cette densité volumique d'atomes de la cible s'obtient en multipliant le nombre d'Avogadro et la densité de la cible et en divisant par le poids molaire de la cible. ϵ_{geo} et ϵ_{int} sont l'efficacité de détection géométrique de VAMOS et l'efficacité intrinsèque des détecteurs qui composent son ensemble de détection. Cette dernière est considérée égale à 1. Enfin, ϵ_{τ} représente le temps mort.

Dans ce travail, nous allons obtenir des taux de productions s'approchant des sections efficaces absolues, en corrigeant le nombre de coups que nous avons mesurés par l'intensité du faisceau, par le temps mort mesuré et par l'acceptance géométrique de VAMOS. L'acceptance géométrique peut être séparée en deux composantes de sorte que $\epsilon_{geo} = f\phi(\theta_{lab}, \delta)f\theta$ où $f\phi(\theta_{lab}, \delta)$ et $f\theta$ désignent respectivement les efficacités en ϕ et en θ . Nous allons détailler chacune de ces corrections.

3.7.1 Correction au temps mort

Par définition, le temps mort est le temps après chaque événement durant lequel un système d'enregistrement n'est pas capable d'enregistrer un autre événement qui pourrait se présenter à l'acquisition. Le temps mort est calculé à partir de la relation 3.11 ,

$$DT = 1 - \left(\frac{FTA}{OR} \right), \quad (3.11)$$

où FTA correspond aux nombres d'événements enregistrés (nombre de déclenchements) et OR correspond aux nombres d'événements détectés à l'intérieur de VAMOS.

La correction devant être appliqué au nombre de noyaux détectés, donné par l'équation :

$$DT_{correction} = \frac{1.00}{1.00 - DT}. \quad (3.12)$$

Ce temps mort dépend du taux de comptage. La figure 3.21 présente le temps mort en pourcentage en fonction du numéro de run pour l'ensemble des systèmes étudiés. On observe d'abord que le temps mort atteint une valeur maximale de 20%. On remarque ensuite qu'il n'y a pas de dépendance entre le réglage du spectromètre et le temps mort. Donc, le taux de comptage ne dépend pas nécessairement du réglage du champ magnétique B_0 .

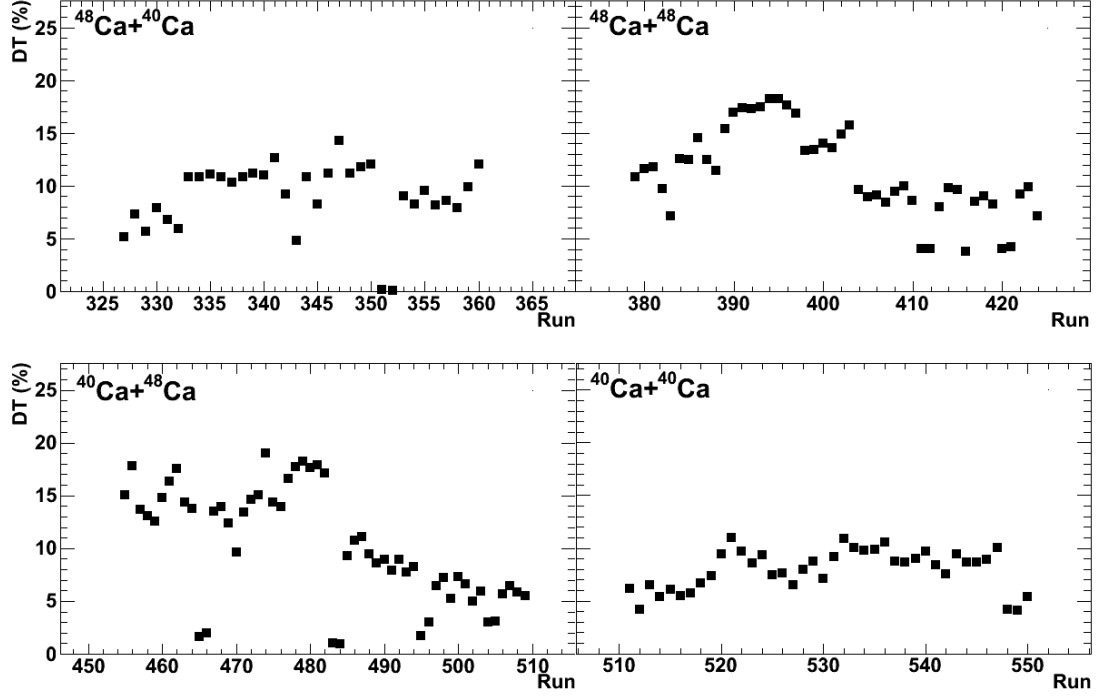


FIGURE 3.21 – Temps mort en fonction du run pour les quatre systèmes à l'étude.

3.7.2 Normalisation à l'intensité du faisceau

Les nombres de coups que l'on a mesurés pour une valeur de champ magnétique B_0 doivent être normalisés par rapport au nombre de particules incidentes et au nombre d'atomes dans la cible afin de reconstruire adéquatement les distributions en fonction de la rigidité magnétique.

Le nombre d'atomes dans la cible est supposé constant au cours de l'expérience. Pour déterminer l'intensité du faisceau, nous avons choisi d'utiliser la quantité correspondant au nombre de fois où INDRA a vu au moins une particule et est donc potentiellement capable de déclencher l'événement. Par contre, l'événement n'est pas forcément acquis, étant donné qu'il faut la validation de VAMOS. Cette quantité provient directement de la lecture des échelles. Ces échelles sont proportionnelles à l'intensité du faisceau.

Ainsi, l'intensité relative du faisceau peut être déterminée pour chaque configuration en $B\rho_0$ donnée par l'équation 3.13. Nous pouvons en déduire les facteurs de normalisation relatifs pour chaque réglage du dipôle, et ce pour les différents systèmes :

$$N_{B\rho_0} = \sum_{run} N_{run}, \quad (3.13)$$

où N_{run} désigne le nombre de coups qui sont enregistrés par le multidétecteur INDRA pour un run donné. Un exemple des facteurs de normalisation à l'intensité du faisceau pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ est présenté dans le tableau 3.2. Cette normalisation est réalisée par rapport au nombre de coups à une rigidité magnétique nominale donnée. Dans le tableau 3.2, la normalisation est faite par rapport $B\rho_0=2.20$ Tm.

$B\rho_0$ (T.m)	Nombre de coups $N_{B\rho_0}$	Facteur
0.719	1.37038206e+08	2.206
0.661	1.12091666e+08	1.804
0.782	9.63231420e+07	1.550
0.849	1.05642840e+08	1.700
0.923	2.18389029e+08	3.515
1.004	1.45868850e+07	0.235
1.091	1.39305390e+08	2.242
1.186	1.19234803e+08	1.919
1.289	1.14988729e+08	1.851
1.401	9.50561830e+07	1.530
1.523	1.05207560e+08	1.693
1.656	7.22865230e+07	1.163
1.800	8.20895680e+07	1.321
1.957	7.36208200e+07	1.185
2.120	4.71529690e+07	0.759
2.220	6.21295660e+07	1.000

Tableau 3.2 – Lecture des échelles issues de INDRA pour chaque configuration en $B\rho$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.

3.7.3 Acceptance

Jusqu'à présent, seule une coupure en θ_{lab} a été imposée sur les distributions angulaires. La figure 3.20 nous montre qu'en fonction de l'angle θ_{lab} , l'acceptance en ϕ_{lab} peut varier. Il s'agit donc corriger de l'acceptance en ϕ_{lab} du spectromètre événement par événement.

Par contre, nous devons nous assurer que les angles θ_{lab}, ϕ_{lab} reconstruits par VAMOS sont cohérents avec les angles du référentiel d'INDRA. Pour ce faire, nous traçons en un premier temps les angles θ et ϕ provenant du multidétecteur INDRA, tel que présenté par la figure 3.22. Le trou visible entre 255 et 285 degrés correspond au retrait de quatre modules de chacune des couronnes 4 et 5 d'INDRA, situés dans le plan horizontal. En ajoutant donc 270° à l'angle ϕ_{lab} reconstruit par VAMOS, les référentiels angulaires d'INDRA et de VAMOS sont cohérents entre eux. La corrélation angulaire entre les deux référentiels est ainsi donnée par la figure 3.22.

Nous corrigeons les distributions de l'acceptance en ϕ_{lab} du spectromètre événement par événement. La figure 3.23 montre l'évolution dans l'espace de phase pour $(\theta_{lab}, \phi_{lab})$ pour une valeur de $\delta = B\rho/B\rho_0=1$. Sur cette figure on voit que l'acceptance en ϕ dépend de θ . Cette dépendance varie en fonction du δ de la particule. Pour déterminer l'acceptance en ϕ correspondant à chaque $(B\rho, \theta)$, nous avons fait un maillage dans l'espace $(B\rho, \theta)$ et observé pour chaque valeur du maillage la distribution en ϕ . L'acceptance en ϕ est alors déterminée comme étant deux fois l'écart type σ de la distribution en ϕ observée : $\Delta\phi_{lab} = 2\sigma$, ce qui correspond plus ou moins à la largeur du plateau de ces distributions. Pour connaître $\Delta\phi_{lab}$ pour l'ensemble des valeurs de δ et θ , nous utilisons une interpolation linéaire à deux

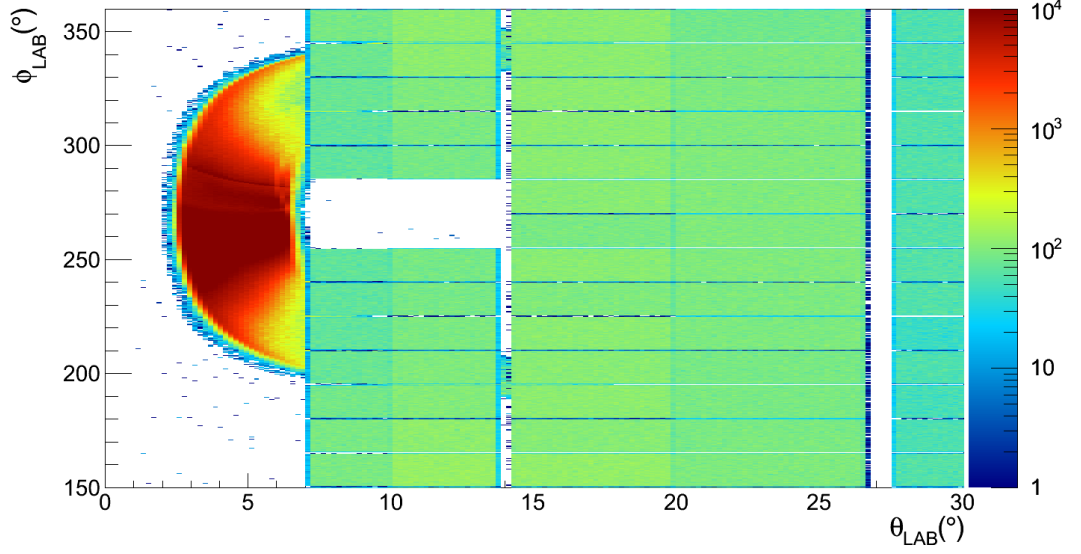


FIGURE 3.22 – Angle ϕ en fonction de l'angle θ pour les fragments détectés par INDRA et VAMOS pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

dimensions. On détermine alors le facteur f_ϕ défini comme

$$f_\phi(\theta_{lab}, \delta) = \frac{\Delta\phi_{lab}(\theta_{lab}, \delta)}{360^\circ}. \quad (3.14)$$

3.7.4 Reconstruction des distributions isotopiques

Maintenant que nous avons normalisé nos données à l'intensité du faisceau, à l'acceptance du spectromètre en $\phi_{lab}(\theta_{lab}, \delta)$, ainsi qu'au temps mort, nous appliquons ces trois facteurs de normalisation ($N_{faisceau}, \epsilon_\tau, f_\phi(\theta_{lab}, \delta)$) sur la distribution en rigidité magnétique mesurée pour chacun des différents réglages du spectromètre et nous obtenons la figure 3.24 représentant les différents réglages en rigidité magnétique pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.

Nous utilisons donc l'enveloppe des différentes distributions afin d'obtenir les véritables distributions en rigidité magnétique pour chaque fragment. Par contre, afin d'avoir une mesure indépendante à la statistique utilisée, nous considérons les régions d'intérêt pour chaque réglage du champ magnétique, c'est-à-dire reconnaître pour chaque fragment, lorsque ce dernier se trouve ou non à l'intérieur d'une des régions de recouvrement. Il faut donc définir les zones de recouvrement entre les différents réglages en $B\rho$, afin ne pas en surestimer la statistique.

Incertitudes sur les taux de production

Les incertitudes sur les taux de production que nous avons mesurés proviennent à la fois des erreurs systématiques et des erreurs statistiques. La principale contribution à ϵ_{norm} provient du calcul de la correction de l'acceptance en ϕ , alors qu'il est difficile d'évaluer une erreur sur la lecture des échelles d'INDRA et de VAMOS, données utilisées pour la construction des deux autres contributions (intensité du faisceau et temps mort). Les erreurs statistiques

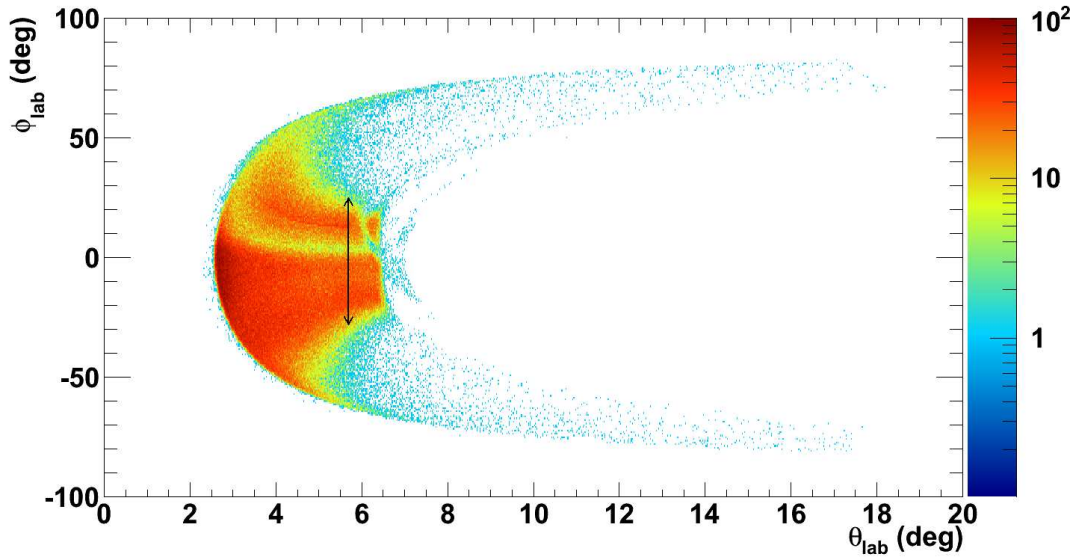


FIGURE 3.23 – Visualisation de l'acceptance en ϕ de VAMOS pour $\delta = 1$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. La flèche noire permet de visualiser grossièrement l'ouverture en ϕ_{lab} pour $\theta_{\text{lab}} = 5.7^\circ$.

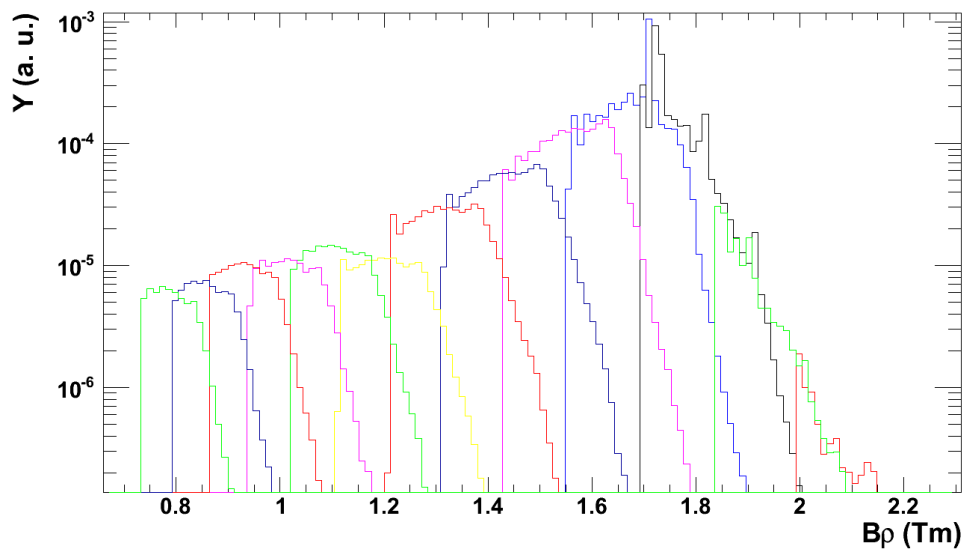


FIGURE 3.24 – Distributions en $Brho$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$

sont déterminées à partir de $\epsilon_{\text{stat}} = 1/\sqrt{N}$ où N est le nombre de coups des spectres enveloppes - tel que celui présenté par la figure 3.24 - non normalisé à l'intensité du faisceau ni à l'acceptance en ϕ . Finalement, l'erreur globale sur les taux de production relatifs est

déterminée à partir de la relation 3.15 :

$$\epsilon = \sqrt{\epsilon_{norm}^2 + \epsilon_{stat}^2}. \quad (3.15)$$

3.7.5 Efficacité de reconstruction

Une fois les distributions isotopiques reconstruites, en tenant compte des recouvrements en rigidité magnétique, quelle proportion des événements reste-il ? La figure 3.25 présente l'efficacité de détection pour chaque valeur de Z pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Cette efficacité correspond à l'ensemble des événements correctement reconstruits, c'est-à-dire les événements pour lesquelles les positions et les angles au plan focal ont été correctement définis. On remarque que l'efficacité est à peu près constante pour les valeurs de Z entre 5 et 21 et qu'elle diminue rapidement pour des valeurs de Z inférieures à 5. Les valeurs de Z inférieures ne seront pas conservées dans la suite de ce travail, en raison de cette brusque diminution de l'efficacité.

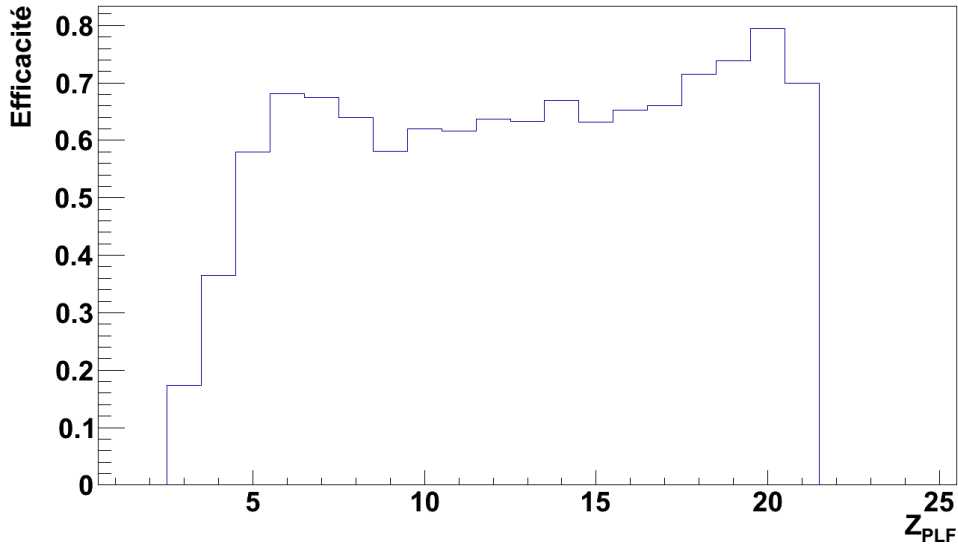


FIGURE 3.25 – Efficacité de reconstruction pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$

3.8 Comparaison aux simulations

Une fois que les taux de production calculés et qu'un facteur de normalisation est ainsi appliqué à chaque événement, nous pouvons comparer les distributions en charges et en masses aux simulations AMD suivies de GEMINI filtrées. La figure 3.26 montre en premier lieu la distribution en charges des PLF en comparaison avec les simulations AMD+GEMINI pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. On observe que les simulations arrivent à bien reproduire la gamme en charge de $Z=5$ jusqu'aux charges les plus élevées. La partie des charges les plus basses ($Z<5$) est différente en raison de la diminution de l'efficacité pour cette région, ainsi

que du seuil en identification de VAMOS qui est de $Z=3$. La figure 3.27 montre les distributions isotopiques des PLF pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Nous voyons que les résultats des simulations statistiques suivent le même comportement lorsqu'on compare ces distributions aux résultats expérimentaux. Une conclusion de ces deux figures est que les valeurs moyennes reproduisent relativement bien les données expérimentales.

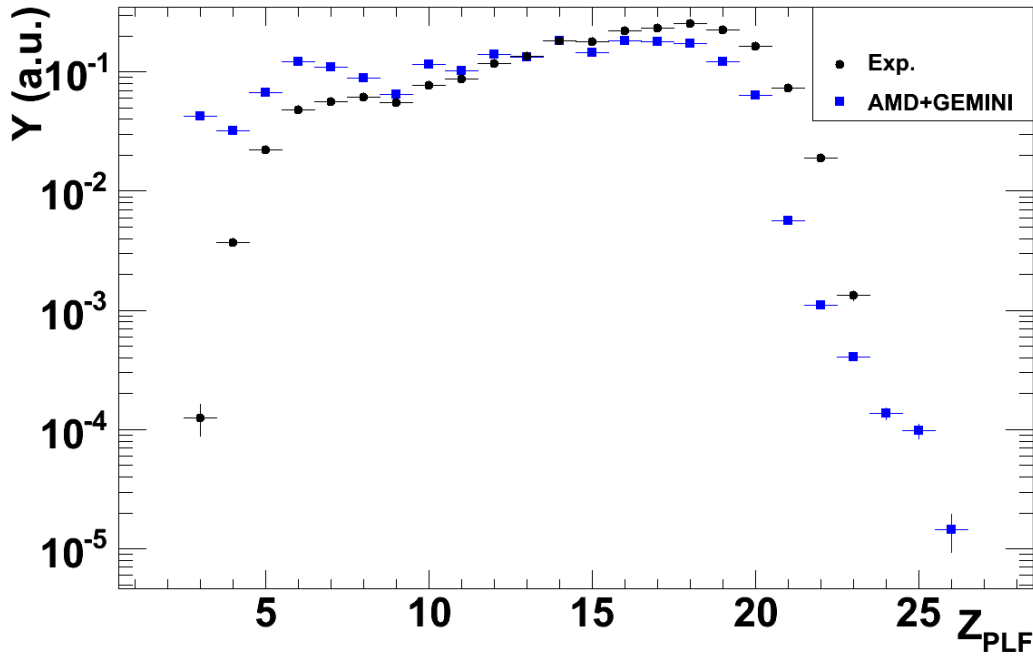


FIGURE 3.26 – Comparaison des distributions en charges PLF pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

On peut également s'intéresser aux distributions isotopiques pour différentes charges du PLF. La figure 3.28 présente les largeurs des distributions isotopiques des PLF en comparaison avec les simulations AMD+GEMINI filtrées. On remarque une importante différence quant à la largeur des distributions, alors que la valeur moyenne semble bien reproduite. Les simulations AMD+GEMINI filtrées sous-estiment les largeurs des distributions isotopiques des PLF.

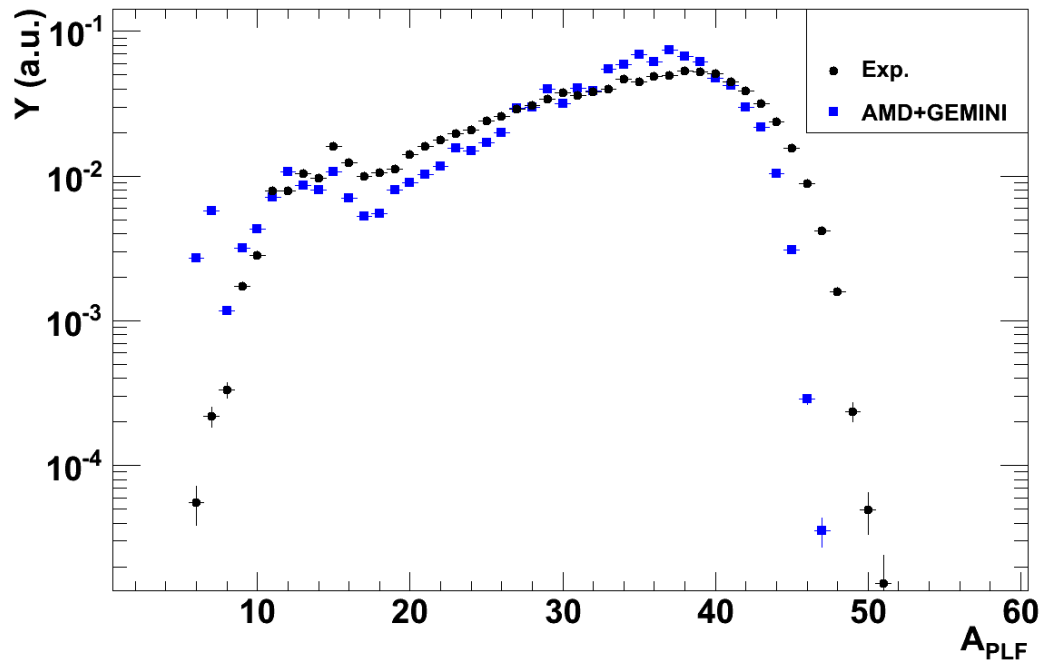


FIGURE 3.27 – Comparaison des distributions normalisées avec l'aire sous la courbe en masses des PLF pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

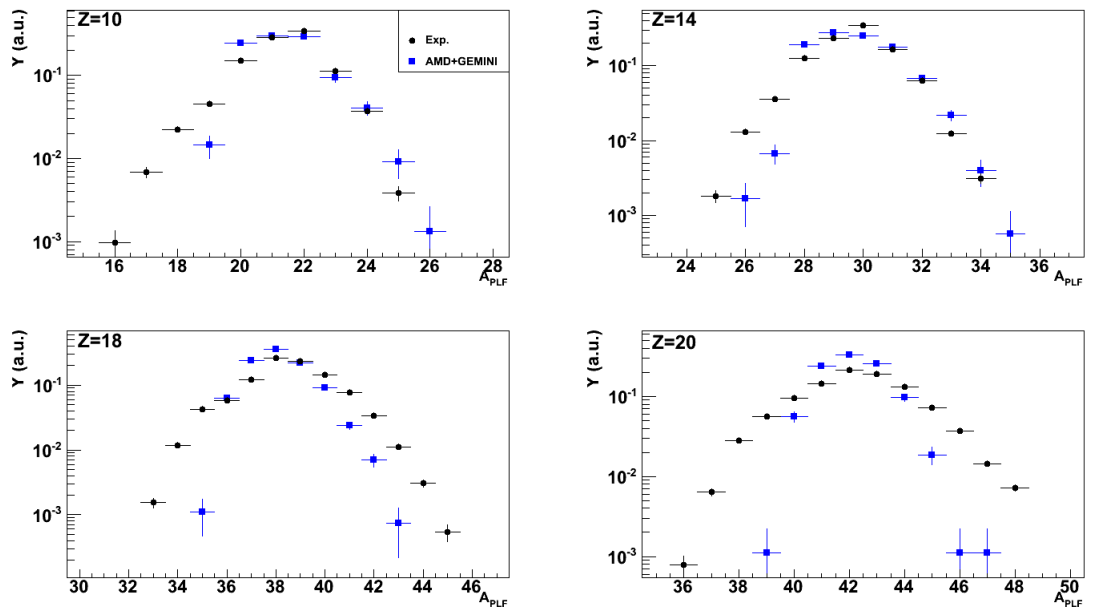


FIGURE 3.28 – Comparaison des distributions isotopiques des PLF pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

4 Analyse des réactions $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ à 35 MeV/A

Les données de la sixième campagne INDRA pour les réactions $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ à 35 MeV/A sont analysées. Dans un premier temps, ce chapitre présente la sélection d'événements effectuée pour ces données ; il sera ensuite question de l'attribution des particules liées aux différentes sources d'émission et des rapports N/Z pour les PLF. À partir des distributions isotopiques des PLF, les taux de production extraits seront utilisés dans l'étude de l'isoscaling ainsi que dans l'étude des formes des distributions isotopiques, dans le but d'extraire le coefficient d'énergie de symétrie.

4.1 Sélection des événements

Les événements pris en compte dans la présente analyse sont les suivants : nous demandons d'abord un fragment correctement identifié par VAMOS que nous associons au fragment d'évaporation du projectile. Ensuite, nous exigeons au moins un fragment émis en coïncidence détecté par INDRA avec une vitesse positive dans le référentiel du centre de masse. De cette manière, nous sommes en mesure de reconstruire les fragments primaires associés au projectile. Les propriétés que doit posséder l'événement sont donc les suivantes :

- Fragment de VAMOS associé au PLF
- Au moins un fragment chargé ($Z \geq 1$) détecté en coïncidence par INDRA avec une vitesse positive dans le référentiel du centre de masse.

Le fait d'exiger une particule chargée dans INDRA crée un biais expérimental en favorisant systématiquement des énergies d'excitation plus élevées. Ce biais est plus important pour les systèmes riches en neutrons (^{48}Ca) car il est plus difficile pour un système excité et riche en neutrons d'émettre une particule chargée qu'un neutron (non détecté par INDRA).

4.2 Propriétés des fragments

Cette section a pour but d'étudier l'ensemble des données, soit les données de VAMOS et les données d'INDRA en coïncidence.

4.2.1 Performance

Afin de voir comment se sont comportés les deux instruments expérimentaux, nous présentons la figure 4.1 montrant la somme de la charge des fragments chargés détectés ($Z \geq 1$) en fonction de la charge du PLF pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Cette somme des charges inclut le PLF détecté dans VAMOS ainsi que les charges détectées en coïncidence

par INDRA. Les lignes noire et rouge représentent respectivement une charge totale égale à 20 (conservation de la charge du projectile) et une charge totale égale à 40 (conservation de la charge du système initial). Les événements au-dessus de la ligne rouge, c'est-à-dire avec une charge totale supérieure à 40 correspondent à des événements d'empilement ou de mauvaises identifications, où il y a enregistrement de deux événements à l'intérieur d'un seul événement. Ces événements représentent un peu moins de 0.5% de l'ensemble des événements et sont éliminés de l'analyse. De manière générale, il y a une bonne détection des fragments et on remarque une efficacité marquée pour les produits du projectile. De plus, nous remarquons une évolution de la somme des fragments chargés à mesure que la charge du PLF diminue.

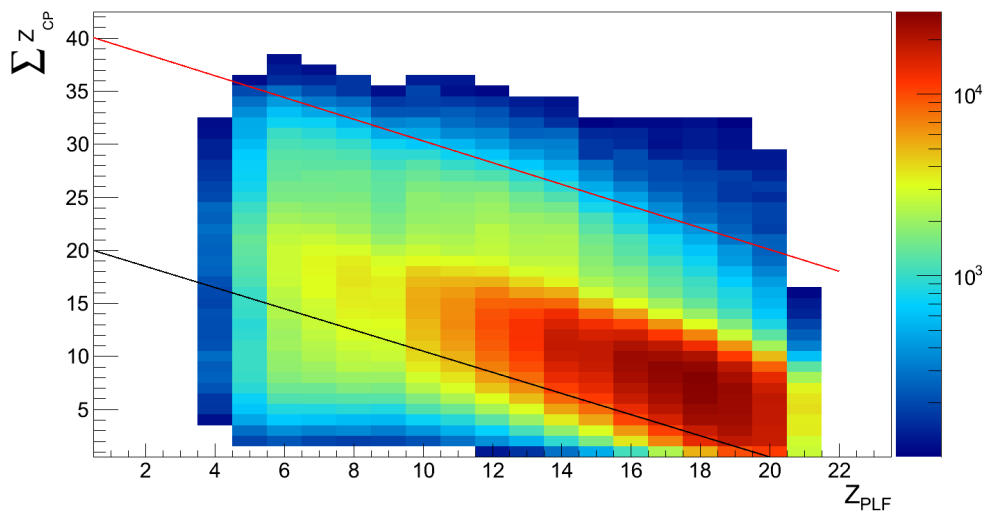


FIGURE 4.1 – Somme des fragments chargés en fonction de la charge du PLF pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Les lignes noire et rouge représentent respectivement une charge totale égale à 20 et à 40. Ici, la condition $V_{CM} > 0$ n'est pas appliquée.

Nous considérons maintenant la figure 4.2 présentant la multiplicité des particules chargées en fonction de la charge du PLF pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$. Cette multiplicité est calculée à partir de la multiplicité des particules et fragments chargés ($Z \geq 1$) détectés dans INDRA, en ne considérant que l'émission avant du centre de masse, ainsi que la multiplicité du PLF (qui est égale à 1). Une tendance logique est observée alors que la multiplicité augmente à mesure que la charge du PLF diminue. On observe une saturation lorsque la taille du PLF diminue et des fluctuations sur la multiplicité de plus en plus grandes. On observe également un effet pair-impair sur toute la gamme en charge. Cet effet consiste en une production de fragments de numéro atomique pair plus importante que les impairs. On observe une augmentation rapide pour les charges les plus élevées et ensuite une augmentation plus lente pour les charges les plus faibles du PLF. Les spectres de la multiplicité totale des particules chargées en fonction de la charge du PLF pour les différents systèmes sont donnés en annexe B.

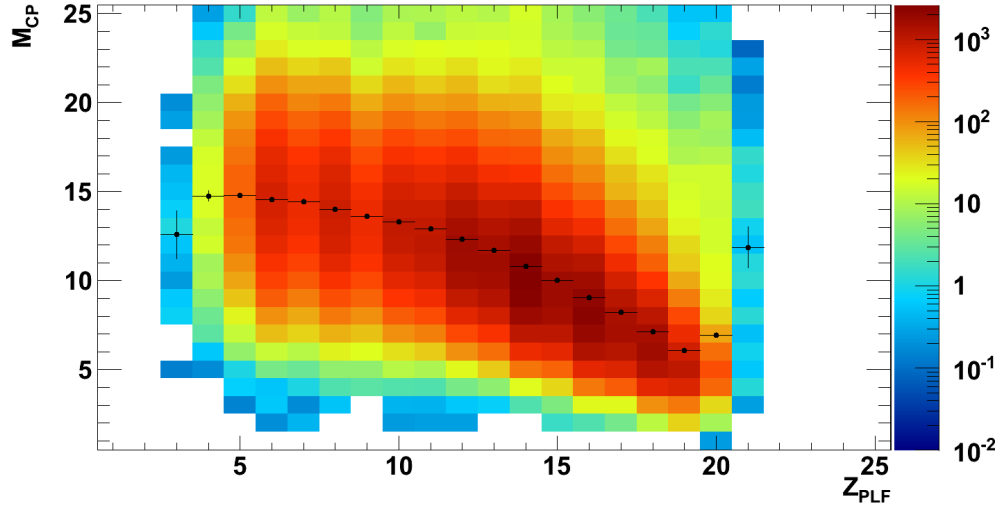


FIGURE 4.2 – Multiplicité totale des particules chargées, émises à l’avant du centre de masse, en fonction de la charge du PLF pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$. Les points noirs indiquent la multiplicité moyenne pour chaque charge du PLF.

4.2.2 Centralité

Afin de voir le degré de dissipation de l’ensemble des événements, nous dressons les spectres en énergie transverse des particules légères. Cette énergie transverse totale est donnée par :

$$E_{trans}^{tot} = \sum_{i=1}^M E_{lab}^i \sin^2(\theta_{lab}^i), \quad (4.1)$$

où E_{lab} est l’énergie du fragment i et θ_{lab} correspond à son angle θ dans le référentiel du laboratoire. Cette variable d’énergie transverse est une mesure de l’énergie totale dissipée perpendiculairement à l’axe du faisceau. Le choix de cette variable comme mesure de la centralité a été guidé par le fait que le multidétecteur INDRA a une très bonne efficacité de détection des particules légères (autour de 90%) [8, 22]. La figure 4.3 montre le spectre en énergie transverse construit à partir des particules légères ($Z=1,2$) émises à l’avant du centre de masse du système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Une superposition de l’énergie transverse des particules légères pour les PLF identifiés en Si-CsI ou ChIo-Si est également faite. Nous voyons que si l’on considère les faibles ou les hautes énergies du PLF dans le référentiel du laboratoire (soit une identification Si-CsI ou ChIo-Si), nous n’imposons pas nécessairement une condition sur la centralité de la collision. La figure 4.4 montre la superposition des spectres en énergie transverse des particules légères pour les quatre systèmes étudiés. Pour les collisions avec les plus faibles énergies transverses, nous ne remarquons peu de différences entre les systèmes. Par contre, pour les collisions les plus dissipatives, nous voyons une influence du projectile.

Puisque l’énergie transverse des particules légères ($Z=1,2$) est fortement corrélée à la centralité, nous pouvons l’utiliser afin de construire un paramètre d’impact expérimental. Nous construisons donc un paramètre d’impact expérimental qui permet d’exprimer l’énergie transverse en une valeur en fermi normalisée par rapport à l’énergie de la réaction :

$$b_{exp} = b_{max} \left[1 - \pi \left(\frac{E_{trans}^{tot}}{E_{proj}} \right) \right] \quad (4.2)$$

où

$$b_{max} = 1.2 \times (A_{proj}^{1/3} + A_{cible}^{1/3}). \quad (4.3)$$

La figure 4.5 illustre ce paramètre d'impact expérimental pour les différents systèmes. Nous voyons d'abord l'influence du système sur la valeur de b_{max} . Pour les paramètres d'impact les plus faibles, on remarque l'influence du projectile de la même manière que pour le spectre en énergie transverse. Une autre façon d'illustrer ce paramètre d'impact expérimental est le rapport b_{exp}/b_{max} , tel qu'illustré par la figure 4.6. Ce rapport illustre ainsi l'influence du projectile dans le calcul du paramètre d'impact expérimental.

Afin de savoir s'il existe une corrélation entre la centralité de la collision et la charge du PLF, nous montrons les figures 4.7 et 4.8 qui illustrent la charge des PLF en fonction de l'énergie transverse et en fonction du paramètre d'impact expérimental pour le système $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$. On superpose également la valeur moyenne de la charge pour chaque tranche en paramètre d'impact, ainsi qu'en énergie transverse pour la figure 4.7. On remarque que la corrélation entre le paramètre d'impact et la charge du PLF n'est pas forte. Même pour les collisions moins périphériques, la charge moyenne du PLF converge vers une valeur de $Z_{PLF} = 10$. Les collisions présentées seraient donc dans le domaine des collisions périphériques et semi-périphériques.

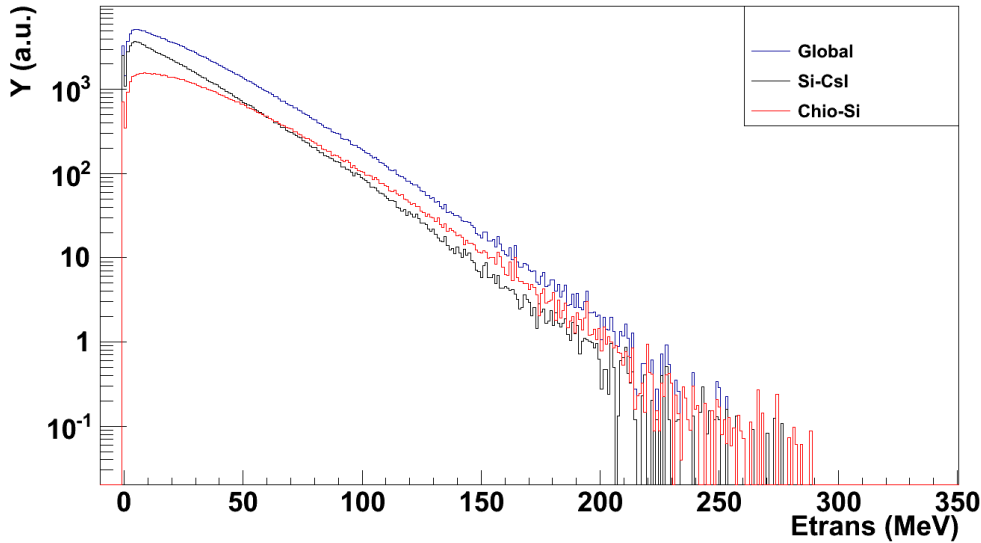


FIGURE 4.3 – Énergie transverse construite à partir des particules légères $Z=1,2$ à l'avant du centre de masse pour le système $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$.

4.2.3 Distribution en charge

La figure 4.9 présente la charge détectée par INDRA pour les différents systèmes, en coïncidence avec un fragment PLF détecté dans VAMOS. Les sélections faites sont celles

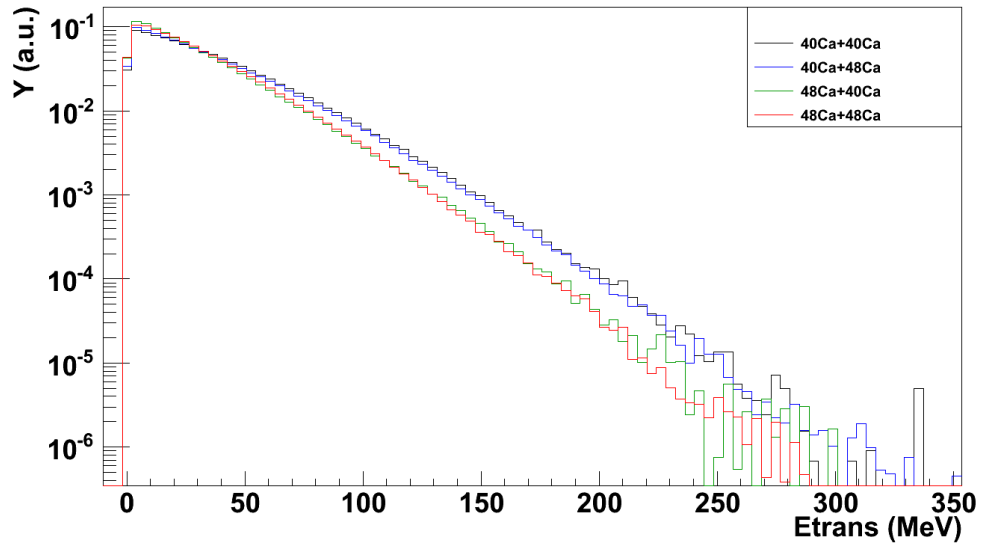


FIGURE 4.4 – Énergie transverse construite à partir des particules légères $Z=1,2$ émises à l'avant du centre de masse pour tous les systèmes à l'étude.

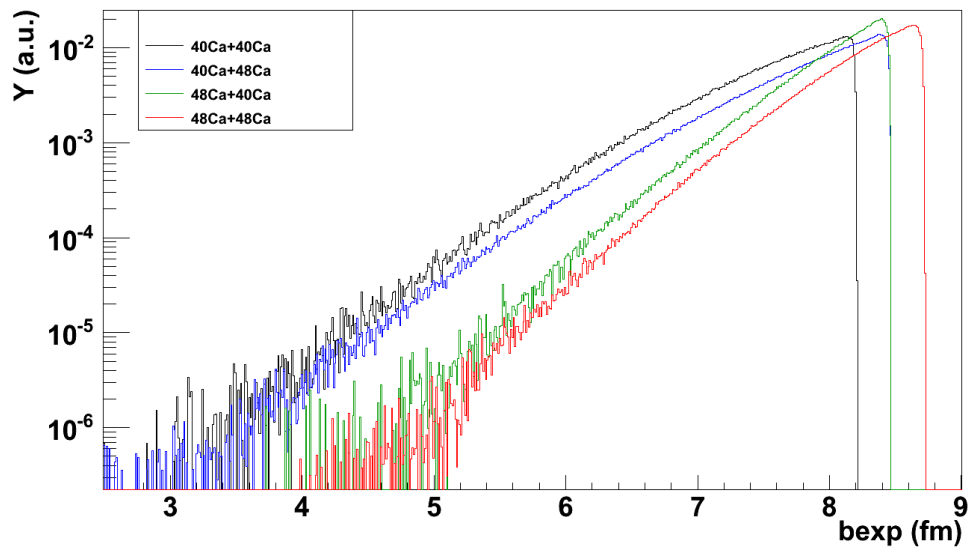


FIGURE 4.5 – Paramètre d'impact expérimental pour les différents systèmes.

présentées dans la section 4.1, à savoir un fragment détecté dans VAMOS et une particule chargée ayant une vitesse positive dans le centre de masse. On observe une grande production de particules avec une valeur de $Z=1$ et 2. De plus, on atteint des valeurs en charge détectée dans INDRA de l'ordre de 20, qui peuvent être attribuées au pile-up. En effet, la figure 4.10

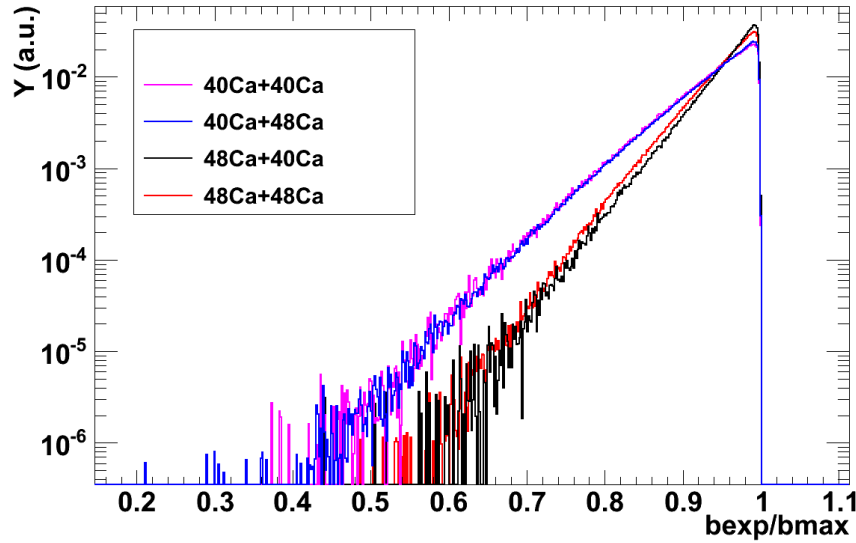


FIGURE 4.6 – Rapport du paramètre d'impact expérimental sur la valeur b_{max} pour les différents systèmes.

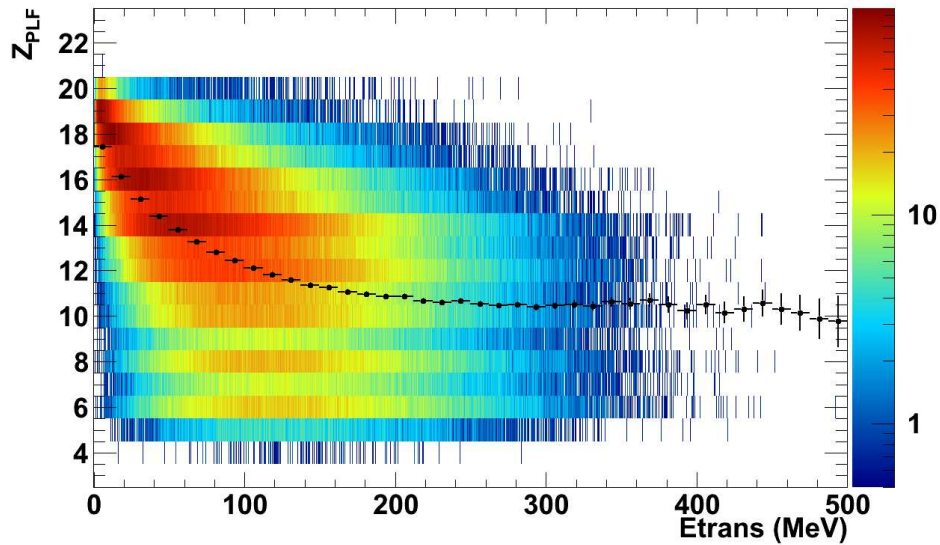


FIGURE 4.7 – Charge du PLF en fonction de l'énergie transverse pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$. Les points noirs représentent la valeur moyenne de la charge du PLF pour chaque tranche en énergie transverse.

montre la charge détectée dans INDRA en fonction de la charge détectée dans VAMOS pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Nous voyons que les fragments avec une charge $Z=20$ dans

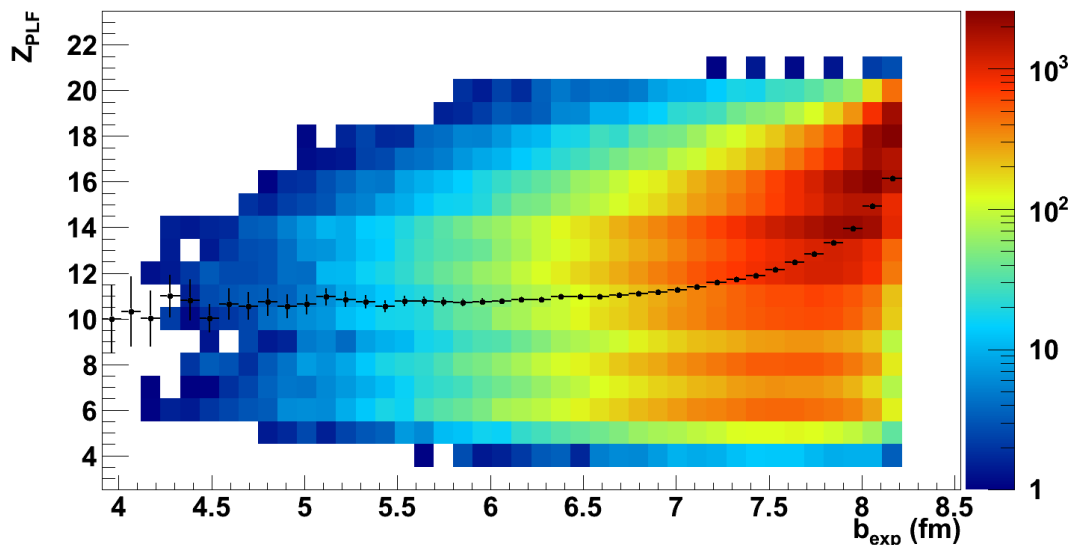


FIGURE 4.8 – Charge du PLF en fonction du paramètre d'impact expérimental pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$. Les points noirs représentent la valeur moyenne de la charge du PLF pour chaque tranche en paramètre d'impact expérimental.

INDRA sont associés à des événements de pile-up. En effet, seule la moitié avant d'INDRA est considérée. Les valeurs de $Z_{PLF} + Z_{INDRA}$ devraient normalement s'approcher de la charge du projectile, soit $Z=20$, à quelques charges de transfert près.

Alors que la production de particules légères et de fragments de masses intermédiaires est à peu près la même pour les différents systèmes, on observe une différence qui dépend de la richesse en neutrons du système à mesure qu'on s'approche à une charge égale à celle du projectile. Une différence est notée en fonction de la richesse du projectile. Pour un même projectile, une différence sur la production des fragments est également notée en fonction de la richesse en neutron de la cible. La production de fragments est plus élevée lorsqu'on compare les systèmes avec un projectile de ^{48}Ca par rapport aux systèmes avec un projectile de ^{40}Ca . De plus, pour un même projectile, la production de fragments est plus élevée pour une cible de ^{48}Ca par rapport à une cible de ^{40}Ca . Cette augmentation de multiplicités de fragments avec la richesse en neutron du système a déjà été observée dans les collisions centrales du système Xe+Sn [126, 127].

4.2.4 Distribution en vitesse

La figure 4.11 présente la distribution en vitesse parallèle dans le référentiel du laboratoire pour différentes charges PLF pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Alors que pour les charges les plus faibles, il est plus difficile de distinguer une structure quelconque, on remarque que pour les charges plus élevées, on est en mesure de distinguer deux régions. Une première région présente des événements avec une vitesse parallèle légèrement inférieure à la vitesse du projectile et une seconde région contenant des événements majoritairement entre 5 et 7 cm/ns. Ces deux régions en vitesse du PLF correspondent au passage du fragment à travers la zone morte entre le Si et le CsI.

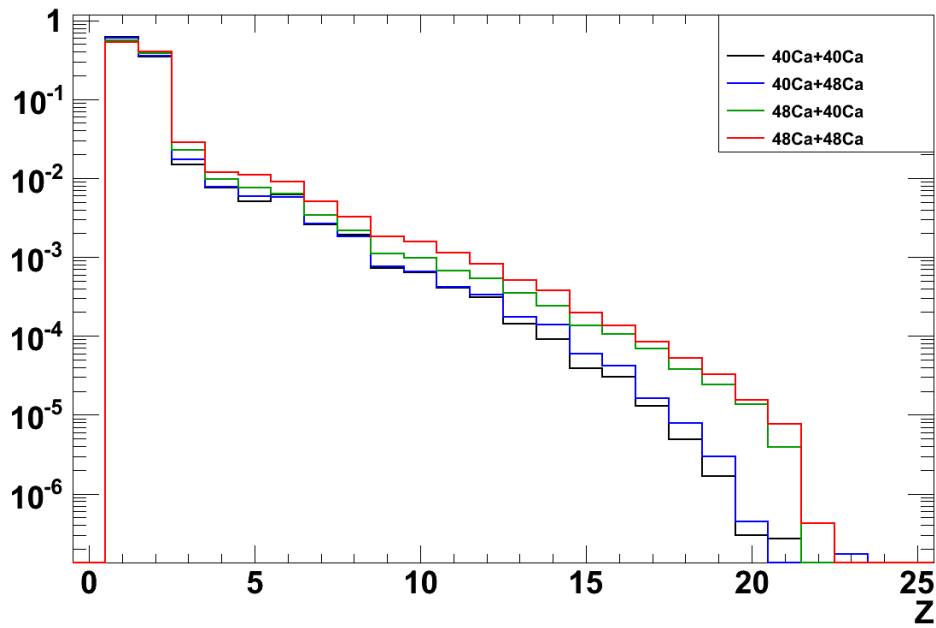
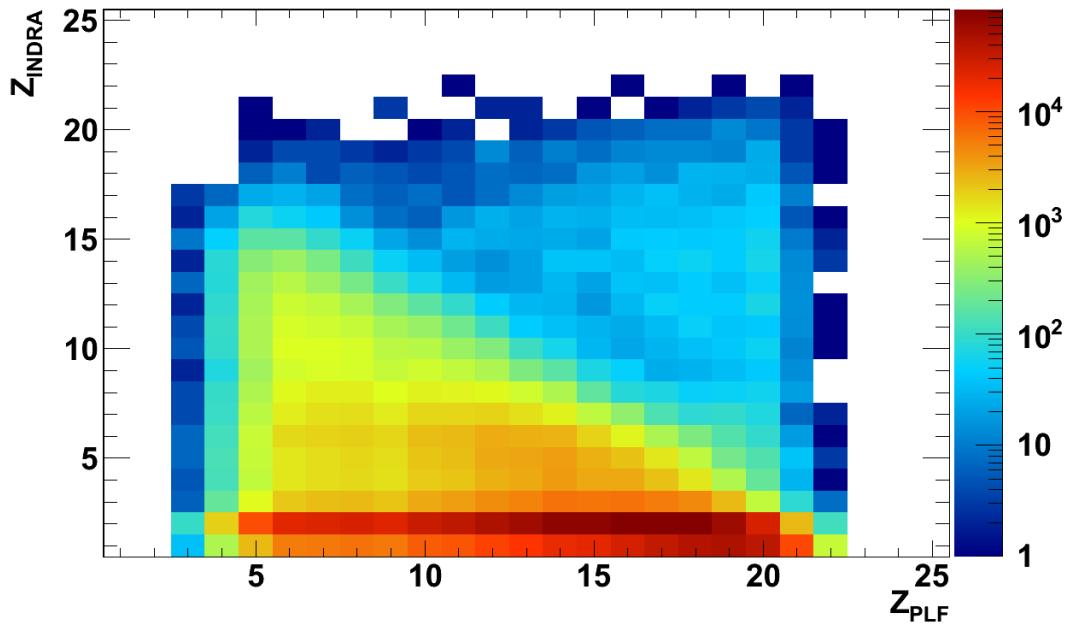


FIGURE 4.9 – Charge détectée par INDRA pour les différents systèmes.

FIGURE 4.10 – Charge détectée par INDRA en fonction de la charge détectée dans VAMOS pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

La figure 4.12 présente quant à elle la vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle dans le référentiel du laboratoire pour les PLF et les protons émis en coïncidence pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Nous voyons que les PLF sont identifiés à l'intérieur d'une plage angulaire plus restreinte que les protons émis en coïncidence. De plus, nous sommes en mesure de voir les deux sources d'émission de protons, soit le projectile et la cible, centrées autour de 8 et de 0 cm/ns respectivement.

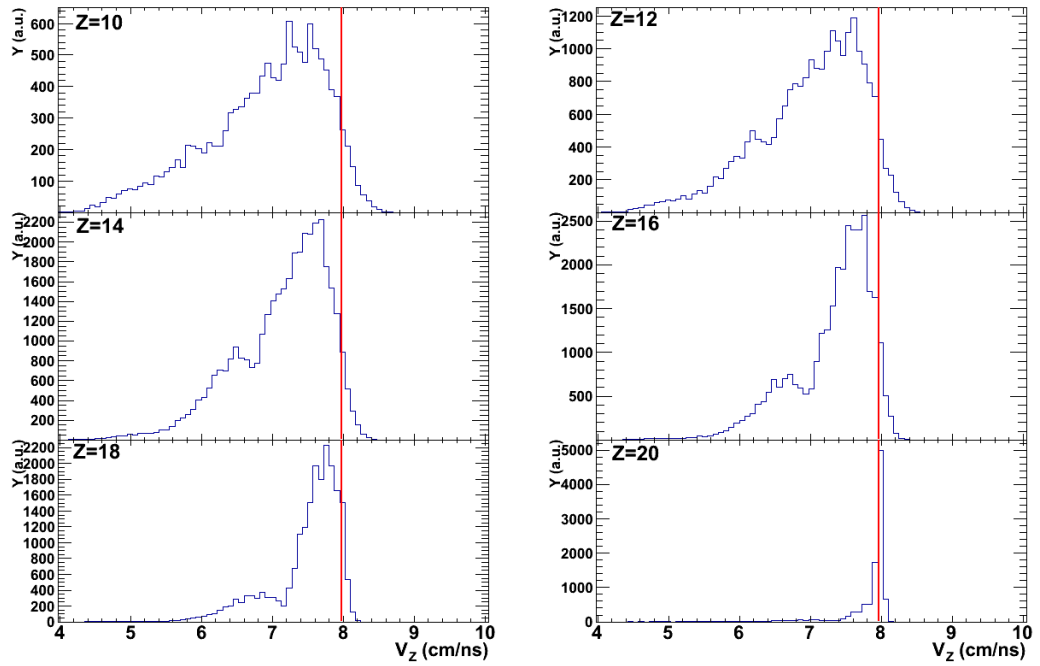


FIGURE 4.11 – Vitesse parallèle dans le référentiel du laboratoire pour différentes charges du PLF pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. La ligne rouge représente la vitesse du faisceau.

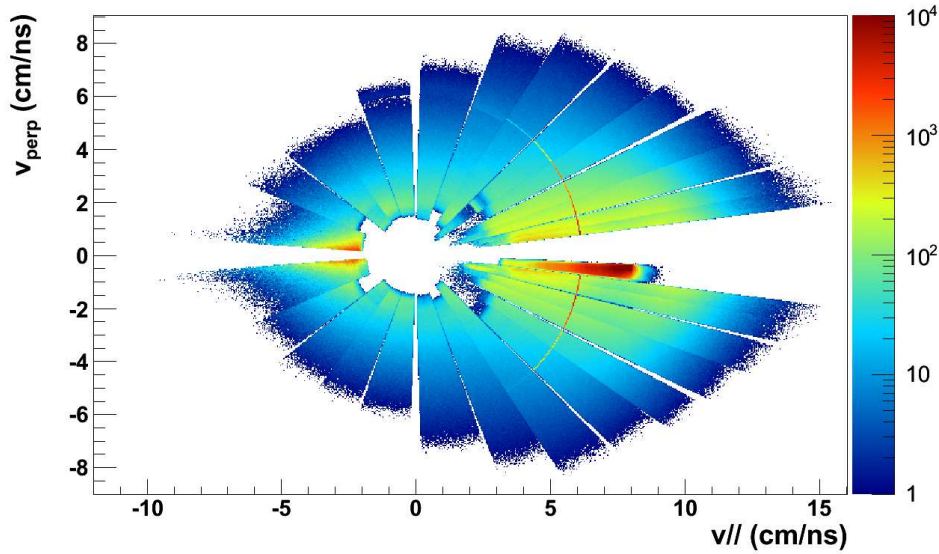


FIGURE 4.12 – Vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle dans le référentiel du laboratoire pour les PLF et les protons émis en coïncidence pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

4.3 Études des PLF

Cette section a pour but de faire l'étude des distributions isotopiques des PLF. Nous verrons d'abord comment évoluent leurs valeurs moyennes ainsi que leurs largeurs respectives. Par la suite, avec les taux de production de ces PLF, nous ferons l'étude de l'énergie de symétrie via les différentes quantités que nous avons définies au chapitre 1.

4.3.1 Étude des distributions isotopiques

On utilise les trois facteurs de normalisation ($N_{\text{faisceau}}, \epsilon_{\tau}, f_{\phi}(\theta_{\text{lab}}, \delta)$), que nous avons décrits au chapitre précédent (section 3.7), pour l'obtention des taux de production. La figure 4.13 présente les taux de production des différents systèmes pour différentes valeurs en charge PLF. Les taux de production sont obtenus pour chaque valeur de A en intégrant les distributions isotopiques, pour une valeur de Z donnée, entre A-0.5 et A+0.5. On remarque une augmentation de la valeur moyenne et de la largeur des distributions lorsqu'on étudie des systèmes riches en neutrons en comparaison aux systèmes pauvres en neutrons. Un deuxième effet pouvant être présenté est à mesure que l'on diminue la valeur en charge, l'influence du système s'amointrit. La figure 4.14 présente les valeurs moyennes et écarts-types des distributions isotopiques en fonction de la charge des PLF pour les différents systèmes à l'étude. Les valeurs moyennes évoluent de manière linéaire. La différence des valeurs moyennes entre les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ est inférieure à 1 pour Z=10, atteint 1 pour Z=15, alors que cette différence atteint 2.5 pour Z=20. La différence des écarts-types évolue à mesure que l'on s'approche de la charge du projectile. On observe une différence d'un facteur 4 entre les écarts-types des systèmes riches et pauvres en neutrons pour une charge du PLF Z=20. Cette différence diminue à mesure que la charge du PLF diminue. Les différences observées dépendent à la fois de la richesse en neutrons du projectile,

et à moindre échelle, de la richesse en neutrons de la cible.

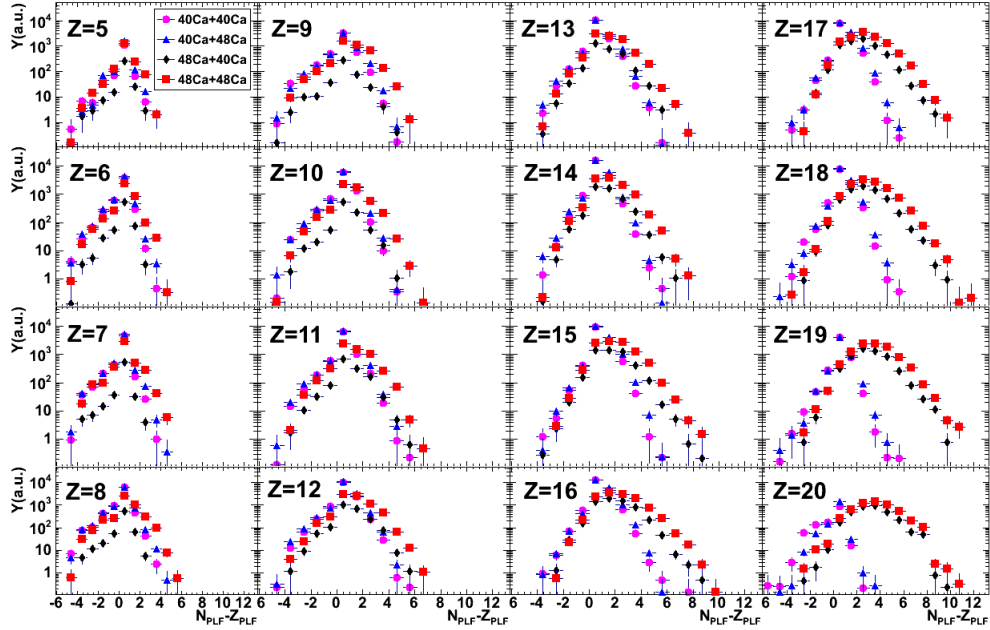


FIGURE 4.13 – Taux de production entre $Z=5$ et $Z=20$ pour les quatre systèmes étudiés.

Afin d'étudier de manière générale ces effets, on dresse le spectre de $\langle N \rangle / Z$ en fonction de la charge du PLF pour les différents systèmes, que l'on présente à la figure 4.15, où les deux lignes rouges présentent les rapports N/Z des projectiles initiaux. Pour une charge égale à celle du projectile, pour les systèmes avec le projectile de ^{40}Ca , les rapports N/Z sont les mêmes que celui du projectile initial, alors que pour les systèmes de ^{48}Ca , une perte de trois neutrons est nécessaire afin de passer d'une valeur initiale de 1.4 à une valeur autour de 1.2. Par la suite, à mesure que l'on diminue en Z , tous les systèmes tendent vers une valeur similaire. Pour les faibles valeurs de Z , la richesse en neutrons des fragments fait augmenter le rapport N/Z . Pour les valeurs de Z supérieures à la charge du projectile, la diminution du rapport $\langle N \rangle / Z$ peut être expliquée par le fait que le projectile récupère des protons, ce qui a pour conséquence de diminuer ce rapport. Cette figure montre également deux tendances, soit l'influence du projectile et l'influence de la cible. Pour les systèmes avec le projectile de ^{48}Ca , ce rapport est supérieur à celui des systèmes avec un projectile de ^{40}Ca , et une différence est observée selon la cible étudiée pour un projectile donné. Les systèmes avec une cible de ^{48}Ca ont un rapport $\langle N \rangle / Z$ supérieur par rapport aux systèmes avec une cible de ^{40}Ca . Des résultats similaires sont trouvés pour des systèmes $^{84}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$ et de $^{84}\text{Kr} + ^{112}\text{Sn}$ à une énergie de 35 MeV/A [128]. La différence observée entre les systèmes riches et les systèmes pauvres en neutrons démontre l'action du mécanisme de la diffusion d'isospin. En effet, les différences observées pour deux systèmes de même projectile dépendent de la richesse en neutrons de la cible avec laquelle le projectile interagit.

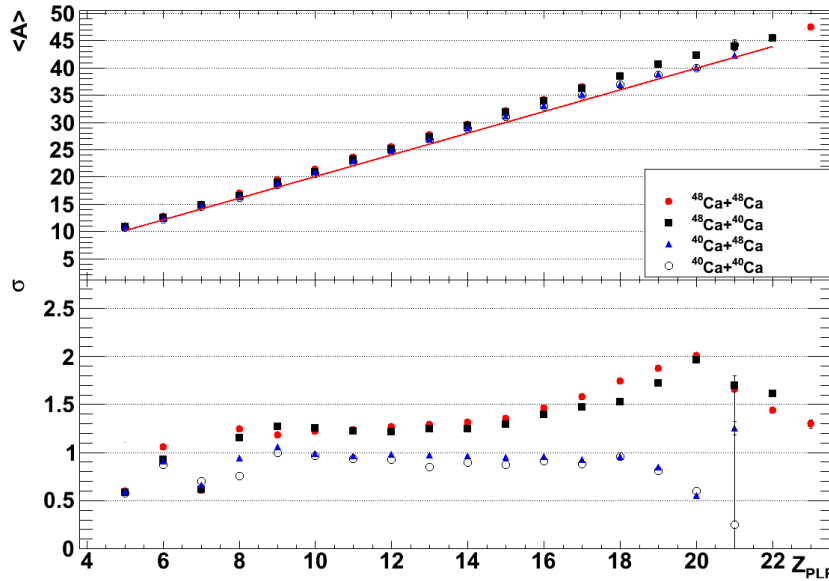


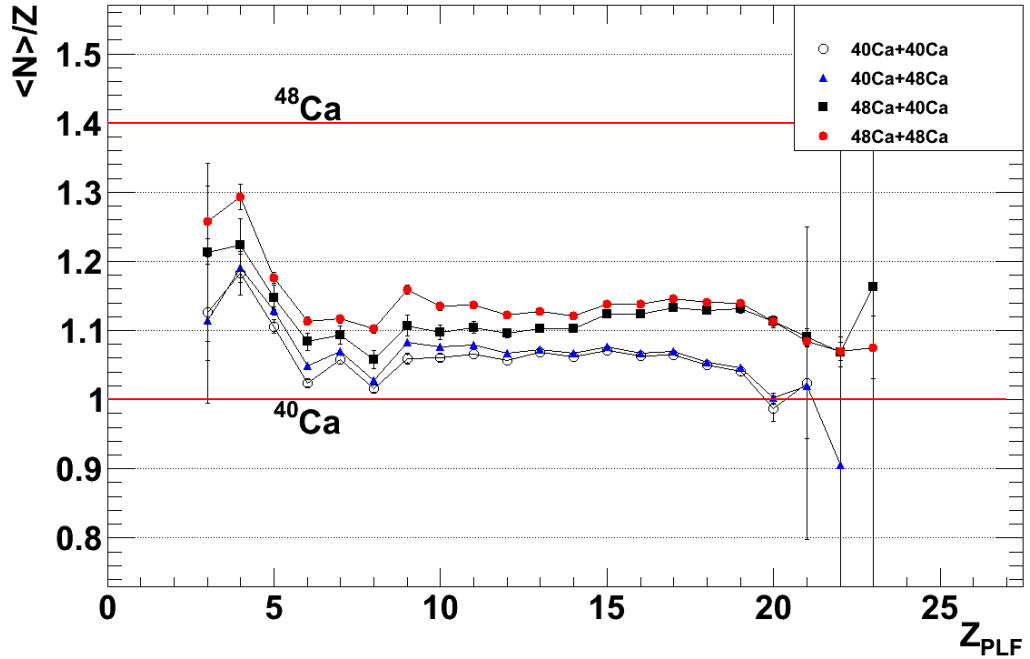
FIGURE 4.14 – Valeurs moyennes et écarts-types des distributions isotopiques en fonction de la charge du PLF pour les différents systèmes à l'étude. La ligne rouge du spectre des valeurs moyennes représente $\langle A \rangle = 2Z$.

4.3.2 Énergie de symétrie des PLF

4.3.2.1 Forme des distributions isotopiques

Tel que décrit au chapitre 1, le paramètre $\zeta(Z)$, sensible à la largeur de la distribution isotopique, nous donne une indication de la valeur de C_{sym}/T . La figure 4.16 présente d'abord la distribution $K(N,Z)$, correspondant aux logarithmes des distributions isotopiques, pour le système $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$. Chaque distribution isotopique est ajustée individuellement par l'équation 1.16 du chapitre 1 et les résultats de ces ajustements correspondent aux lignes continues de la figure 4.16. Le paramètre ζ du lissage est présenté en fonction de la valeur de Z du PLF pour l'ensemble des systèmes à la figure 4.17. Une dépendance du facteur ζ en fonction du projectile est remarquée, puisque tel que montré dans la section 4.2.2, nous étudions des événements associés à des collisions périphériques et semi-périphériques. Ces événements ont montré en section 4.3.1 une dépendance de la forme des distributions isotopiques en fonction de la richesse en neutrons du système expliquant les résultats du paramètre ζ . La figure 4.16 montre également la difficulté des ajustements à reproduire les données expérimentales. La figure 4.18 montre la valeur de χ^2 réduit calculée en fonction de la charge du PLF pour les différents systèmes. Nous voyons pour l'ensemble des systèmes de grandes valeurs du χ^2 réduits.

Pour les systèmes de projectile de ^{48}Ca , nous observons une montée graduelle du rapport C_{sym}/T , pour atteindre une valeur maximale autour de $Z=15$, pour diminuer et atteindre une valeur minimale autour de $Z=20$ et pour finalement remonter pour une charge supérieure à celle du projectile. Le minimum local atteint pour $Z=20$ se comprend par le fait que c'est pour cette valeur en charge que nous atteignons la plus large distribution isotopique (figure 4.14). L'augmentation de ζ pour une charge supérieure à celle du projectile s'explique également

FIGURE 4.15 – Rapport $\langle N \rangle / Z$ pour les différents systèmes

par la diminution de la largeur des distributions isotopiques. On note une différence de 4 unités entre les valeurs de C_{sym}/T pour $Z=5$ et $Z=15$. Contrairement aux systèmes de ^{48}Ca , les systèmes de projectile de ^{40}Ca présente une augmentation continue du rapport C_{sym}/T . Les valeurs vont de 4 à 20 pour les valeurs de Z du PLF allant de 5 à 20. Cette augmentation de 16 unités observée en C_{sym}/T est similaire aux augmentations rapportées dans [104, 129].

De manière générale, les valeurs de C_{sym}/T sont similaires pour tous les systèmes pour les valeurs de charges inférieures à 12. Pour les charges supérieures à 12, la différence marquée provient de la largeur des distributions isotopiques qui est plus étroite pour les systèmes de ^{40}Ca par rapport aux systèmes de ^{48}Ca . Les fragments riches en neutrons ont des distributions plus larges et sont donc plus excités. La condition imposée dans la sélection des événements qu'il faut au moins une particule chargée dans INDRA, sélectionne des fragments plus excités ; étant donné qu'il est plus difficile d'évaporer une particule chargée qu'un neutron, la désexcitation secondaire a également des effets sur les valeurs de ζ extraites.

4.3.2.2 Isoscaling

Nous présentons la seconde méthode afin d'extraire le rapport C_{sym}/T . Celle-ci utilise les rapports des taux de production. Nous ne posons ici aucune contrainte quant à la centralité de l'événement. Une première approche présentée dans le cadre de ce travail est d'établir les rapports sur les différents systèmes.

Les rapports des taux de production sont calculés en fonction de Z et de N . Ces résultats d'isoscaling sont présentés pour les systèmes $(^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca})/(^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca})$, $(^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca})/(^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca})$ et $(^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca})/(^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca})$. Tel que vu en introduction, pour

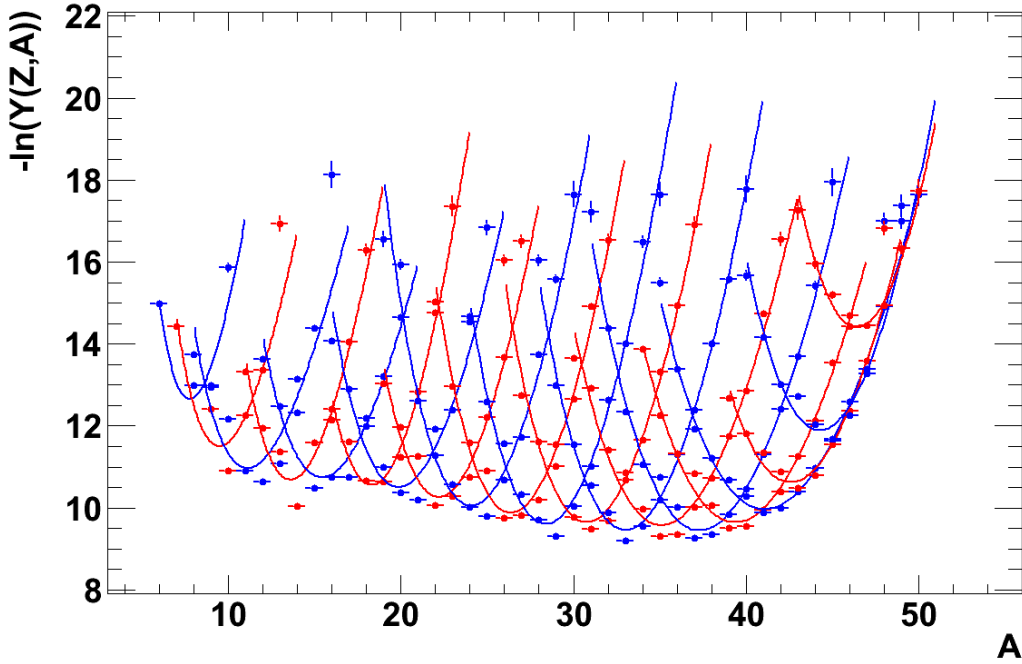


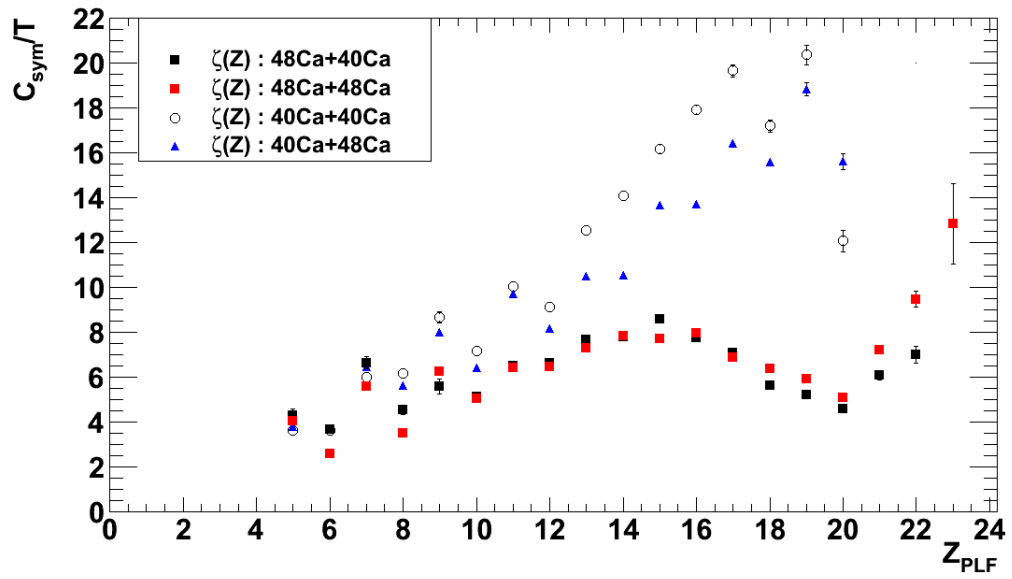
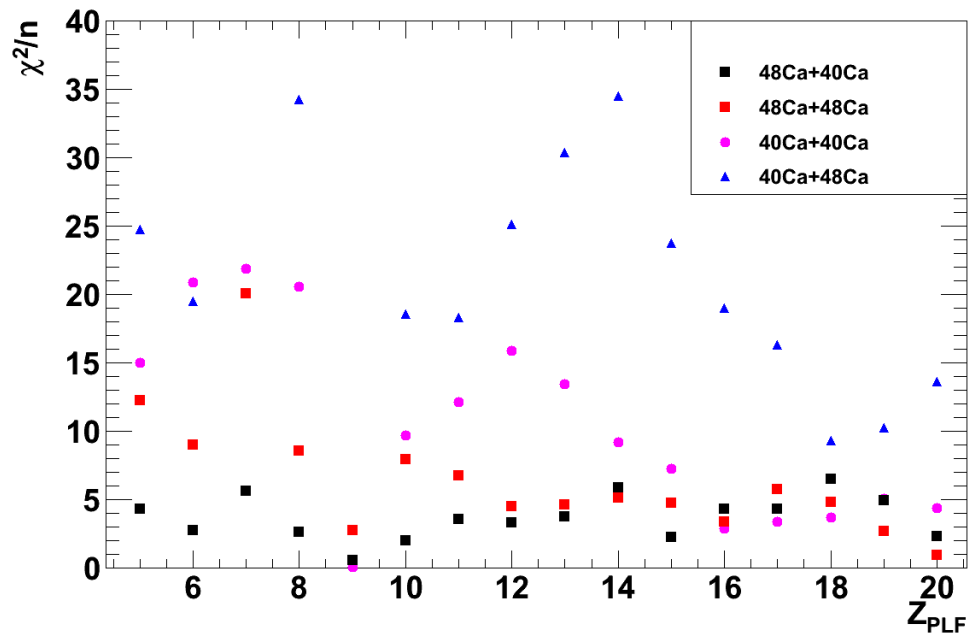
FIGURE 4.16 – Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge. Les points rouges correspondent aux charges impaires alors que les points bleus correspondent aux charges paires.

chaque valeur de Z , nous extrayons un facteur α qui peut être lié à l'énergie de symétrie. La figure 4.19 présente un exemple d'isoscaling pour les systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$. Nous notons que loin du projectile, l'isoscaling est respecté. Le détail des valeurs de Δ et de α (équations 1.7 et 1.13 du chapitre 1) obtenues pour les différentes combinaisons est donné dans l'annexe B. Pour les spectres de Δ , une augmentation de ce paramètre est observée en fonction de la charge du PLF. Cette observation fut faite lors de l'étude des distributions isotopiques, soit une différence des valeurs moyennes des distributions isotopiques entre un système riche en neutrons et un système pauvre en neutrons de plus en plus grande à mesure que l'on s'approche du projectile. Nous vérifions maintenant si nous obtenons une relation du type $\alpha = -\beta$. La figure 4.20 montre les paramètres d'isoscaling $-\beta$ en fonction de α pour toutes les combinaisons de deux systèmes. La relation $\alpha = -\beta$ semble approximativement satisfaite pour les PLF alors que nous trouvons la relation $-\beta = 1.07\alpha$. L'énergie de symétrie C_{sym}/T peut donc être extraite pour la méthode utilisant l'isoscaling.

En plus des rapports des taux de production, on dresse également le scaling $S(N)$, correspondant :

$$S(N) = R_{21}(Z, N) \exp(-Z\beta). \quad (4.4)$$

En multipliant les rapports de taux de production, on s'attend à ce que les valeurs calculées de $S(N)$ forment une ligne droite, en utilisant une échelle semi-logarithmique. Un exemple de scaling $S(N)$ est donné par la figure 4.21. Tel que vu sur la figure 4.19, nous voyons une légère augmentation du paramètre α en fonction de la charge PLF. Cette augmentation se

FIGURE 4.17 – Paramètre $\zeta(Z)$ en fonction de la valeur de Z pour les différents systèmesFIGURE 4.18 – Valeurs de χ^2 réduits extraites de l'ajustement fait sur chaque charge pour les différents systèmes.

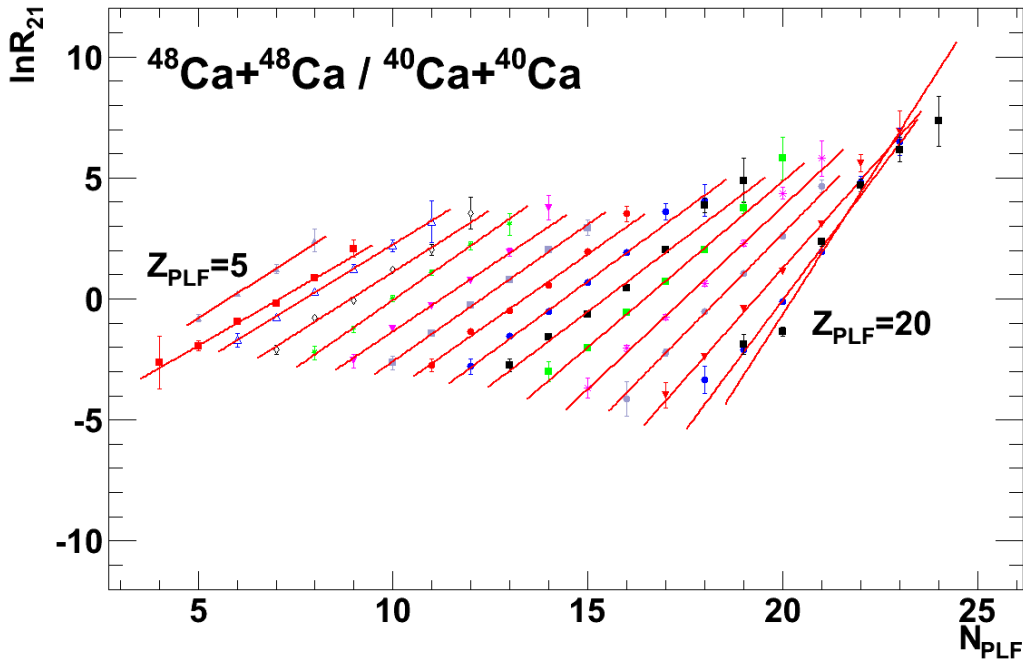


FIGURE 4.19 – Isoscaling pour les systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$

réflète sur la figure 4.21, alors que pour les charges les plus élevées, l'alignement n'est pas parfait.

La figure 4.22 montre les rapports C_{sym}/T pour les différents rapports de systèmes. Il est à noter que nous avons utilisé un système riche en neutrons en numérateur alors que nous avons utilisé un système pauvre en neutrons en dénominateur. Pour les différentes combinaison, on retrouve à peu près les mêmes valeurs. Pour une combinaison donnée, nous observons une évolution des valeurs de C_{sym}/T , c'est-à-dire une augmentation de la valeur de C_{sym}/T pour atteindre une valeur maximale autour de $Z=14-16$ pour ensuite diminuer. Ce comportement est également remarqué pour le spectre des valeurs de C_{sym}/T pour la méthode des formes des distributions isotopiques.

Cette évolution peut être comprise en étudiant les valeurs des Δ et de α (annexe B). En effet, alors que les paramètres α demeurent à peu près constants sur toute la gamme en charge (variation entre 0.2 et 0.6), nous remarquons une forte augmentation du paramètre Δ en fonction de la charge du PLF. Cette augmentation a pour conséquence de faire diminuer la valeur de C_{sym}/T pour les charges PLF supérieures à 16. De plus, un effet pair-impair sur les valeurs de C_{sym}/T pour les valeurs de Z_{PLF} entre 5 et 9 est observé. Cet effet est également observé, plus faiblement, sur les spectres en Δ .

4.3.3 Comparaison aux simulations

Nous avons vu au chapitre 3 la comparaison des distributions expérimentales en charges et en masses des PLF en avec les événements des simulations dynamiques AMD désexcités par le code statistique GEMINI. Nous allons maintenant nous intéresser aux valeurs <

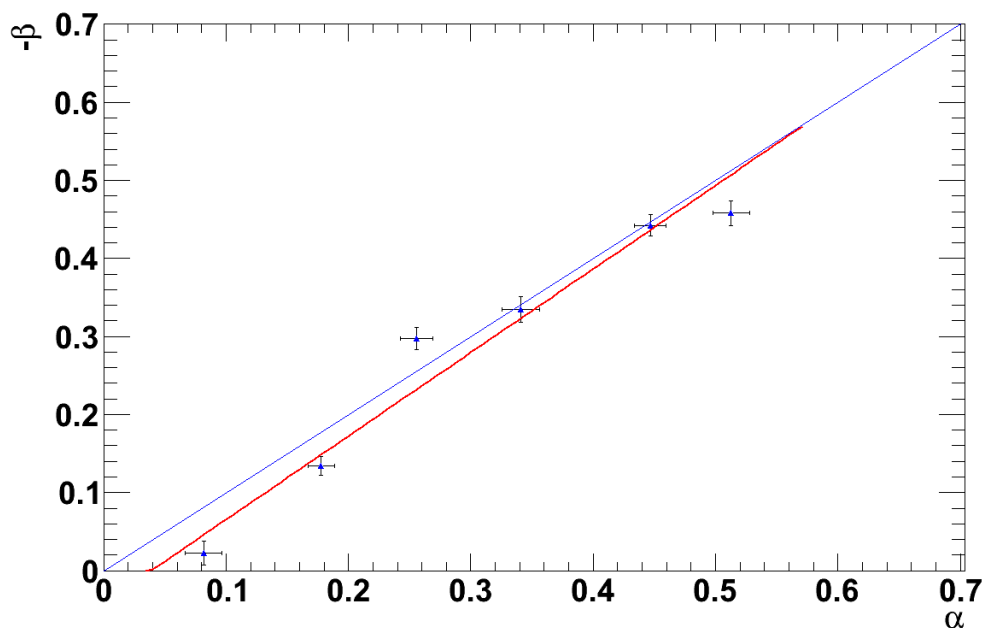
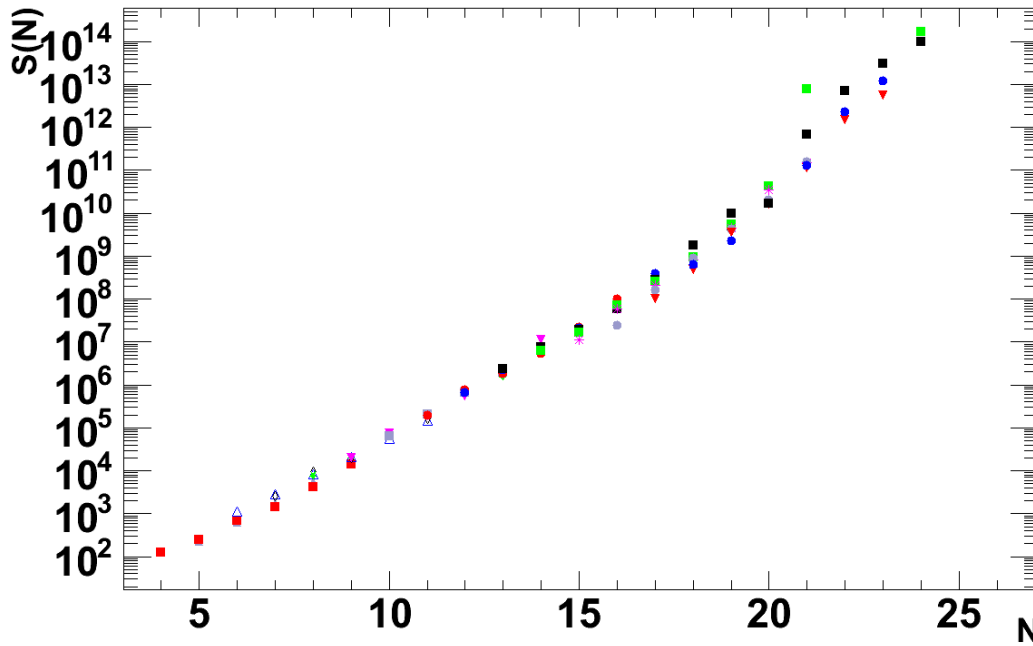


FIGURE 4.20 – Les paramètres d’isoscaling $-\beta$ en fonction de α pour toutes les combinaisons de deux systèmes. La ligne rouge représente le meilleur ajustement des données alors que la ligne bleue représente $\alpha = -\beta$.

$N > /Z$ que nous avons pu observer à la figure 4.15. La figure 4.23 montre le spectre de $\langle N \rangle / Z$ en fonction de la charge du PLF pour les différents systèmes comparés aux simulations AMD+GEMINI. Alors que les formes des distributions isotopiques ne sont pas correctement reproduites, nous avons vu que les valeurs moyennes des distributions isotopiques expérimentales et des simulations sont comparables. Cet aspect fait en sorte que la figure 4.23 présente des valeurs en $\langle N \rangle / Z$ similaires pour les données expérimentales et les simulations. De plus, tout comme les résultats expérimentaux, les simulations montrent également un effet pair-impair pour les faibles charges des PLF. Ces valeurs comparables de $\langle N \rangle / Z$ indiquent que les valeurs moyennes sont correctement reproduites.

Nous comparons maintenant les résultats du rapport C_{sym}/T obtenus expérimentalement aux calculs dynamiques AMD suivis d’une désexcitation statistique à l’aide du modèle GEMINI. Les figures 4.24 et 4.25 présentent les valeurs C_{sym}/T pour les deux méthodes en comparaison avec les simulations GEMINI.

Nous observons que la tendance est plus ou moins reproduite correctement pour les deux méthodes. Cependant, les valeurs de C_{sym}/T sont systématiquement surestimées par le calcul. Cette surestimation reflète les distributions isotopiques observées au chapitre 3 (figure 3.28), où des distributions isotopiques plus étroites sont obtenues. Le calcul montre également un effet pair-impair, tout comme les résultats expérimentaux, mais cet effet est plus atténué dans le cas des simulations.

FIGURE 4.21 – *Scaling* $S(N)$ pour les systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$

4.3.4 Comparaison des méthodes et conclusion

La comparaison entre les différentes méthodes peut être faite à partir de la figure 4.26. En comparant les valeurs C_{sym}/T obtenues par la largeur des distributions isotopiques avec les valeurs obtenues par le facteur α de l'isoscailing, deux conclusions peuvent être faites :

- L'isoscailing et la forme des distributions isotopiques pour les systèmes de projectile de ^{48}Ca nous donnent environ les mêmes valeurs ;
- Nous avons un comportement bien spécifique pour une courbe donnée correspondant à une augmentation de la valeur de C_{sym}/T , c'est-à-dire atteindre une valeur maximale et finalement redescendre.

La méthode des formes des distributions isotopiques nous donne ainsi des résultats différents pour les systèmes de projectile de ^{48}Ca par rapport aux systèmes de projectile de ^{40}Ca . Cette différence provient des distributions isotopiques, figures 4.13 et 4.14, qui diffèrent en fonction de la richesse en neutrons du système. La méthode de l'isoscailing montre des valeurs similaires pour l'ensemble des combinaisons de deux systèmes. De plus, nous notons un effet pair-impair sur les faibles charges pour les deux méthodes utilisées. Cet effet peut être expliqué par la présence d'un ou de trois isotopes stables pour une charge du PLF donnée. Ainsi, dans le cadre de ce travail, l'extraction d'une information sur l'énergie de symétrie à partir de l'étude des PLF est impossible. Tel que vu dans le chapitre 1, la désintégration secondaire a un effet sur les valeurs de C_{sym}/T extraites expérimentalement. Afin de tenir compte de cette désintégration secondaire, nous construisons le fragment à partir des PLF et des particules légères émises en coïncidence, nous permettant de nous rapprocher d'une quantité primaire.

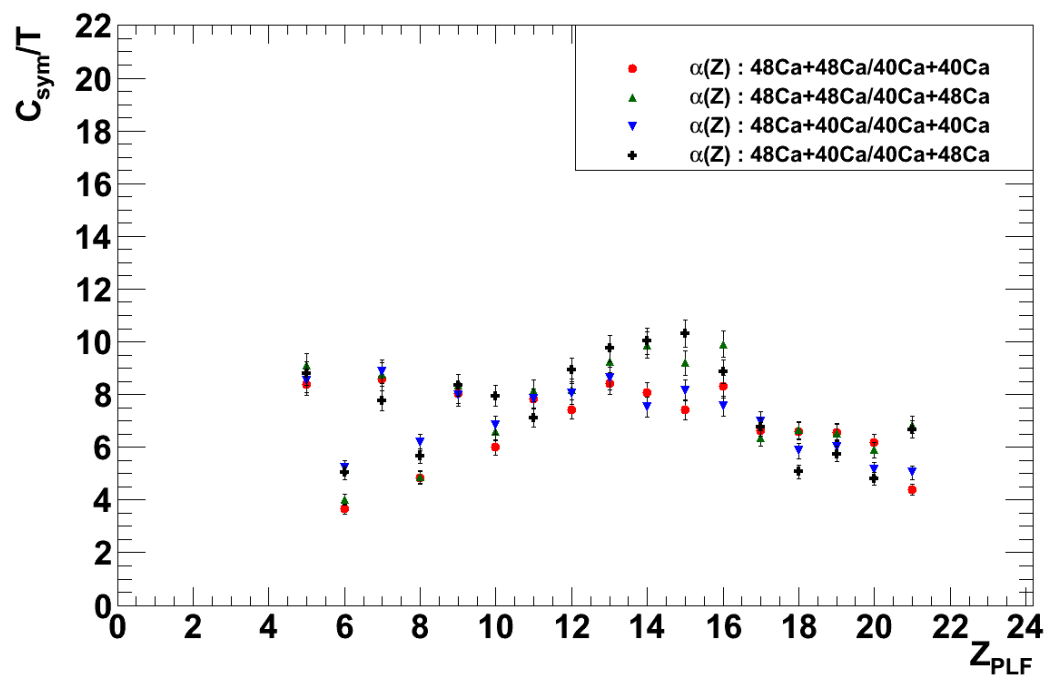


FIGURE 4.22 – Rapports C_{sym}/T pour la méthode de *visoscaling* pour les différentes combinaisons de deux systèmes

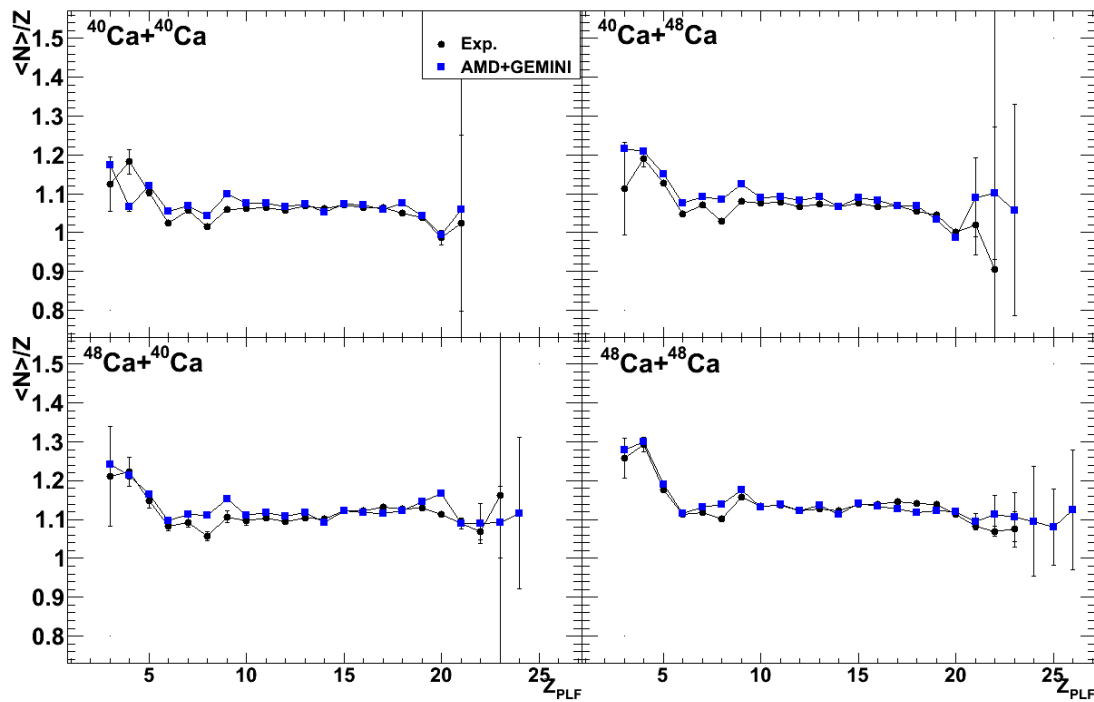


FIGURE 4.23 – Comparaison des rapports $\langle N \rangle / Z$ pour les différents systèmes. Les points noirs indiquent les résultats expérimentaux, alors que les carrés bleus indiquent les valeurs de $\langle N \rangle / Z$ pour les simulations dynamiques suivies par la désexcitation statistique.

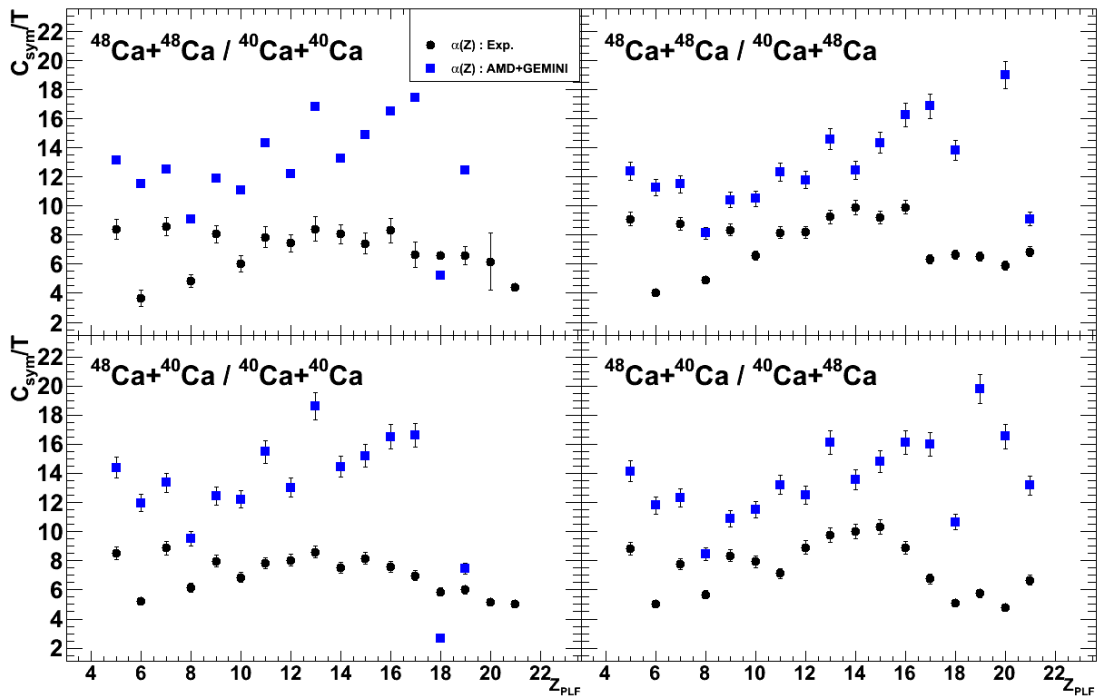


FIGURE 4.24 – Comparaison des valeurs C_{sym}/T pour la méthode de l'isoscaling. Les points noirs indiquent les résultats expérimentaux, alors que les carrés bleus indiquent les valeurs de C_{sym}/T pour les simulations dynamiques suivies par la désexcitation statistique.

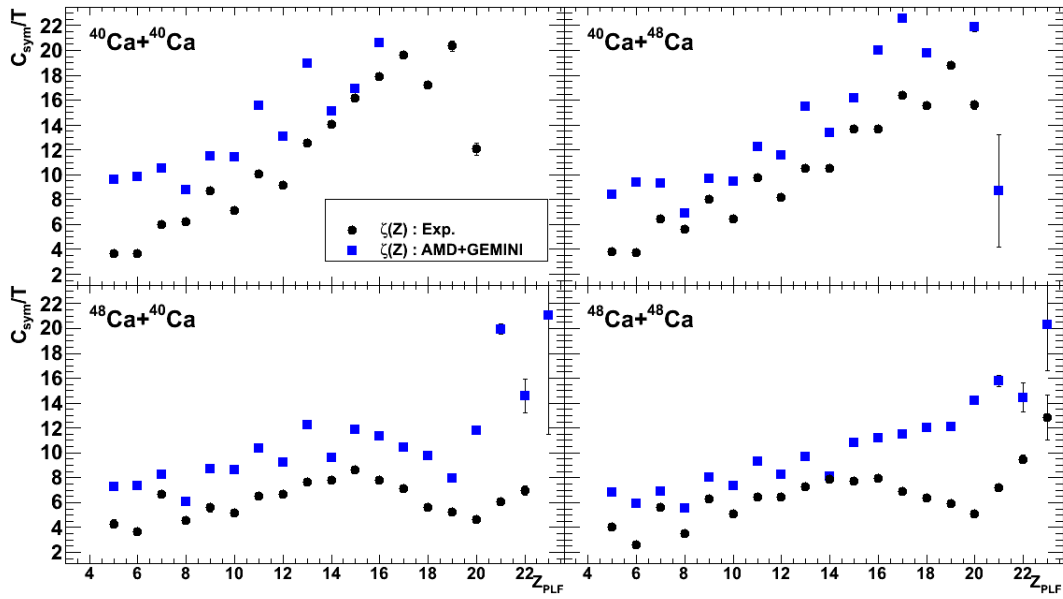
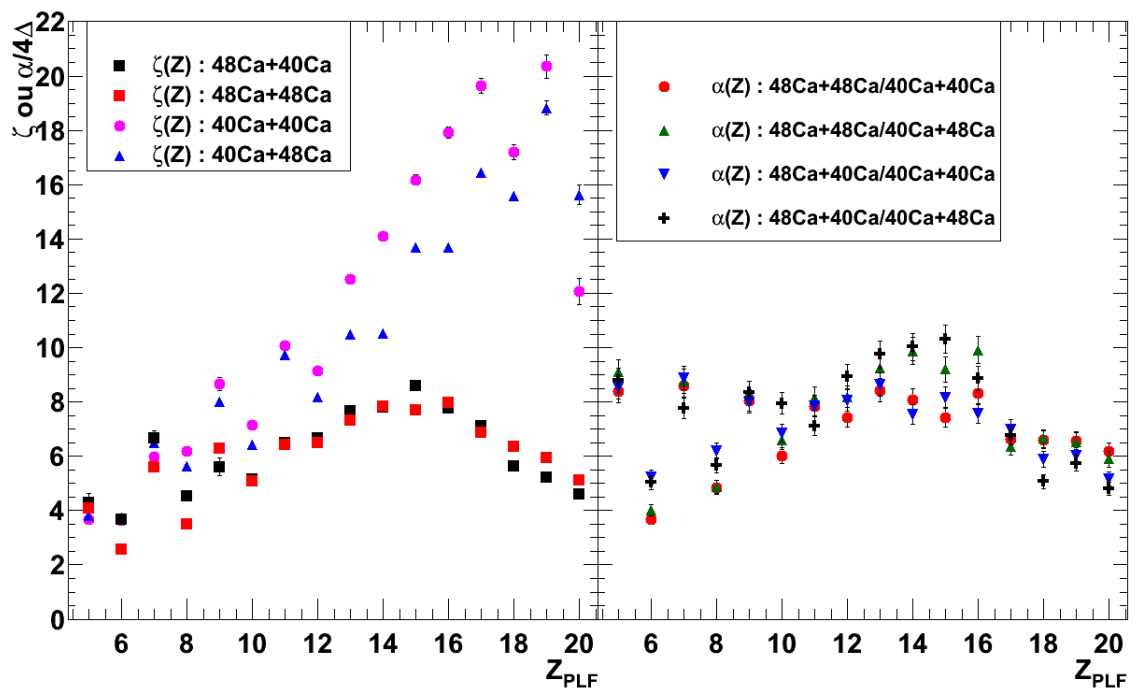


FIGURE 4.25 – Comparaison des valeurs C_{sym}/T pour la méthode des formes des distributions isotopiques. Les points noirs indiquent les résultats expérimentaux, alors que les carrés bleus indiquent les valeurs de C_{sym}/T pour les simulations dynamiques suivies par la désexcitation statistique.

FIGURE 4.26 – Valeurs de $\alpha/4\Delta$ et de ζ pour l'ensemble des systèmes pour l'étude des PLF.

5 Caractéristiques des fragments primaires

Dans le chapitre précédent, nous avons extrait les valeurs d'énergie de symétrie pour les PLF. Des prédictions suggèrent que l'énergie de symétrie peut être reliée aux fragments primaires et des calculs [63] montrent que ces valeurs dépendent fortement de la désintégration secondaire. Dans le but de considérer ces perturbations, nous désirons remonter aux fragments primaires qui ont mené à l'émission des PLF étudiés. Par contre, puisque les neutrons n'ont pas été détectés, la quantité reconstruite sera le fragment primaire sans la contribution des neutrons. Ce chapitre expose la méthode utilisée afin de reconstruire ces fragments primaires sans la contribution des neutrons. Une comparaison aux simulations va permettre de quantifier l'erreur faite en utilisant les masses sans les neutrons.

5.1 Extraction des particules évaporées

Comment déterminer si les fragments produits lors de la réaction sont chauds ou froids ? Si un fragment est modérément chaud, il se désexcite en émettant principalement des particules légères. Les particules évaporées sont corrélées avec les fragments d'où elles proviennent. Leurs énergies, par rapport au fragment, sont caractéristiques de l'évaporation. Les vitesses relatives entre les particules et les fragments détectés doivent nous renseigner sur la nature et l'origine des particules. Il est possible expérimentalement d'associer des particules à un fragment et de déterminer le degré d'excitation de ce dernier.

Ainsi, lors de collisions périphériques, des réactions binaires ont lieu alors que le QP (projectile après un échange de nucléons) se désexcite en un gros fragment que l'on nomme PLF et quelques particules légères. Lors de collisions semi-périphériques, le QP se brise en deux ou plusieurs fragments lourds excités. La désexcitation de ces fragments mènera à l'émission d'un gros fragment (PLF si émis à l'avant) avec émission de quelques particules chargées et clusters. Le but est de reconstruire le noyau parent du plus gros fragment émis à l'avant que l'on a nommé jusqu'à présent PLF. Il s'agit donc d'identifier les particules chargées émises par le fragment primaire, parent du PLF détecté.

5.1.1 Sélection des sources d'émissions

L'hypothèse de départ est que les fragments avec une vitesse dans le centre de masse supérieure à 0 appartiennent au quasi-projectile alors que les fragments avec une vitesse dans le centre de masse inférieure à 0 appartiennent à la quasi-cible. Cette hypothèse est valable uniquement pour les collisions périphériques où l'émission de particules à mi-rapidité peut être négligée. Pour les collisions semi-périphériques, nous devons tenir compte de cette émission. Nous reviendrons sur ce point plus tard.

Nous montrons à la figure 5.1 les distributions en vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle dans le référentiel du centre de masse du PLF pour les protons et alphas émis en coïncidence avec une charge du PLF égale à 18 et 10. Cette reconstruction a été effectuée en considérant le plan de réaction, c'est-à-dire en considérant en un premier temps la vitesse relative entre la particule chargée et le PLF. Nous considérons ainsi le plan perpendiculaire au vecteur vitesse du PLF. Les vitesses des particules légères sont ainsi prises à partir de ce plan. Une rotation de l'angle azimutal ϕ est faite autour de l'axe Z suivie d'une rotation de l'angle polaire θ autour de l'axe Y.

Nous pouvons distinguer les deux sources d'émission, soit le projectile et la cible. En imposant une vitesse dans le centre de masse supérieure à 0, nous éliminons la contribution provenant de la cible. Par contre, nous observons également une superposition des deux contributions autour de $V_{//} = -4$ cm/ns. Une troisième source d'émission peut être présente lors de collisions semi-périphériques menant à la rupture du quasi-projectile et/ou de la quasi-cible en deux ou plusieurs fragments. Cette troisième source peut être attribuée également à l'émission de mi-rapidité. Ces événements correspondent à la présence d'un gros fragment détecté par INDRA. Afin de distinguer les particules émises par ce fragment des particules émises du PLF détecté par VAMOS, nous nous intéressons à la vitesse relative entre chaque particule légère et le plus gros fragment détecté dans INDRA (V_{rel}^I), et la vitesse relative par rapport au PLF (V_{rel}^V). Seulement les particules respectant la condition $V_{rel}^V < V_{rel}^I$ sont associées au PLF.

La figure 5.2 présente les distributions angulaires dans le référentiel du centre de masse du PLF pour des protons et alphas émis en coïncidence avec une charge du PLF égale à 10 et 18 pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. La courbe noire ne considère aucune contrainte sur la vitesse, alors que la courbe en rouge montre les particules avec une vitesse dans le centre de masse supérieure à 0. La courbe verte, qui se superpose à la courbe rouge, montre les particules avec les conditions sur la vitesse dans le centre de masse ainsi que sur les vitesses relatives. En considérant les courbes avec les contraintes de vitesses dans le centre de masse et des vitesses relatives, nous observons que la distribution n'est pas isotrope. L'isotropie de cet angle signifie une désexcitation du fragment parent en équilibre thermique. Cette distorsion peut avoir deux origines. Le premier effet est le moment angulaire emporté par le fragment auquel cas la distribution de l'angle d'émission de la particule légère présenterait une forme en U. Le deuxième effet est causé par le fait de détecter les fragments dans VAMOS d'un seul côté de la direction du faisceau, dans un angle azimutal limité (entre 210° et 300°). Ce dernier effet a été simulé avec un calcul AMD, suivi d'une désexcitation statistique avec le code GEMINI puis filtré par le dispositif expérimental. La figure 5.3 présente les distributions angulaires dans le référentiel du centre de masse du PLF pour des protons et les charges $Z \leq 2$ émis en coïncidence pour une charge du PLF égale à 10 et 14 pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Nous voyons que nous obtenons un accord correct entre les simulations et les résultats expérimentaux.

Nous avons simulé l'effet du moment angulaire avec le modèle statistique GEMINI. Le calcul a été effectué pour un noyau de ^{48}Ca excité à 144 MeV avec quatre valeurs de moment angulaire, soit 0, 15, 45 et 60 \hbar . Ces événements ont été filtrés. La distribution obtenue est isotrope pour les valeurs 0 et 15 \hbar mais présente une distribution en forme de U pour les valeurs de 45 et 60 \hbar . La figure 5.4 montre les simulations AMD+GEMINI pour les distributions angulaires pour des alphas pour deux valeurs du moment angulaire, soit 0 et 45 \hbar , où nous voyons l'influence du moment angulaire. Nous avons regardé les valeurs du moment angulaire obtenues par le code dynamique AMD, où la voie d'entrée est considérée. En effet la distribution du moment angulaire des fragments primaires est faible et est piquée entre 5 et 8 \hbar , avec une large queue de distribution.

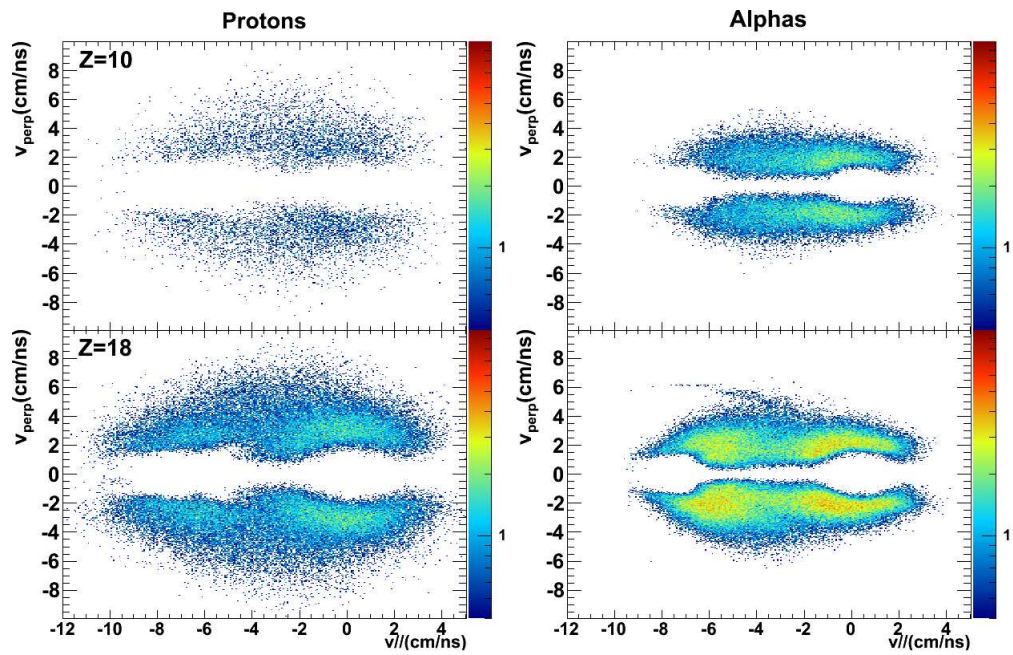


FIGURE 5.1 – Spectres de la vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle dans le référentiel du centre de masse du PLF pour des protons et alphas émis en coïncidence avec une charge du PLF égale à 10 et 18 pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

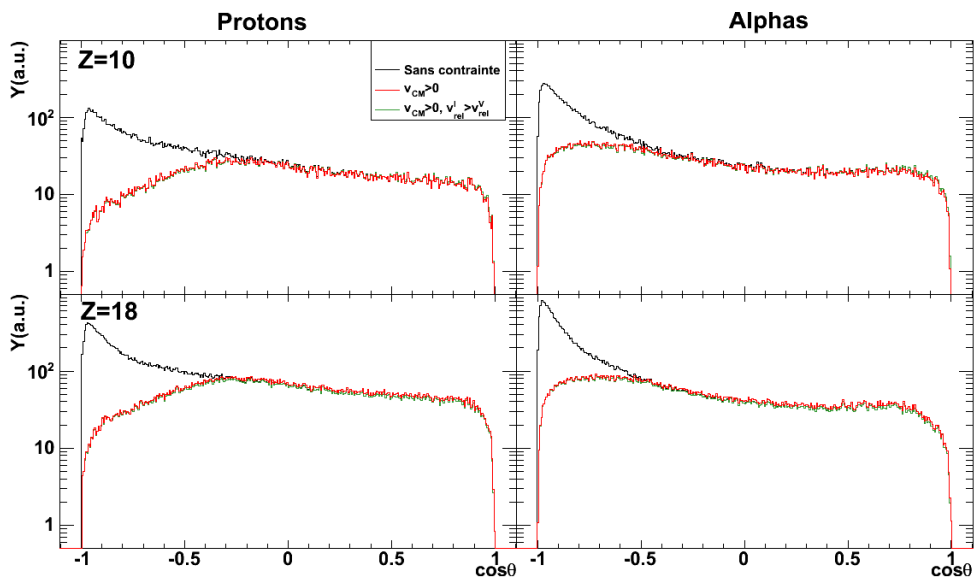


FIGURE 5.2 – Distributions angulaires dans le référentiel du centre de masse du PLF pour des protons et alphas émis en coïncidence pour une charge du PLF égale à 10 et 18 pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

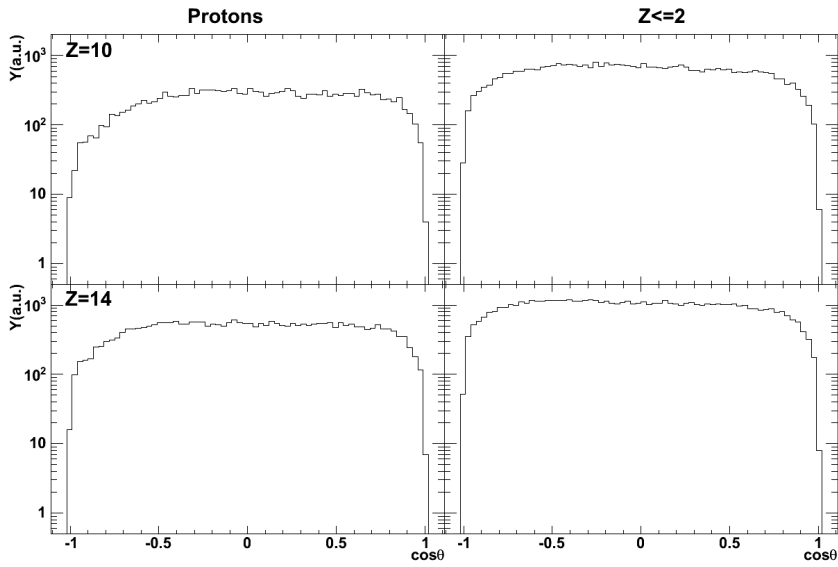


FIGURE 5.3 – Simulations AMD+GEMINI filtrées pour les distributions angulaires dans le référentiel du centre de masse du PLF pour des protons et les charges $Z \leq 2$ émis en coïncidence pour une charge du PLF égale à 10 et 14 pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

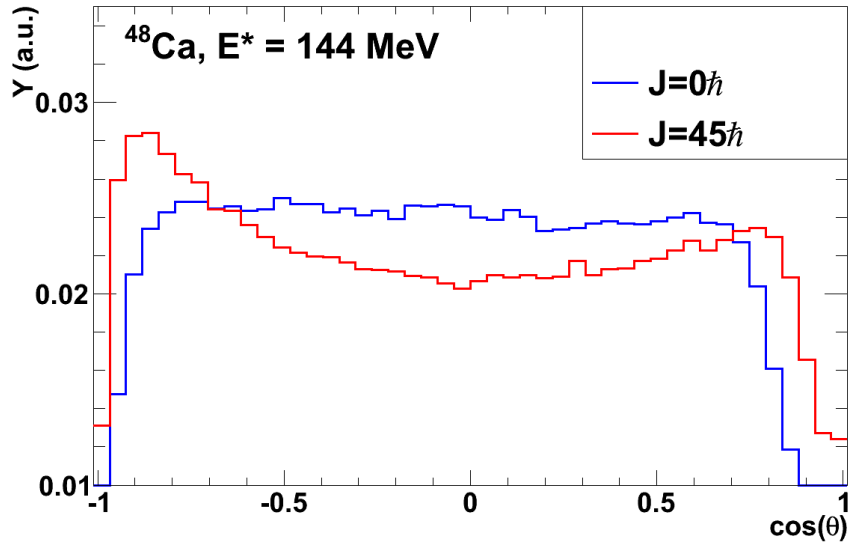


FIGURE 5.4 – Simulations GEMINI filtrées pour les distributions angulaires dans le référentiel du centre de masse du PLF pour des alphas pour la désexcitation d'un noyau de ^{48}Ca à une énergie d'excitation de 144 MeV avec deux valeurs de moment angulaire.

5.1.2 Étude des multiplicités

La figure 5.5 présente les multiplicités des particules légères chargées ($Z=1,2$) en fonction du Z_{PLF} pour les différents systèmes. On remarque une tendance générale pour tous les systèmes et pour tous les fragments, soit une augmentation de la production avec une diminution de la charge Z . On remarque que les multiplicités des protons et des alphas atteignent une valeur maximale de 1.8 alors que les autres fragments ont des multiplicités moyennes plus faibles. Ces faibles multiplicités sont signe d'une énergie d'excitation des fragments peu élevée. Nous voyons que la production des protons et des hélium-3 diminue quand le rapport N/Z du système augmente. La production des tritons et des hélium-6 augmente quand le N/Z du système augmente. Ces effets sont liés au nombre de neutrons disponibles à l'intérieur du système, car un plus grand nombre de neutrons facilite la production de fragments riches en neutrons. Un autre effet intéressant est la diminution de la production des alphas et des deutons lorsque le N/Z du système augmente. Cet effet est présent jusqu'à une valeur de $Z_{PLF}=13$. Cette tendance est ensuite inversée pour les valeurs supérieures à 13.

Cette étude a été faite sur la charge Z du PLF ; le même exercice peut être fait pour chaque isotope d'une charge donnée, qui est montré par les figures 5.6 à 5.13 pour les différents systèmes. Ces figures présentent les multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges paires et impaires. Dans le cas des systèmes de projectiles de ^{40}Ca , nous observons une augmentation des multiplicités des protons et des hélium-3 avec la richesse en neutrons des isotopes et une diminution très légère pour les multiplicités de triton et d'hélium-6. Pour les systèmes avec un projectile de ^{48}Ca , nous observons presque la même tendance mais plus marquée dans la diminution des tritons, les multiplicités des protons étant pratiquement constante. Les multiplicités des alphas et des deutons présentent un maximum à $N-Z=0$.

5.1.3 Rapports $^3\text{H}/^3\text{He}$

Une façon de connaître de manière approximative l'émission des neutrons est de calculer le rapport $^3\text{H}/^3\text{He}$. En supposant l'émission des nucléons statistiquement indépendante, le rapport des taux de production nous conduit directement au rapport neutron/proton :

$$\frac{Y(^3\text{H})}{Y(^3\text{He})} = \frac{P(^3\text{H})}{P(^3\text{He})} \approx \frac{P^2(n)P(p)}{P(n)P^2(p)} \approx \frac{N}{Z}, \quad (5.1)$$

où les $P(i)$ sont les probabilités d'émettre la particule i . En plus d'approximer l'émission des neutrons, le taux de production des particules légères est une observable importante permettant de connaître la dépendance en densité de l'équation d'état [130, 131]. La figure 5.14 présente le rapport des multiplicités de ^3H et de ^3He pour les différents systèmes. Alors que les systèmes du projectile de ^{40}Ca présentent des résultats similaires, nous voyons une disparité entre les deux systèmes utilisant le projectile ^{48}Ca . Pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$, on observe une constance du rapport $Y(^3\text{H})/Y(^3\text{He})$ autour de 3 et une augmentation à partir de $Z=16$. Le même comportement est remarqué pour le système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$, soit une constance du rapport autour de 2 et une augmentation du rapport à partir de $Z=19$. Pour le système de $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$, on remarque une faible diminution du rapport qui ensuite augmente à partir d'une charge $Z=18$. Le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ montre quant à lui une constance autour de 0.7 et une augmentation à partir d'une charge de $Z=18$. D'après [130], le rapport des multiplicités $M(n)/M(p)$ est approximativement égal au rapport $M(t)/M(^3\text{He})$ au-dessus d'une énergie de 20 MeV/A.

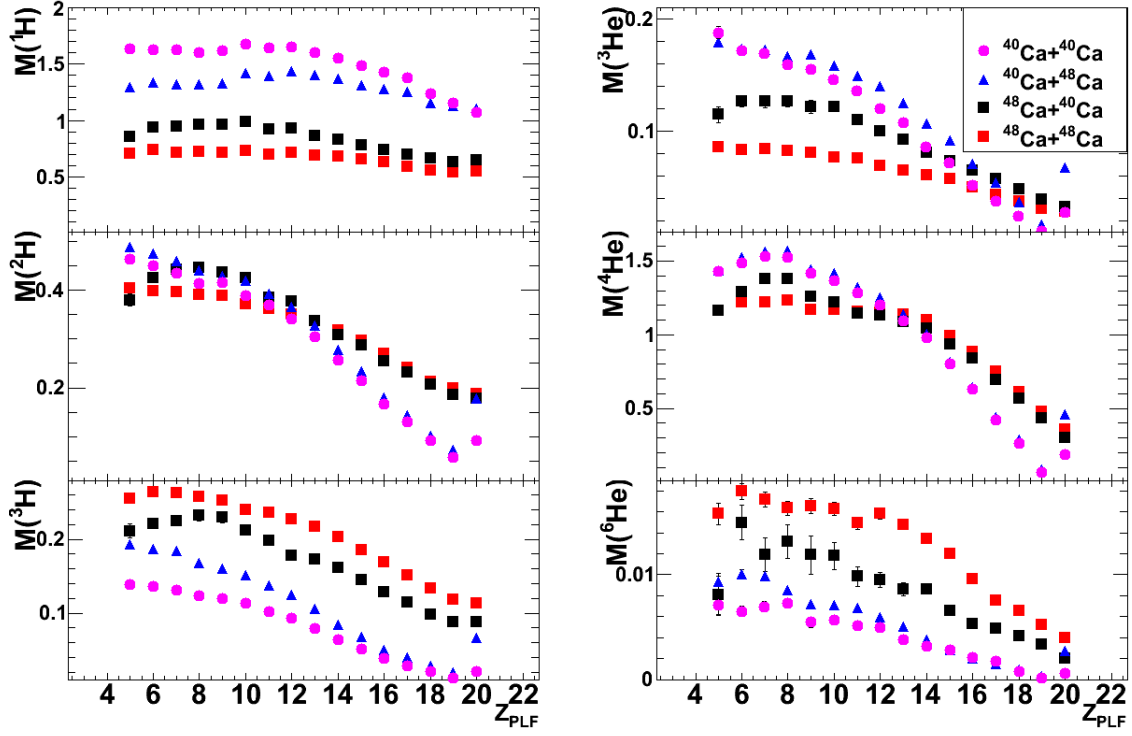


FIGURE 5.5 – Multiplicités des particules légères chargées ($Z=1,2$) en fonction de la charge du PLF pour les différents systèmes.

5.2 Fragments primaires

Avec les multiplicités de particules légères extraites précédemment, il est possible de reconstruire le fragment primaire qui a produit le PLF en supposant que les particules sont émises par cette source. On pourra également calculer l'énergie d'excitation de cette source. Nous contruisons ainsi deux quantités Z_{primaire} et A_{primaire} :

$$Z_{\text{primaire}} = Z_{\text{PLF}} + \sum_i M_i Z_i \quad (5.2)$$

$$A_{\text{primaire}} = A_{\text{PLF}} + \sum_i M_i A_i + Mn, \quad (5.3)$$

où M_i représente la multiplicité de la particule chargée Z_i et de masse A_i pour l'événement i . Pour la détermination de A_{primaire} , la non-détection des neutrons fait en sorte que nous devons nous tourner vers l'observable qu'est la masse du fragment primaire sans la contribution des neutrons pour étudier les quantités primaires :

$$A_{\text{primaire}} - N = A_{\text{PLF}} + \sum_i M_i A_i. \quad (5.4)$$

Nous rappelons que les particules chargées doivent avoir une vitesse dans le référentiel dans le centre de masse positive.

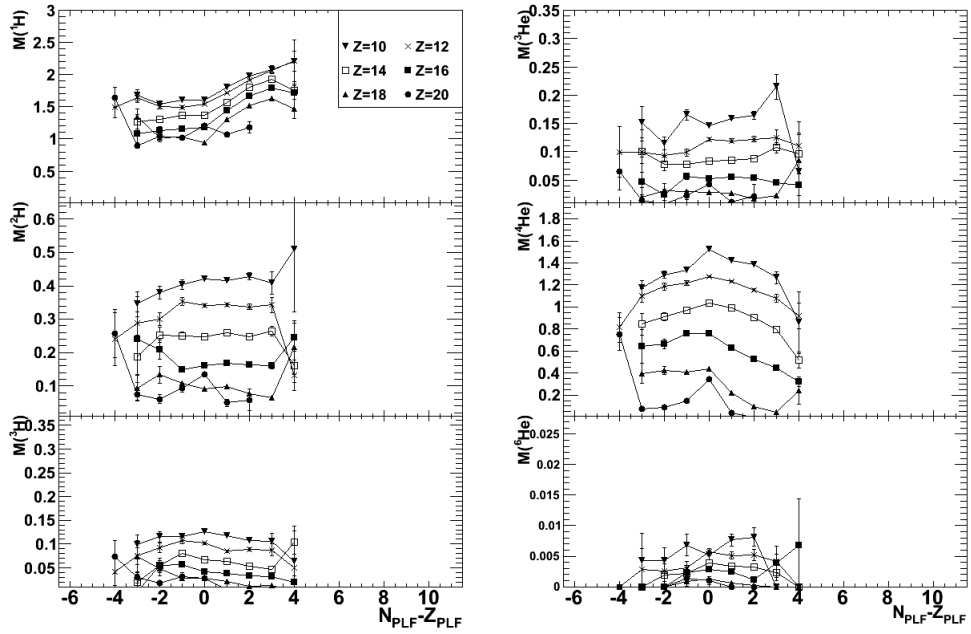


FIGURE 5.6 – Multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges paires du système $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$.

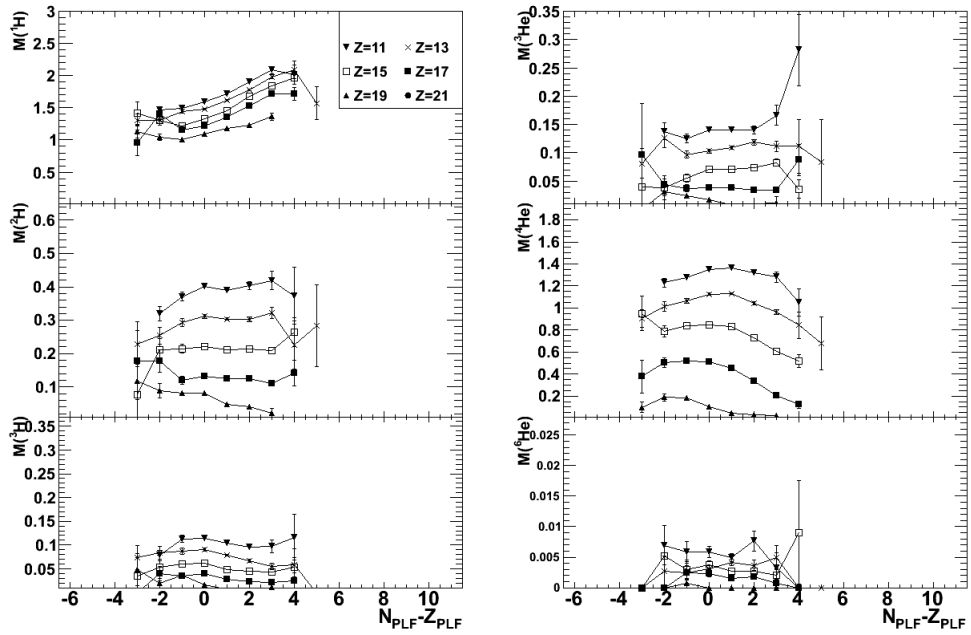


FIGURE 5.7 – Multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges impaires du système $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$.

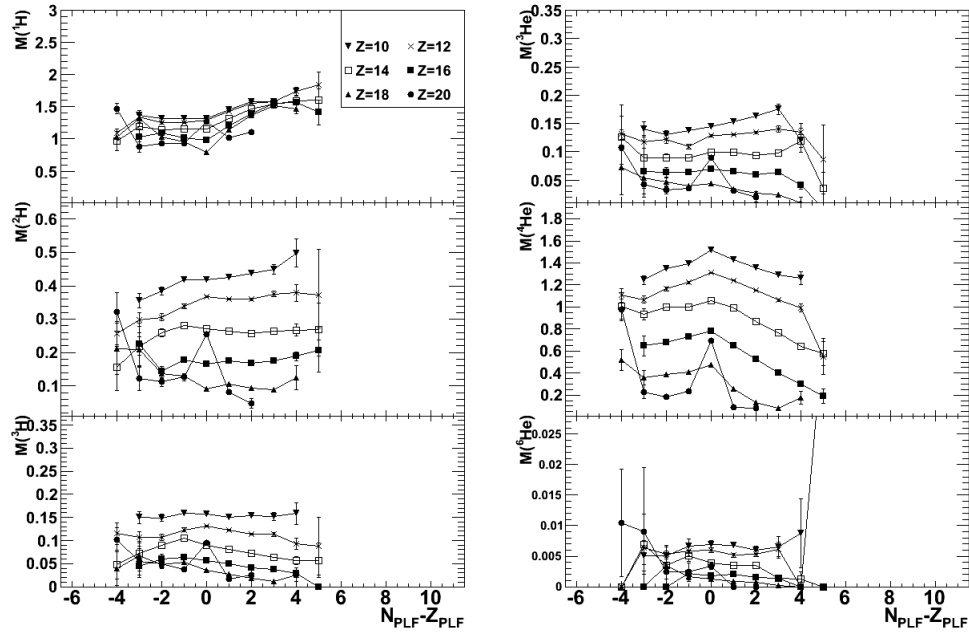


FIGURE 5.8 – Multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges paires du système $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$.

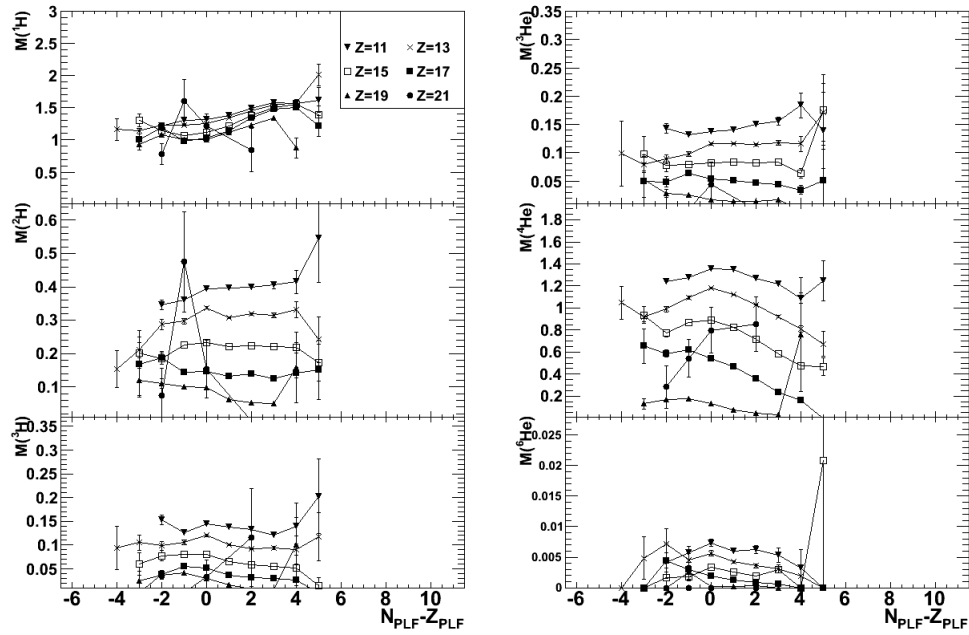


FIGURE 5.9 – Multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges impaires du système $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$.

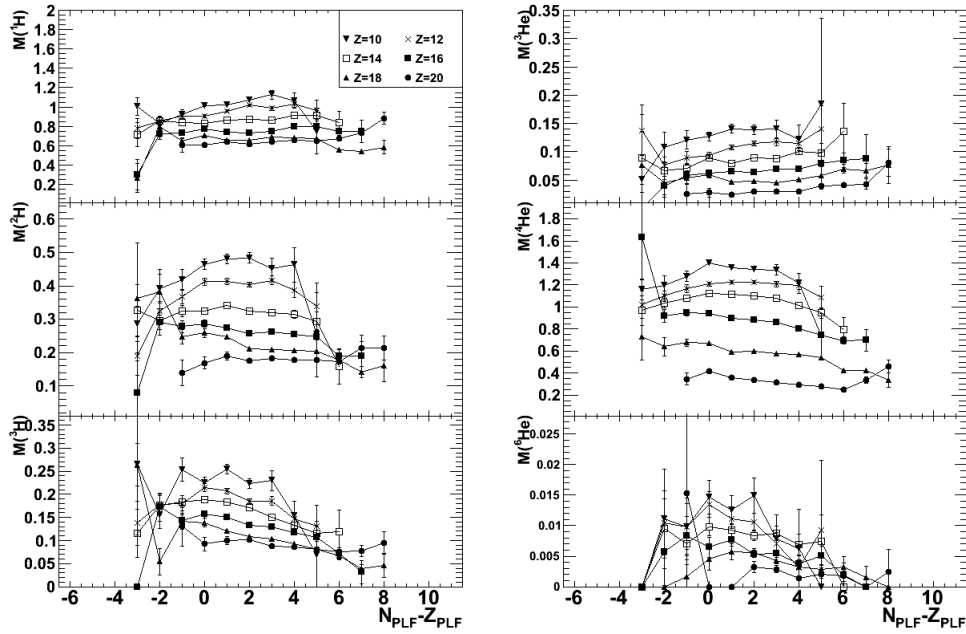


FIGURE 5.10 – Multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges paires du système $^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$.

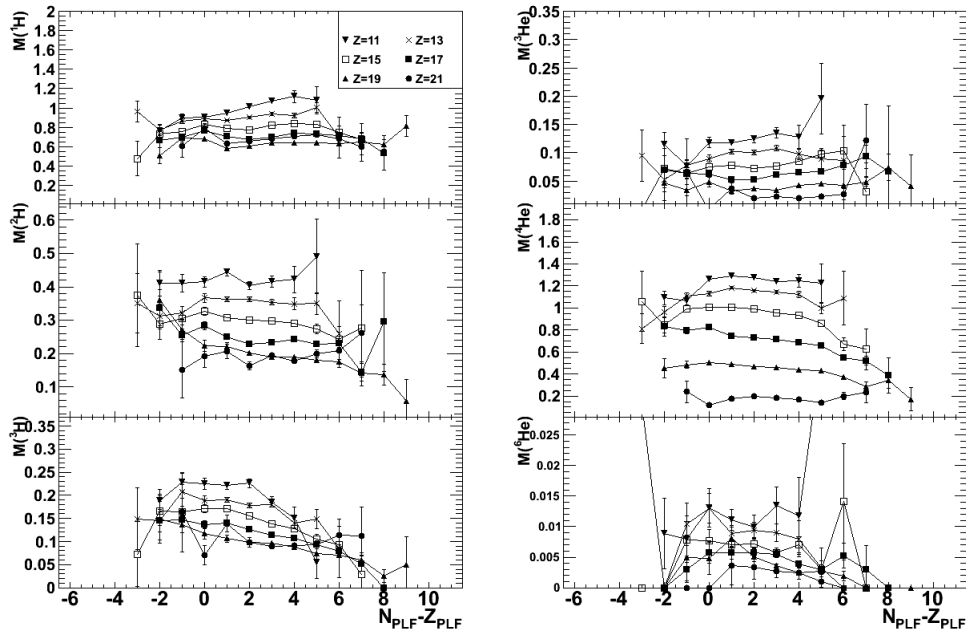


FIGURE 5.11 – Multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges impaires du système $^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$.

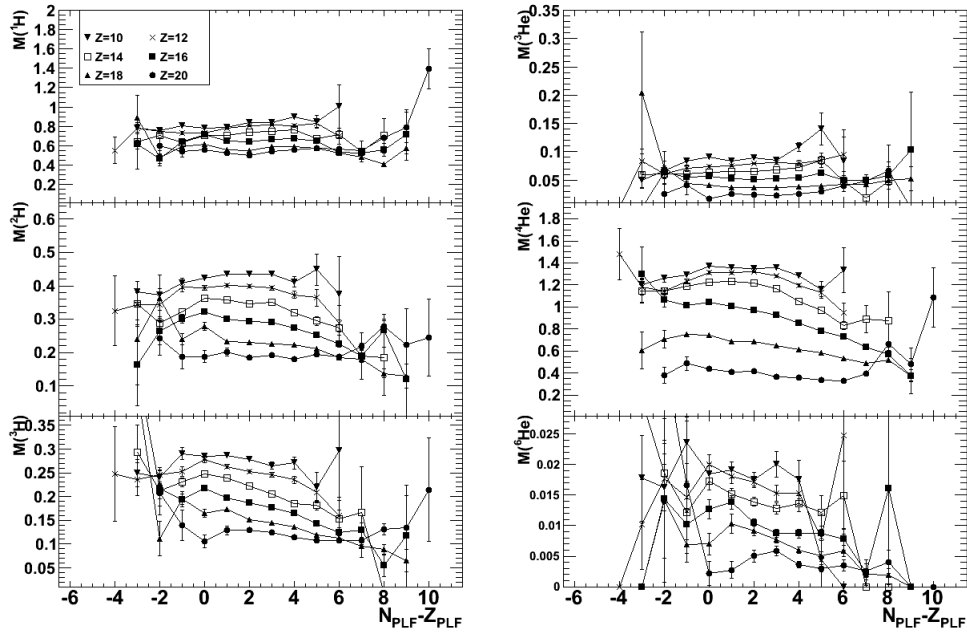


FIGURE 5.12 – Multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges paires du système $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$.

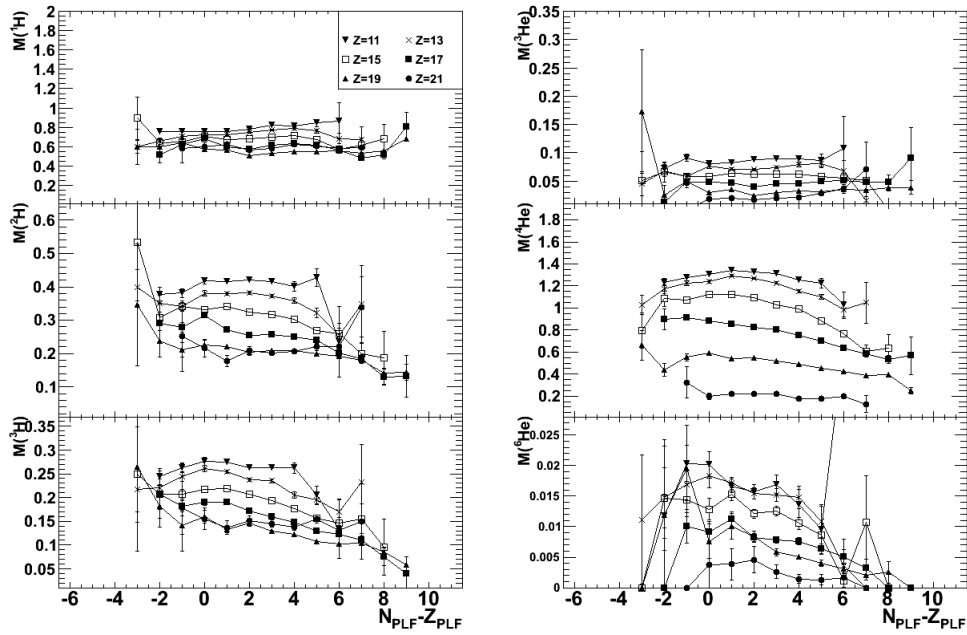


FIGURE 5.13 – Multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges impaires du système $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$.

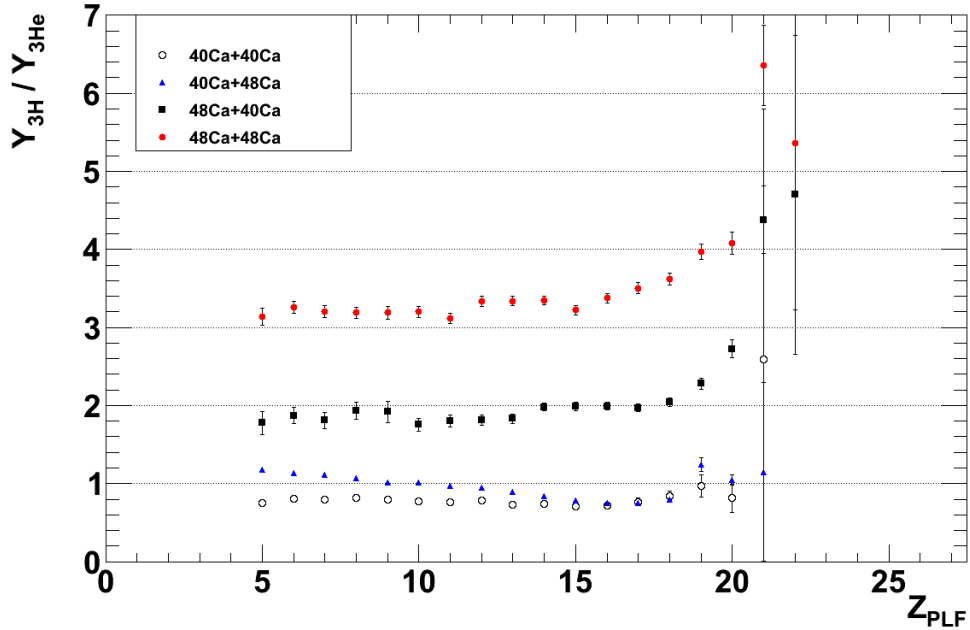


FIGURE 5.14 – Rapport des multiplicités de ${}^3\text{H}$ et de ${}^3\text{He}$ pour les différents systèmes.

5.2.1 Taille reconstruite

La figure 5.15 présente d’abord les distributions en charges des fragments primaires pour les différents systèmes. Nous observons que les distributions sont piquées à une valeur de $Z_{\text{primaire}} = 20$, qu’elles atteignent des valeurs maximales jusqu’à $Z_{\text{primaire}} = 35$. Nous observons également une rupture de pente autour de $Z_{\text{primaire}} = 25, 26$. Nous considérons que les taux de productions inférieurs à 10^{-3} (a.u.) peuvent être attribués à une mauvaise reconstruction et peuvent être négligés. La forme des distributions est également similaire pour les différents systèmes.

Nous comparons maintenant ces distributions de charges primaires aux simulations dynamiques AMD filtrées. Pour cela, les distributions de charges primaires obtenues par AMD ont été désexcitées par le code GEMINI, puis les PLF obtenus ont été filtrés. Seuls les fragments primaires pour lesquels les PLF ont été acceptés sont retenus. La figure 5.16 présente les distributions primaires en charge pour les différents systèmes en comparaison avec les simulations AMD.

Nous observons que les calculs dynamiques reproduisent relativement bien les données expérimentales. Cela ne veut pas nécessairement dire que la méthode employée pour reconstruire le fragment primaire est correcte, mais suggère qu’en moyenne la charge primaire reconstruite s’approche de la véritable charge primaire.

Connaissant maintenant les distributions en charges primaires, nous pouvons nous interroger quant à l’origine de chaque noyau parent. La figure 5.17 présente les distributions en charges primaires pour deux PLF pour le système ${}^{48}\text{Ca}+{}^{48}\text{Ca}$. Un fragment de charge donnée peut résulter de la désintégration de fragments primaires de Z différents. La figure 5.17 illustre les parents les plus probables pour chaque PLF. Pour les charges PLF plus faibles, on trouve une différence d’environ 5 charges entre le PLF et la charge primaire, alors que

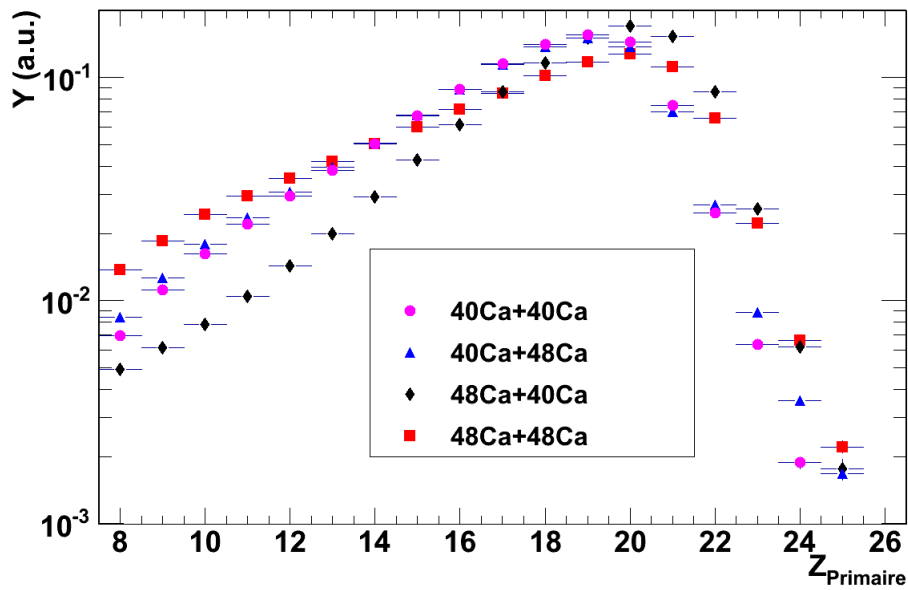


FIGURE 5.15 – Distributions des charges primaires reconstruites pour les différents systèmes.

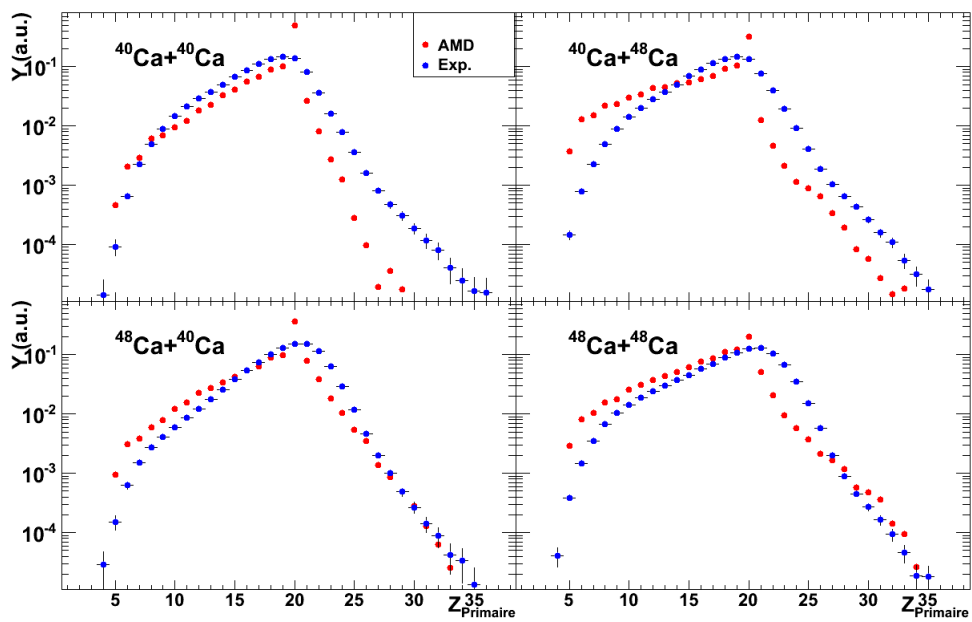


FIGURE 5.16 – Distributions en charge des fragments primaires pour les différents systèmes : Comparaison entre les données expérimentales et les calculs AMD.

cette différence diminue et tourne autour de 3 charges pour les charges PLF les plus élevées. En étudiant les charges PLF les plus faibles, on examine les collisions les plus dissipatives,

ce qui amène de surcroît une plus grande émission de particules légères. Quant à la valeur des largeurs des distributions primaires, elle diminue avec l'augmentation de la charge PLF. Les PLF avec les valeurs de Z les plus élevées contribuent donc à une plage plus restreinte de charge primaire.

Chaque charge primaire se désintègre en différentes valeurs de Z de PLF. Les différents canaux dépendent de l'énergie d'excitation. La figure 5.18 présente également les fragments les plus probables pour chaque charge primaire. On remarque autant pour les valeurs moyennes que les largeurs associées une augmentation jusqu'à une valeur de la charge primaire égale à 13 pour ensuite saturer. Le nombre possible de canaux de désintégrations augmente pour ensuite saturer.

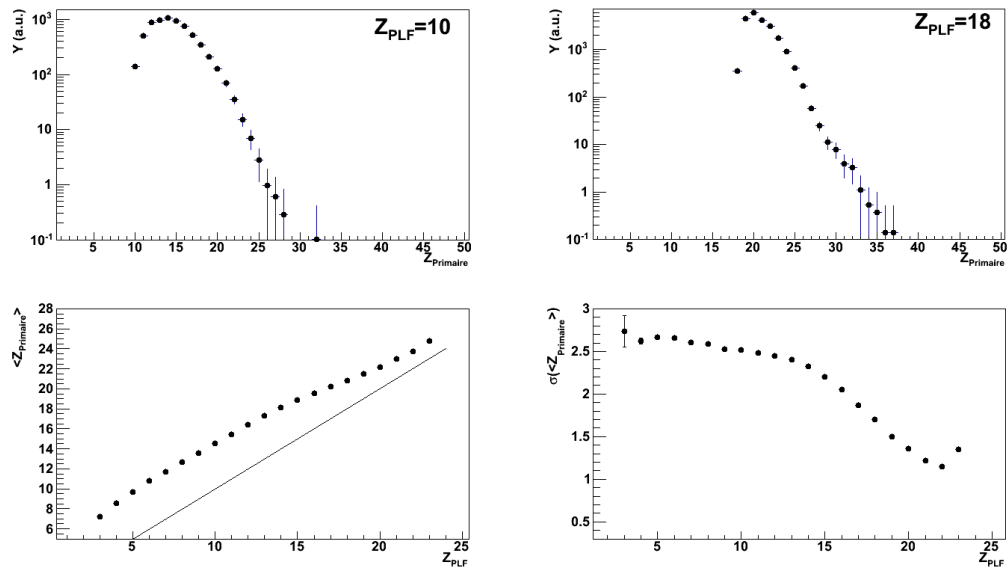


FIGURE 5.17 – Figures du haut : Distributions des charges primaires pour une charge $PLF=10$ et 18 pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Figures du bas : Valeurs moyennes et écart-type des distributions en charges des primaires en fonction des charges PLF pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. La ligne noire (figure en bas à gauche) indique $\langle Z_{\text{primaire}} \rangle = Z_{\text{PLF}}$.

Par la suite, on s'intéresse à la grandeur $A_{\text{primaire}} - N$. Étant donné que nous ne détectons pas les neutrons, nous allons en premier lieu nous intéresser à la quantité $A_{\text{PLF}} + \sum_{\text{LCP}} M_i A_i$. La figure 5.19 montre quant à elle la distribution des masses primaires sans la contribution des neutrons pour les différents systèmes. Une dépendance en fonction du projectile est observée, où des valeurs maximales de $A_{\text{primaire}} - N=55$ sont observées, correspondant à une augmentation de 13% par rapport au ^{48}Ca .

De la même manière qu'au chapitre précédent, nous présentons sur la figure 5.20 les distributions isotopiques pour chaque valeur en charge. Nous retrouvons les mêmes conclusions que nous avons trouvées dans l'étude des PLF. Par contre, il est à noter que les neutrons ne sont pas pris en compte dans la reconstruction. Les neutrons auront pour conséquence potentielle d'augmenter considérablement les valeurs moyennes pour les systèmes de projectile de ^{48}Ca , alors que ces valeurs augmenteront peu pour les systèmes de projectile de ^{40}Ca .

La figure 5.21 présente les valeurs moyennes et écarts types des distributions isotopiques en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes à l'étude. Les valeurs moyennes

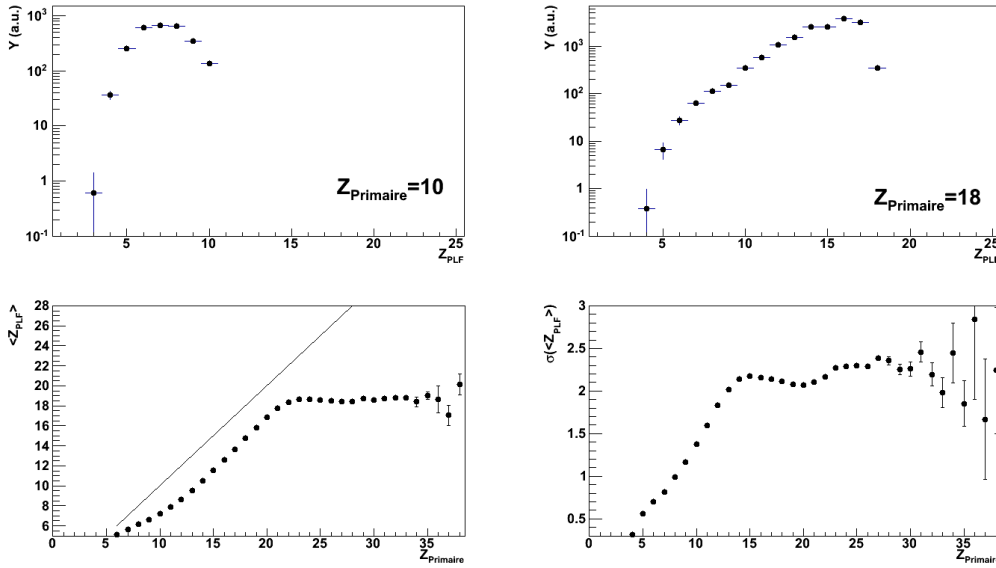


FIGURE 5.18 – Figures du haut : Distributions des charges PLF pour une charge primaire=10 et 18 pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Figures du bas : Valeurs moyennes et écarts types des distributions en charges des PLF en fonction des charges primaires pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. La ligne noire (figure en bas à gauche) indique $\langle Z_{PLF} \rangle = Z_{Primaire}$.

augmentent de manière linéaire. Les écarts types sont pratiquement constants autour de 1.5-2 à partir de $Z=10$. Nous observons une légère dépletion autour de $Z=20$ pour les systèmes avec un projectile de ^{40}Ca et un légère augmentation pour les systèmes avec un projectile de ^{48}Ca .

Une différence de 0.7 est observée entre les écarts types des systèmes riches et pauvres en neutrons pour une charge du primaire $Z=20$. Cette différence diminue à mesure que la charge primaire diminue. Les différences observées dépendent à la fois de la richesse en neutrons du projectile, et à moindre échelle, de la richesse en neutrons de la cible.

On s'intéresse maintenant aux distributions des masses des fragments primaires. Nous comparons ici les distributions en masses primaires sans estimer la contribution des neutrons aux simulations AMD et AMD sans la contribution des neutrons filtrées. Cette comparaison nous permettra ainsi d'avoir une estimation de l'émission des neutrons et de son influence sur la largeur des distributions isotopiques des fragments primaires. D'abord, la figure 5.22 présente les distributions en masses des fragments sans la contribution des neutrons en comparaison aux distributions isotopiques des fragments primaires obtenues avec AMD et AMD sans la contribution des neutrons filtrées pour différentes charges du système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Les distributions isotopiques des simulations AMD sans la contribution des neutrons (carrés bleus) sont obtenues à partir des distributions isotopiques des simulations AMD (carrés rouges) pour lesquelles on soustrait les neutrons provenant des désexcitations secondaires effectuées par GEMINI. Cette soustraction de neutrons de la masse primaire provenant de AMD se fait événement par événement de telle sorte à pouvoir comparer la masse primaire moins les neutrons à l'observable expérimentale. Nous voyons que pour les simulations AMD sans la contributions des neutrons, les valeurs moyennes sont comparables alors que les largeurs des distributions isotopiques ne sont pas parfaitement reproduites.

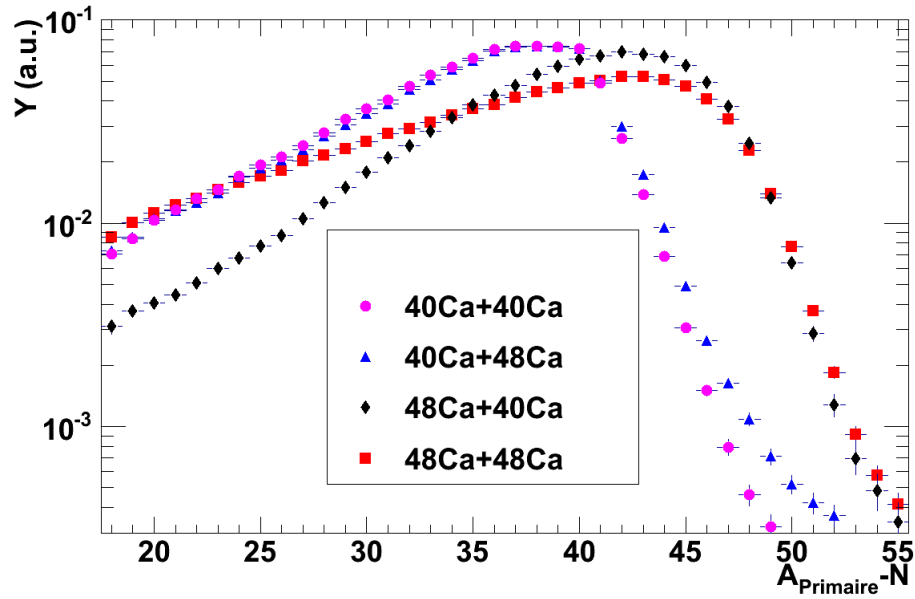


FIGURE 5.19 – Distributions des masses primaires sans la contribution des neutrons reconstruites pour les différents systèmes.

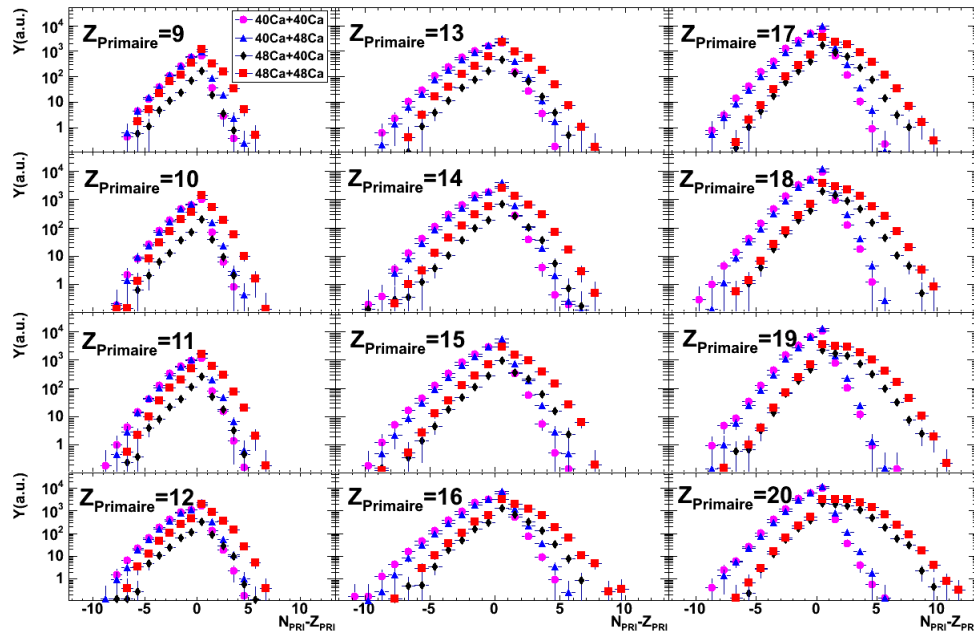


FIGURE 5.20 – Taux de production pour les valeurs de $Z_{\text{Primaire}}=9$ à 20.

La figure 5.23 illustre les différences des valeurs moyennes et des largeurs des distributions isotopiques pour les simulations AMD et AMD sans la contribution des neutrons

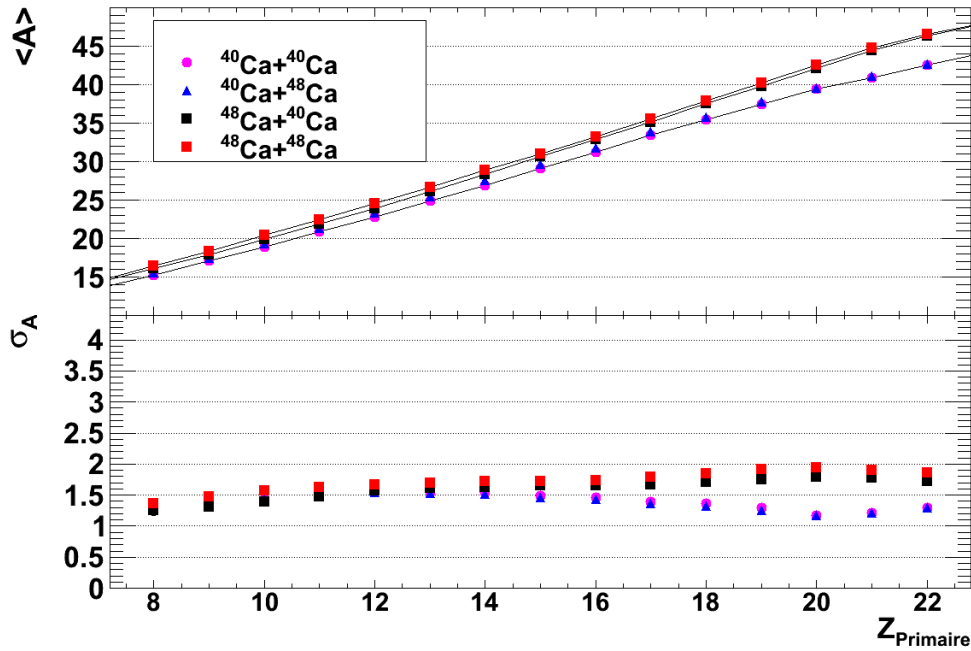


FIGURE 5.21 – Valeurs moyennes et écart-type des distributions isotopiques des fragments primaires sans les neutrons en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes à l'étude.

filtrées pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Nous notons ici qu'aucune coupure en fonction du paramètre d'impact a été faite pour ces simulations. Nous voyons que les valeurs moyennes pour les simulations AMD sans la contribution des neutrons sont comparables aux résultats expérimentaux. Par contre, nous observons une différence sur les largeurs des distributions isotopiques, autant pour les simulations AMD que pour les simulations AMD sans la contribution des neutrons. En effet, de la même manière que nous l'avons vu pour les distributions isotopiques des PLF, nous voyons que les largeurs des distributions isotopiques des fragments primaires sans la contribution des neutrons ne sont pas correctement reproduites.

La différence entre les simulations dynamiques AMD (en rouge) et les résultats expérimentaux (en noir) tient du fait que nous n'avons pas tenu compte des neutrons dans la reconstruction des fragments primaires. Pour les simulations AMD sans la contribution des neutrons, les valeurs moyennes sont bien reproduites, comme le montre la figure 5.22. Nous voyons que les valeurs de $\langle N/Z \rangle$ expérimentales sont en accord avec les simulations AMD sans la contribution des neutrons, comme le montre la figure 5.24. Les pics visibles à une charge primaire $Z=20$ pour les simulations proviennent des événements élastiques qui augmentent la valeur de $\langle N/Z \rangle$ pour les systèmes de ^{48}Ca et qui diminuent la valeur de $\langle N/Z \rangle$ pour les systèmes de ^{40}Ca . Les différences observées entre les données expérimentales et les valeurs $\langle N/Z \rangle$ pour AMD sans la contribution des neutrons pour les charges primaires $Z_{\text{primaire}} < 10$ peuvent être expliquées par la qualité de reconstruction du fragment primaire, suite aux résultats de staggering, présenté à la section 5.2.3.

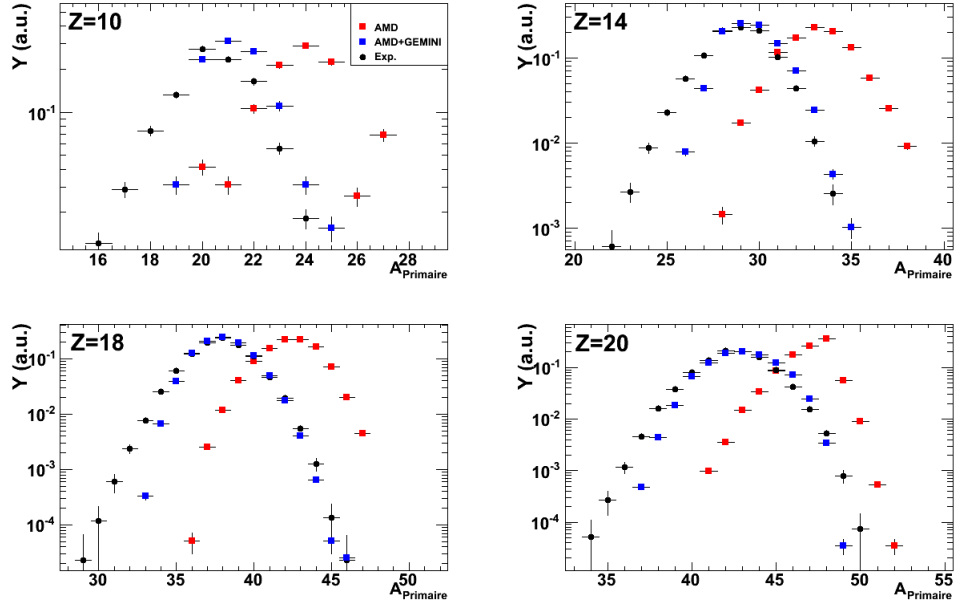


FIGURE 5.22 – Comparaison des distributions isotopiques primaires sans la contribution des neutrons pour différentes charges du système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Les points noirs indiquent les résultats expérimentaux, alors que les carrés rouges indiquent les distributions isotopiques pour les simulations AMD et les carrés bleus indiquent les distributions isotopiques pour les simulations AMD sans la contribution des neutrons.

5.2.2 Étude des multiplicités des particules légères associées aux fragments primaires

La figure 5.25 présente les multiplicités des particules légères chargées ($Z=1,2$) en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes. On remarque une tendance générale pour tous les systèmes et pour tous les fragments, soit une première augmentation progressive, suivie d'une diminution pour atteindre un minimum local autour de $Z_{\text{primaire}} = 20$ et suivie d'une seconde augmentation pour les charges primaires supérieures à 20. Le minimum local autour de la charge du projectile s'explique par le fait que la charge primaire est peu excitée, amenant une faible émission de particules légères. En s'éloignant de la charge du projectile vers une charge primaire plus lourde ou plus légère, l'excitation devient de plus en plus grande, ce qui augmente la production des particules légères. De plus, nous observons, comme il a été observé pour les PLF (figure 5.5), que les multiplicités des protons et des helium-3 sont plus élevées pour les systèmes pauvres en neutrons et que les multiplicités de triton et d'hélium-6 sont plus élevées pour les systèmes riches en neutrons.

5.2.3 Qualité de la reconstruction

Dans le but de tester la qualité de la reconstruction des fragments primaires, nous allons faire l'étude du staggering. Le staggering pair-impair peut être attribué à la signature des effets de la structure nucléaire. Par contre, pour les collisions à énergies intermédiaires, l'interprétation donnée à cet effet est que les effets de structure sont restaurés lors de la

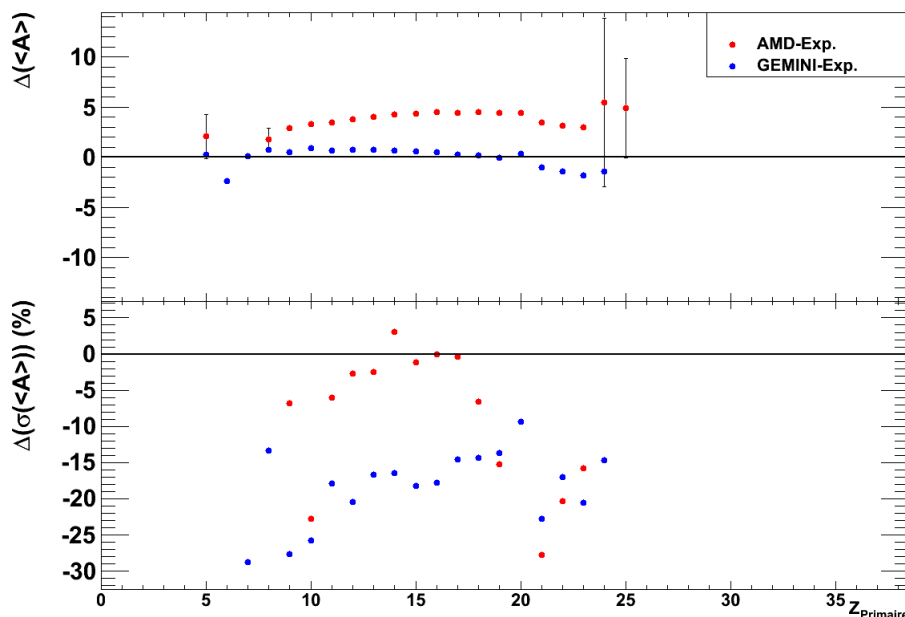


FIGURE 5.23 – Différences des valeurs moyennes (haut) et des largeurs des distributions isotopiques sans la contribution des neutrons (bas) entre les simulations et les données expérimentales pour les système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Les points rouges représentent les différences pour les simulations AMD alors que les points bleus représentent les différences pour les simulations AMD+GEMINI. Aucune coupure en paramètre d'impact n'est considérée pour ces simulations.

production des fragments finaux lors de la désintégration des fragments chauds et que le staggering pair-impair dépend de la structure du noyau produit près de la fin de la chaîne de désintégrations [78, 132–135].

Afin d'étudier cet effet pair-impair, nous déterminons le rapport des taux de production expérimental par rapport aux valeurs ajustées. Ces valeurs ajustées sont estimées avec un ajustement parabolique des taux de production mesurées sur cinq points consécutifs (Z et $Z\pm 2$) [135]. La figure 5.26 présente le rapport des taux de production par rapport aux valeurs ajustées pour les distributions en charges des PLF et pour les différents systèmes. Les rapports $R(Z)$ oscillent autour de 1 (ligne continue) avec un staggering pair-impair. Les valeurs de staggering sont élevées (variant entre 10 et 40% en fonction du système étudié). Ces valeurs dépendent de la richesse en neutrons du système et le staggering est moins important pour les systèmes plus riches en neutrons. Pour la région comprise entre $Z=11$ et $Z=20$, l'influence du projectile est manifeste. Nous trouvons les systèmes avec un projectile de ^{48}Ca avec des valeurs inférieures par rapport aux systèmes avec un projectile de ^{40}Ca .

La même étude peut être faite pour les charges primaires. La figure 5.27 présente le rapport des taux de production par rapport aux valeurs ajustées pour les distributions en charges primaires et pour les différents systèmes. Des valeurs de staggering plus faibles sont trouvées, autour de 6% pour les charges inférieures à 10, et des valeurs autour de 1% pour les charges supérieures à 10. Le faible staggering observé pour les charges primaires comprises entre 10 et 20 est cohérent avec notre hypothèse de départ, ce qui valide, dans ce cadre,

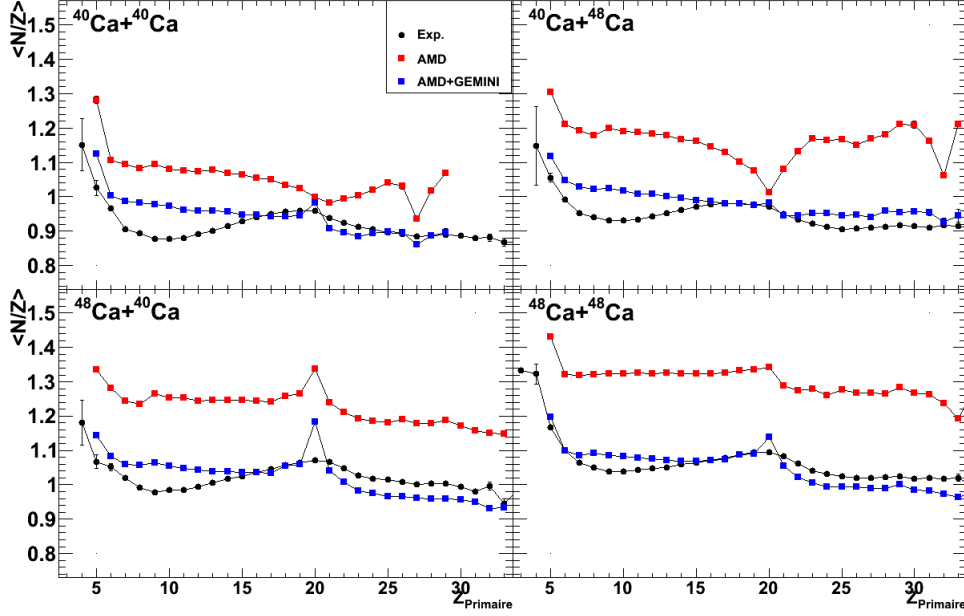


FIGURE 5.24 – Comparaison des rapports $\langle N/Z \rangle$ pour les différents systèmes. Les points noirs indiquent les résultats expérimentaux, alors que les carrés rouges indiquent les valeurs de $\langle N/Z \rangle$ pour les simulations dynamiques et les carrés bleus indiquent les valeurs de $\langle N/Z \rangle$ pour les simulations statistiques.

la qualité de la reconstruction. Les charges primaires inférieures à 10 sont tout de même traitées, mais la reconstruction est de qualité discutable.

5.2.4 Estimation d'une énergie d'excitation

Avec les fragments primaires reconstruits, nous pouvons connaître leur énergie d'excitation définie par :

$$E^* = \sum_i M_i E_k^i + Q, \quad (5.5)$$

où E^* est l'énergie d'excitation de la source, M_i est la multiplicité des particules légères ($Z=1,2$), E_k^i est l'énergie cinétique des particules légères chargées et Q est le défaut de masse de la réaction défini comme la masse de la source reconstruite sans les neutrons moins la masse des particules émises. Les énergies cinétiques des particules légères chargées sont calculées à partir des calibrations en énergie du multidétecteur INDRA. Par contre, les fragments primaires étant reconstruits sans la contribution des neutrons, les valeurs d'énergie d'excitation extraites ne correspondent pas à la réalité. Nous pouvons néanmoins analyser la forme générale de la distribution. Cette quantité nous donne également une idée sur le degré de dissipation de la collision.

La figure 5.28 montre l'énergie d'excitation par nucléon pour les quatre systèmes à l'étude. On remarque d'abord que les distributions en énergie d'excitation présentent un minimum au tour de $Z_{primaire} = 21, 22$. Ceci est dû au fait que les fragments proches du projectile échangent peu de nucléons avec la cible et donc moins de dissipation. Au fur et à mesure

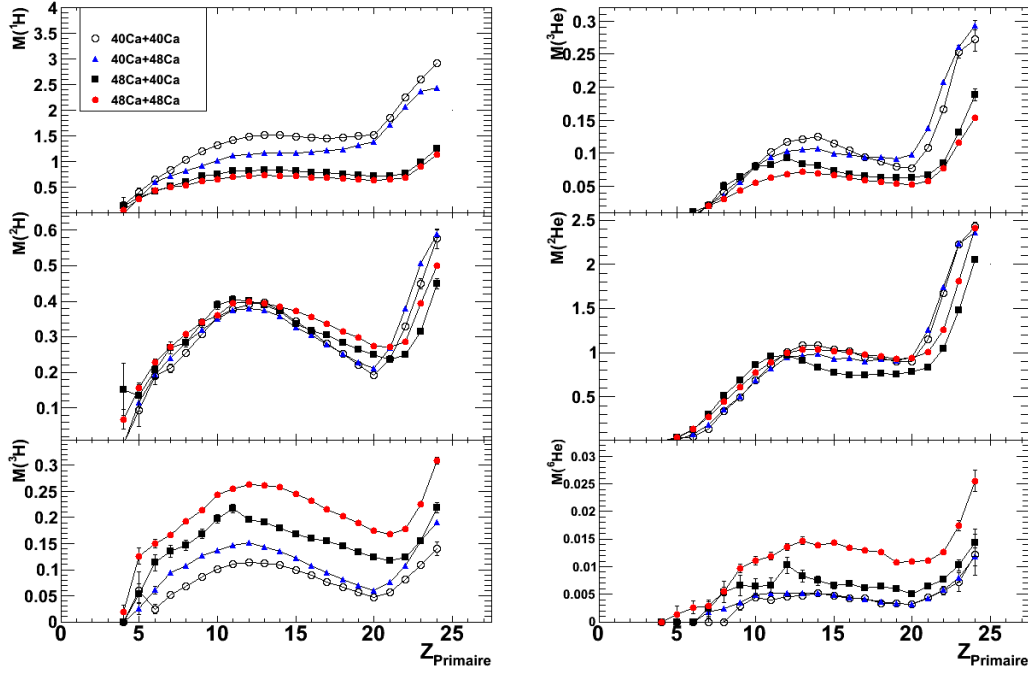


FIGURE 5.25 – Multiplicités des particules légères chargées ($Z=1,2$) en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes.

que l'on s'éloigne du projectile, de part et d'autre de celui-ci, il se produit davantage de transferts de nucléons, augmentant ainsi l'excitation du projectile. Nous voyons également que l'énergie d'excitation calculée est plus faible pour les systèmes riches en neutrons par rapport aux systèmes pauvres en neutrons. Ceci peut s'expliquer par le fait que la non prise en compte des neutrons dans le calcul de l'énergie d'excitation affecte davantage les systèmes riches en neutrons que les systèmes pauvres en neutrons. Donc, l'énergie d'excitation des systèmes riches en neutrons peut être plus élevée si l'on tient compte des neutrons.

Nous faisons maintenant une hypothèse sur le nombre de neutrons libres qui s'écrit :

$$N_{\text{libre}} = Z_{\text{primaire}} \left(1 + \frac{n}{z} \right) - A_{\text{primaire}} - N, \quad (5.6)$$

où $n/z = 1.40$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$, 1.30 pour le système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$, 1.10 pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et 1.00 pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$. Pour les systèmes symétriques $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$, en moyenne, n/z doit refléter le N/Z du système, qui est aussi équivalent à celui du projectile ou de la cible. Pour les systèmes $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ ou $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$, nous considérons que le transfert de neutrons entre la cible et le projectile n'atteint pas l'équilibre en n/z aux énergies de Fermi où les temps de réaction sont courts. Ainsi, la valeur de 1.30 est posée pour le système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ (au lieu de 1.20 si le système était à l'équilibre), alors qu'une valeur de $n/z = 1.10$ est définie pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

À partir de cette hypothèse des neutrons libres émis, nous présentons la figure 5.29 montrant l'énergie d'excitation avec une hypothèse sur le nombre de neutrons libres en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes. Nous observons que les systèmes riches en neutrons, notamment le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ ont des énergies d'excitation plus

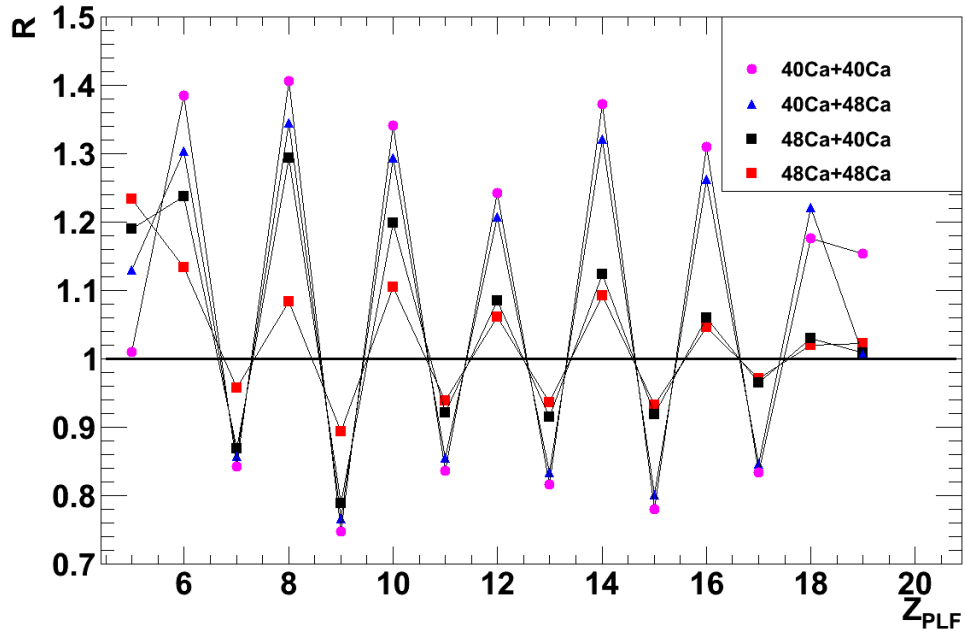


FIGURE 5.26 – Rapport des taux de production par rapport aux valeurs ajustées en fonction de la charge PLF pour les différents systèmes.

élevées que les systèmes de projectile de ^{40}Ca . Pour les systèmes croisés, nous avons observé une mémoire importante du projectile avec une légère influence de la cible.

5.2.5 Estimation d'une température

Il est possible d'estimer expérimentalement une température d'une source d'émission à partir des distributions en énergie des protons. Nous faisons l'hypothèse que les sources émettent selon le modèle d'évaporation statistique de Weisskopf [90, 136, 137], où une émission de surface est choisie [138–141]. Dans ce cadre, les particules sont émises de façon statistique par un noyau thermalisé et leur distribution en énergie aura une forme maxwellienne. Pour déterminer la température avec cette méthode, on ajuste donc une fonction maxwellienne sur les spectres des particules légères émises. On doit donc poser l'hypothèse que la source est en équilibre. L'émission de surface s'écrit donc :

$$P_i(e) = \frac{e - B_i^{Coul}}{T^2} \exp\left(-\frac{e - B_i^{Coul}}{T}\right), \quad (5.7)$$

où $e \geq B_i^{Coul}$, où les paramètres B_i^{Coul} et T représentent la barrière coulombienne et la température. La figure 5.30 présente les ajustements des fonctions maxwelliennes sur les spectres en énergies des protons associés à différentes charges primaires. Nous voyons que le paramètre associé à la barrière coulombienne reproduit bien les données expérimentales. La traîne en énergie des protons peut être associée à une émission de pré-équilibre.

Nous présentons maintenant par la figure 5.31 les températures obtenues pour les différentes charges primaires et pour les différents systèmes. De la même manière que pour les

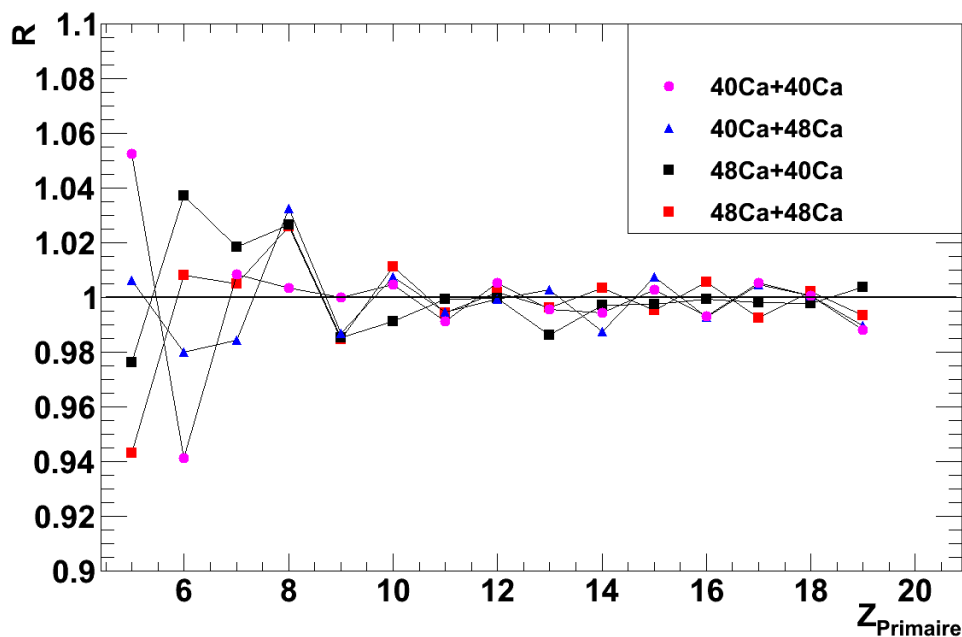


FIGURE 5.27 – Rapport des taux de production par rapport aux valeurs ajustées en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes.

énergies d'excitation, nous observons une diminution de la température à mesure que l'on s'approche de la charge du projectile. De plus, les angles d'effleurement inférieurs à 2 degrés et l'imposition de la détection d'une particule chargée en coïncidence fait en sorte que les températures pour les systèmes de projectile de ^{48}Ca sont plus élevées que les températures pour les systèmes de projectile de ^{40}Ca .

5.3 Validité de la variable de la masse primaire sans la contribution des neutrons

Avant d'entreprendre l'étude de l'énergie de symétrie pour les fragments primaires sans la contribution des neutrons, nous devons d'abord nous interroger sur l'erreur qui est faite en utilisant cette variable. Autrement dit, nous nous interrogeons sur l'influence qu'ont les neutrons sur les quantités sensibles à l'énergie de symétrie, soit les largeurs des distributions isotopiques.

Nous allons donc étudier les distributions isotopiques des fragments primaires calculés à partir du modèle dynamique AMD et ces mêmes fragments primaires sans la contribution des neutrons. Ces neutrons sont déduits par la désexcitation de ces fragments primaires par le code GEMINI, comme le présente la figure 5.32. Les largeurs des distributions isotopiques ainsi que les paramètres ζ seront à l'étude. La différence sur ces quantités nous donnera une approximation de la correction à apporter aux valeurs trouvées expérimentalement.

Les résultats des simulations non filtrées ainsi qu'en considérant la région angulaire en θ de VAMOS sont présentées dans l'annexe C. Nous allons ici nous intéresser aux résultats

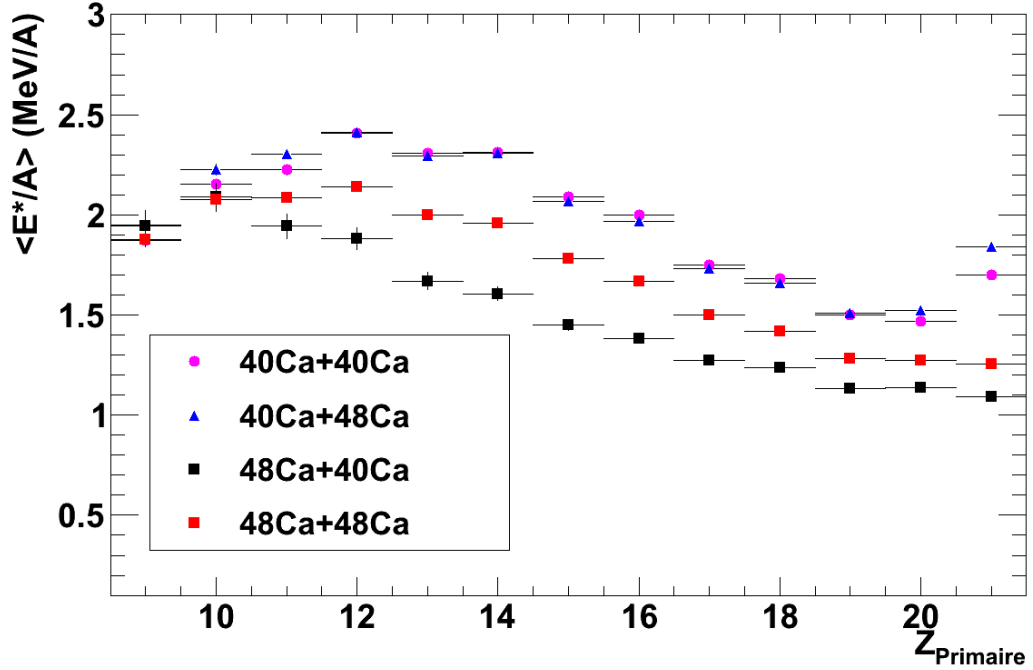


FIGURE 5.28 – Énergie d'excitation par nucléon moyenne $\langle E^*/A \rangle$ pour les différents systèmes. Ces valeurs sont construites à partir des fragments primaires sans la contribution des neutrons.

des simulations filtrées, c'est-à-dire avec les filtres expérimentaux en INDRA et VAMOS. Le filtre expérimental de VAMOS est constitué d'un ensemble de coupures fait en θ , ϕ ainsi qu'en $B\rho$. Ces coupures sont basées sur les dispositifs expérimentaux. Le filtre expérimental INDRA est constitué des différents seuils en énergie pour les différents modules de chaque couronne.

La figure 5.33 illustre les largeurs des distributions isotopiques pour les quantités primaires et ce pour les différents systèmes sans aucune coupure en paramètre d'impact. Les points rouges correspondent aux fragments primaires alors que les points bleus correspondent aux fragments primaires sans la contribution des neutrons. Nous voyons que la différence entre les deux quantités s'amointrit lorsqu'on se trouve de part et d'autre de la charge du projectile. Pour ces charges, il y a eu échange de quelques charges. La faible énergie d'excitation associée à ces événements fait en sorte que les distributions isotopiques primaires et primaires sans les neutrons seront semblables. À mesure que l'on s'éloigne de la charge du projectile, la dissipation augmente ce qui fait augmenter la différence entre les deux quantités.

La figure 5.34 présente les valeurs des rapports C_{sym}/T pour la méthode des formes des distributions isotopiques en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes. Le comportement général pour les différents systèmes est que tel que vu pour les largeurs des distributions isotopiques, les largeurs des distributions des fragments chauds sont plus larges que ces mêmes fragments chauds sans la contribution des neutrons. Ceci se reflète par des valeurs de C_{sym}/T moins élevées pour les fragments chauds. Les pics observés autour de la

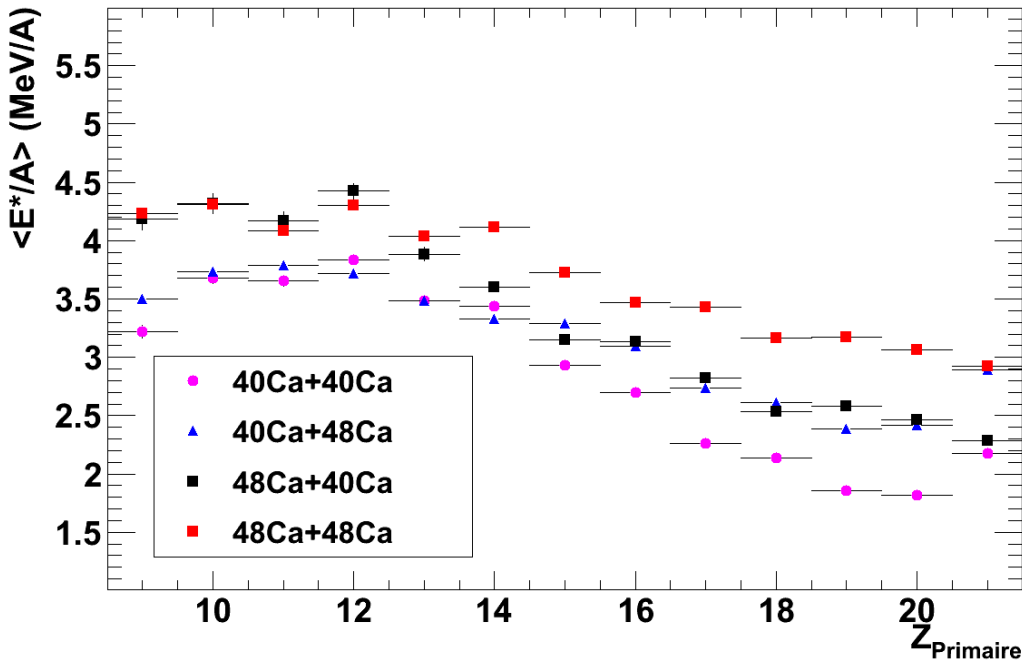


FIGURE 5.29 – Énergie d'excitation par nucléon moyenne $\langle E^*/A \rangle$ pour les différents systèmes. Ces valeurs sont construites à partir des fragments primaires avec une estimation du nombre de neutrons libres.

charge du projectile peuvent être attribués aux événements élastiques qui augmentent ou diminuent grandement la valeur du rapport.

Nous pouvons faire la même étude, mais en sélectionnant différents paramètres d'impact. En étendant la plage des événements allant d'événements périphériques à semi-périphériques, nous allons être en mesure de voir l'impact de la centralité sur la différence observée des largeurs des distributions isotopiques et sur les valeurs de ζ . Les figures 5.35 et 5.36 montrent les largeurs des distributions pour diverses coupures en paramètre d'impact et ce pour les quatre systèmes. Nous voyons qu'à mesure que nous nous dirigeons vers des événements associés à des collisions périphériques, la différence entre les largeurs devient de plus en plus petite. Cela s'explique par le fait que pour des collisions de moins en moins dissipatives, l'énergie d'excitation est de plus en plus faible et ce faisant, l'émission de nucléons est donc moins fréquente.

De manière similaire, les figures 5.37 et 5.38 montrent les valeurs des rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes et pour différentes coupures en paramètre d'impact. Une diminution de la différence entre les deux quantités est observée.

Nous avons vu que pour que des événements avec des paramètres d'impact élevés (soit $b > 6$ fm dans le cas du système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $b > 7$ fm pour les autres systèmes), l'émission des neutrons affecte peu les largeurs des distributions isotopiques. Par ailleurs, nous avons observé dans le chapitre précédent que les collisions étudiées ont des paramètres d'impact estimés expérimentalement supérieurs à 6 fm (figure 4.5 du chapitre 4). Ces deux paramètres d'impact sont du même ordre de grandeur.

5.3. VALIDITÉ DE LA VARIABLE DE LA MASSE PRIMAIRE SANS LA CONTRIBUTION DES NEUTRONS

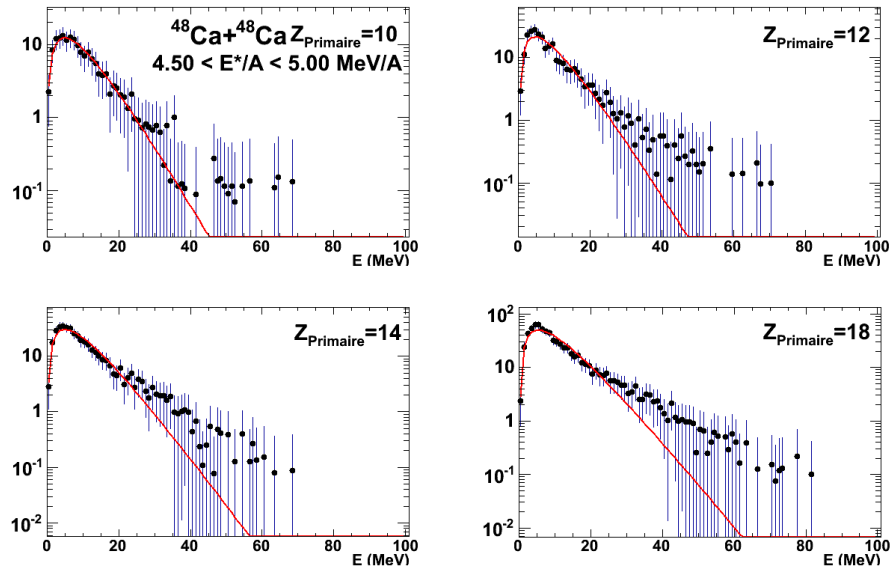


FIGURE 5.30 – Ajustement des fonctions maxwelliennes sur les spectres en énergies des protons associées à différentes charges primaires, pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et pour une fenêtre en énergie d'excitation 4.50 et 5.00 MeV/A.

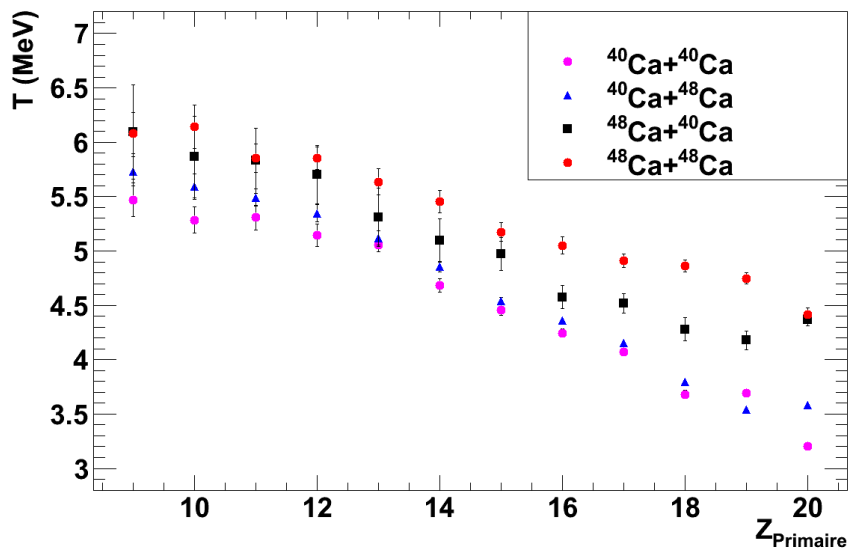


FIGURE 5.31 – Températures en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes.

La différence entre les simulations AMD et les simulations AMD sans la contribution des neutrons nous servira néanmoins d'erreur sur les données expérimentales, afin d'avoir une erreur associée à la contribution des neutrons sur les observables sensibles à l'énergie de

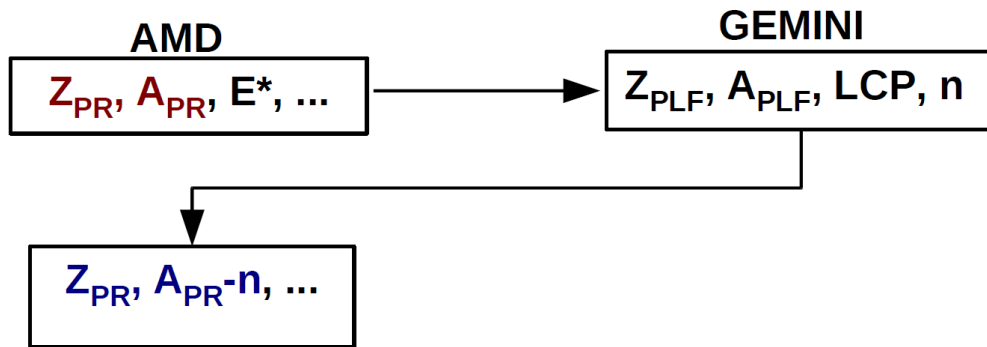


FIGURE 5.32 – Schéma des quantités des fragments primaires et des fragments primaires sans la contribution des neutrons. En rouge sont présentés les quantités primaires alors qu'en bleu sont présentés les quantités primaires sans la contribution des neutrons.

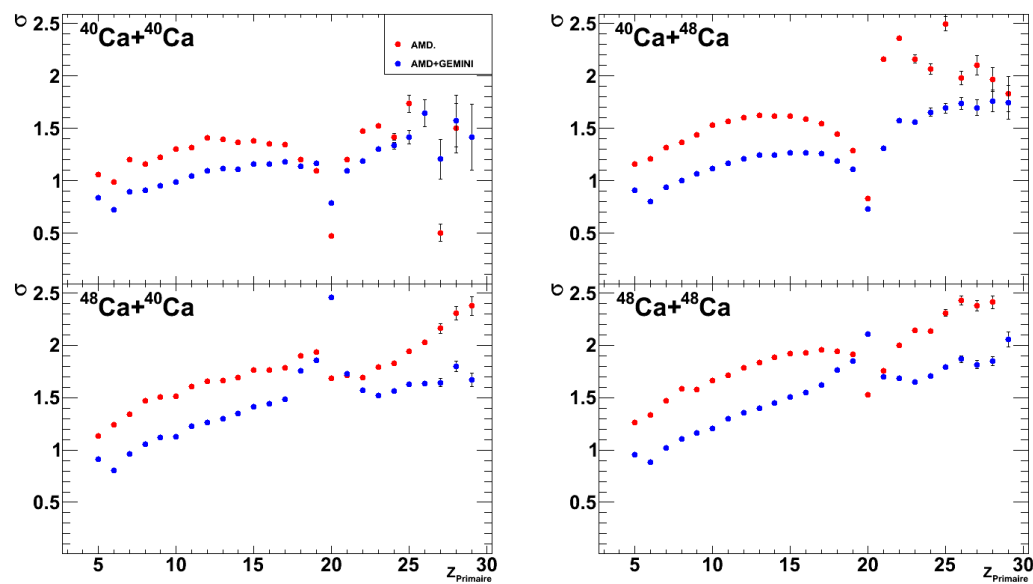


FIGURE 5.33 – Largeurs des distributions isotopiques pour les différents systèmes, pour les simulations filtrées sans coupure dans le paramètre d'impact. Les points rouges correspondent aux fragments primaires alors que les points bleus correspondent aux fragments primaires sans la contribution des neutrons.

symétrie.

5.3. VALIDITÉ DE LA VARIABLE DE LA MASSE PRIMAIRE SANS LA CONTRIBUTION DES NEUTRONS

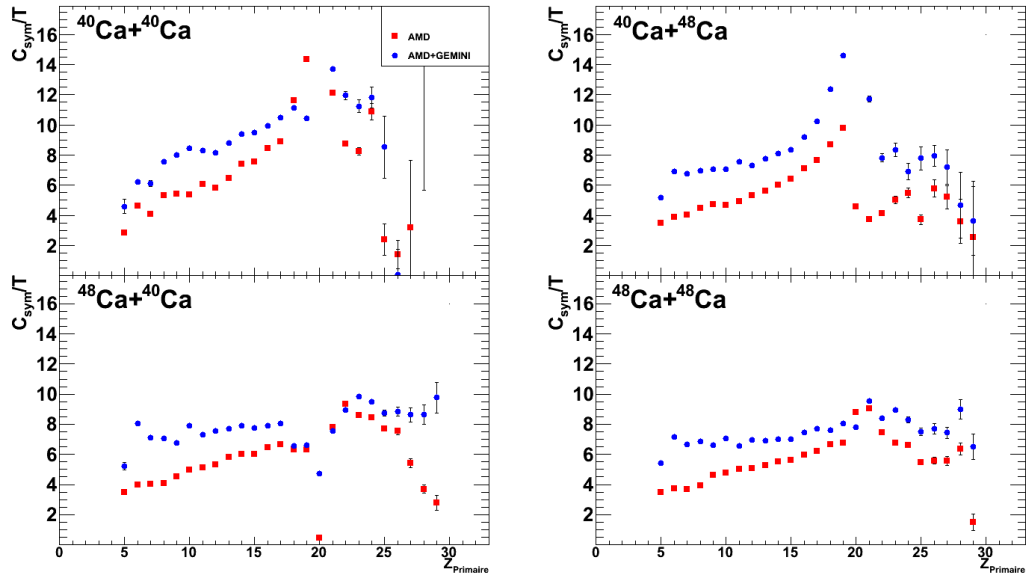


FIGURE 5.34 – Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes, pour les simulations filtrées sans coupure dans le paramètre d'impact. Les points rouges correspondent aux fragments primaires alors que les points bleus correspondent aux fragments primaires sans la contribution des neutrons.

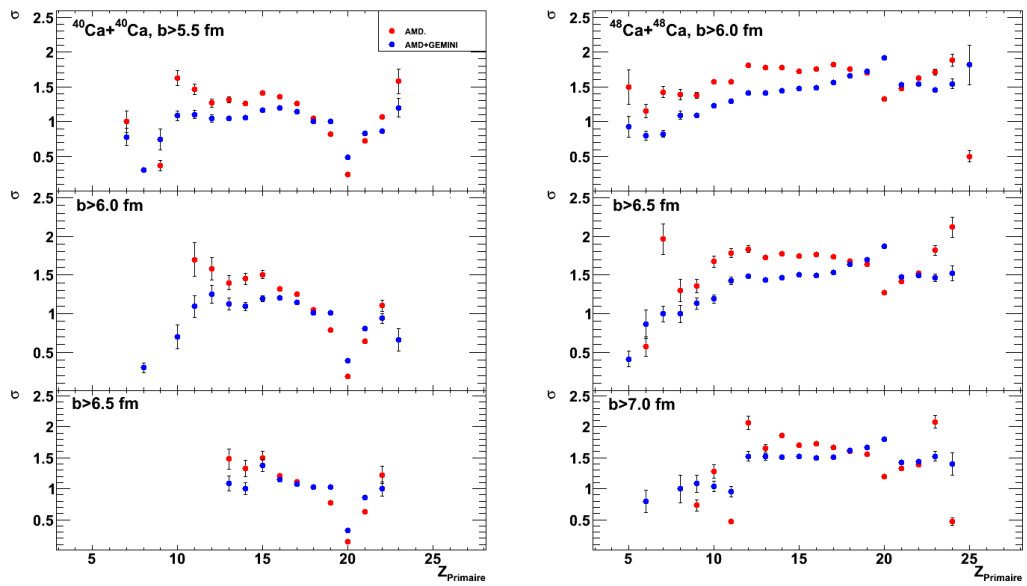


FIGURE 5.35 – Largeurs des distributions isotopiques pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.

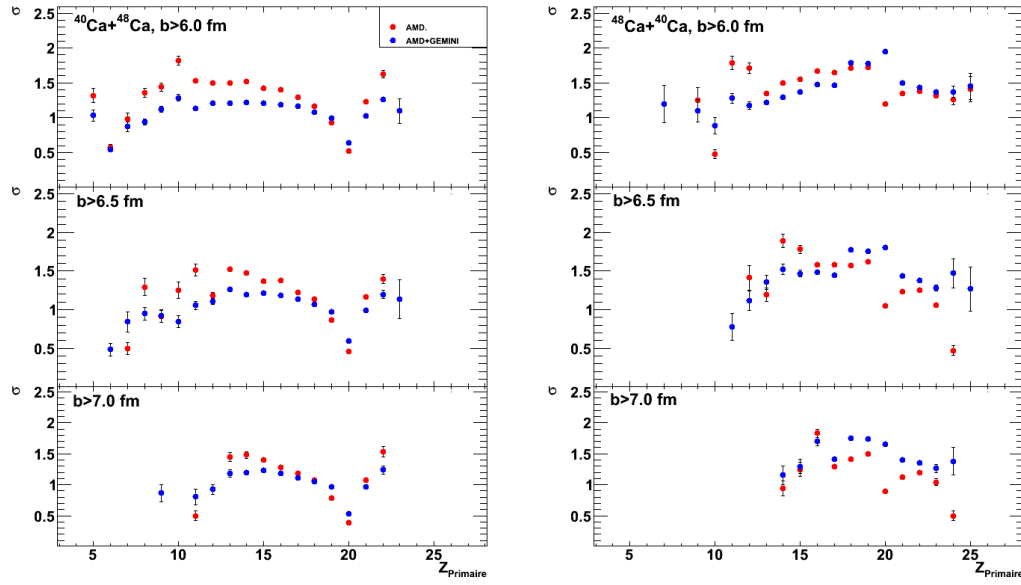


FIGURE 5.36 – Largeurs des distributions isotopiques pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.

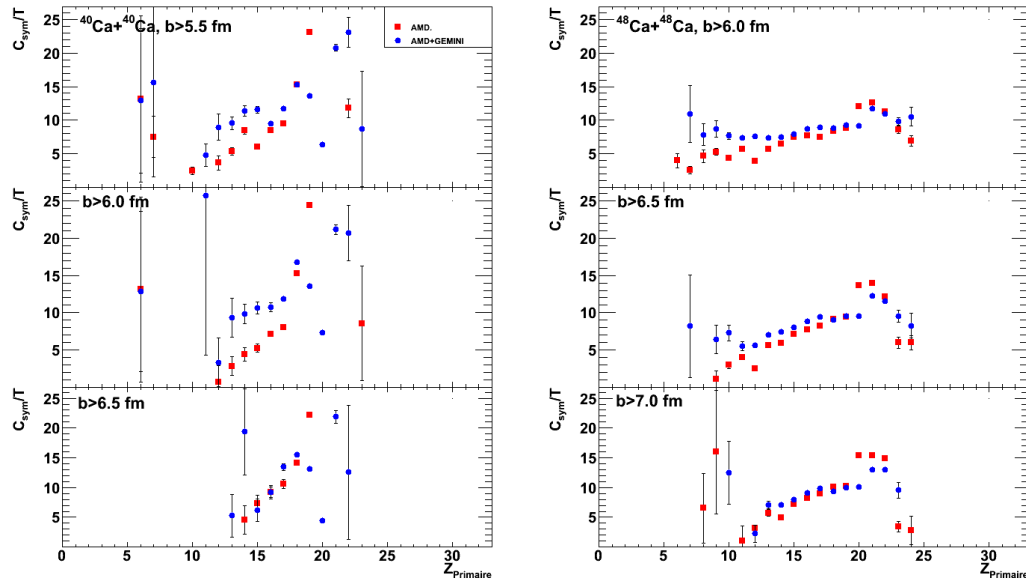


FIGURE 5.37 – Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.

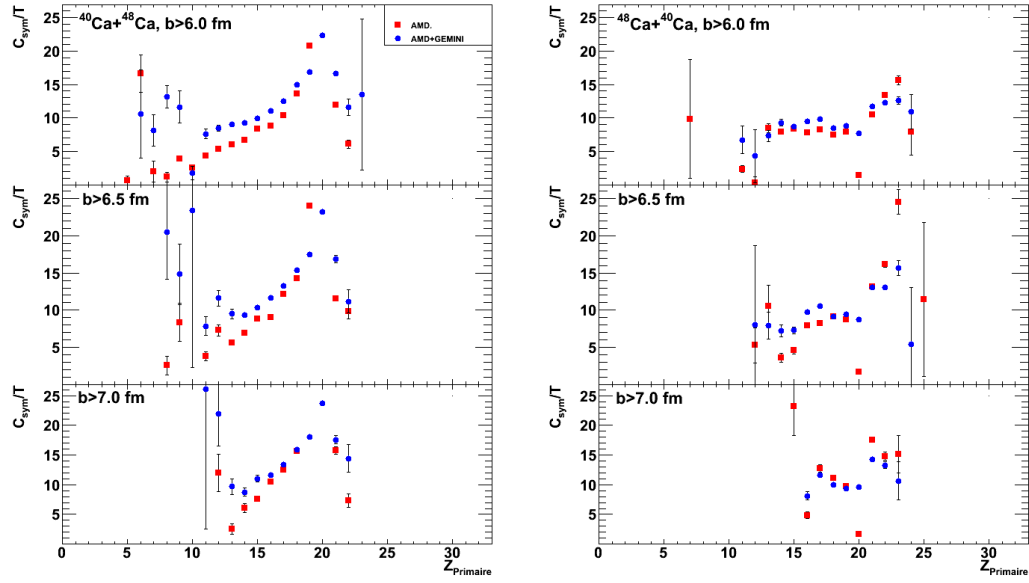


FIGURE 5.38 – Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.

5.4 Énergie de symétrie

5.4.1 Étude des deux méthodes

Dans le chapitre précédent, nous avons extrait le coefficient C_{sym}/T par l'étude des PLF. Nous avons vu que l'extraction d'une information sur l'énergie de symétrie en étudiant ces fragments froids est impossible, en raison des forts effets pairs-impairs observés, associés aux effets des désintégrations secondaires. Ce même terme C_{sym}/T peut être extrait considérant maintenant les fragments primaires sans la contribution des neutrons. Cette étude est une fois de plus faite sur les deux quantités définies au chapitre 1. Dans le cas de l'isoscaling, nous désirons en premier lieu nous assurer du respect de la relation $\alpha = -\beta$. La figure 5.39 montre les paramètres d'isoscaling $-\beta$ en fonction de α pour toutes les combinaisons de deux systèmes. La relation $\alpha = -\beta$ semble approximativement satisfaite pour les fragments primaires où nous trouvons la relation $-\beta = 1.15\alpha$. La figure 5.40 présente un exemple d'isoscaling pour les systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$. La conduite linéaire des isotopes est inférieure à celle obtenue par les PLF. Cet effet pourrait être associé à l'utilisation de la masse sans les neutrons.

La figure 5.41 présente quant à elle la distribution $K(N, Z)$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ où les lignes continues correspondent aux ajustements individuels pour chaque charge primaire. Le détail des paramètres α et Δ extraits dans l'étude de l'isoscaling ainsi que les distributions $K(N, Z)$ est donné en annexe B.

Nous voyons que pour la méthode de la forme des distributions isotopiques, la qualité de l'ajustement s'améliore. La figure 5.42 montre les valeurs de χ^2 extraites en fonction de la charge du fragments primaire pour les différents systèmes. Alors que la qualité de l'ajustement semble acceptable pour les systèmes avec un projectile de ^{48}Ca , les systèmes avec un projectile de ^{40}Ca montrent des valeurs de χ^2 encore très élevées, mais avec des

valeurs moindres par rapport à ce que nous avons obtenu lors de l'étude des PLF.

La figure 5.43 montre les rapports C_{sym}/T extraits pour les distributions isotopiques primaires sans contribution des neutrons pour les deux différentes méthodes. Le spectre de gauche de cette figure présente d'abord les rapports $\alpha/4\Delta$ pour les différents systèmes à partir de l'isocaling. Nous voyons que pour les différentes combinaisons de deux systèmes, nous obtenons des résultats similaires.

Le spectre de droite montre quant à lui les valeurs ζ extraites pour la méthode des formes des distributions isotopiques. On observe une augmentation du rapport C_{sym}/T pour les systèmes de projectile de ^{40}Ca , alors qu'une augmentation plus douce est remarquée pour les systèmes de projectile de ^{48}Ca .

Cette différence peut s'expliquer par le nombre de neutrons disponibles favorisant des distributions isotopiques beaucoup légèrement plus larges pour les systèmes riches en neutrons, tel que vu à la figure 6.21.

La forme des distributions de C_{sym}/T de la figure 5.43 en fonction de la charge primaire permet d'avoir une approximation du rapport des effets de surface en fonction des effets de volume associés à l'énergie de symétrie. En effet, nous pouvons écrire $C_{sym}/T(Z) \propto 1 - k(2Z)^{-1/3}$ où k représente le rapport surface sur volume. L'évolution des valeurs de C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pourrait à prime abord être associée à des effets de surface importants, si l'évolution observée a pour seules origines les contributions de surface et de volume à l'énergie de symétrie.

Nous observons deux régimes. Un premier régime pour les charges primaires plus légères et un second régime pour les charges près du projectile. Le premier régime pourrait potentiellement montrer d'importants effets de surface, alors que le deuxième régime montrerait des effets de surface réduits. Cette différence peut être associée au degré d'excitation du fragment primaire. Pour les fragments près du projectile, l'énergie d'excitation est moindre par rapport aux charges primaires plus faibles. Nous avons ainsi vu que l'énergie d'excitation et la température évoluent en fonction de la charge primaire. Tel que vu dans [104,114,142], une évolution de C_{sym}/T est observée en fonction de l'énergie d'excitation utilisant la méthode de l'isocaling, pouvant expliquer l'évolution de C_{sym}/T des présents résultats expérimentaux. Une étude plus détaillée de C_{sym}/T en fonction de l'énergie d'excitation sera nécessaire dans le but d'établir la dépendance de C_{sym}/T .

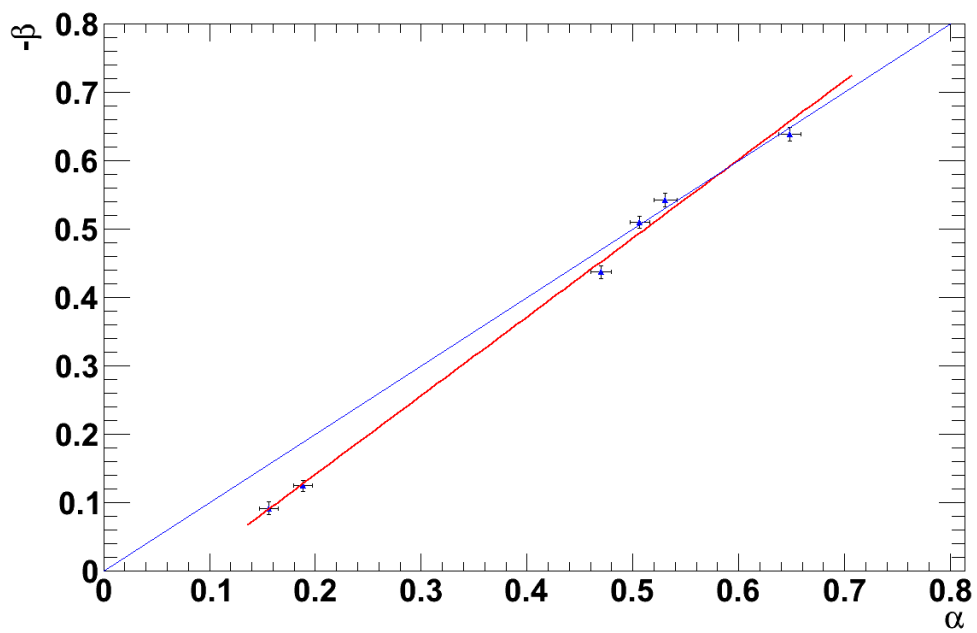


FIGURE 5.39 – Les paramètres d'isoscaling $-\beta$ en fonction α pour toutes les combinaisons de deux systèmes. La ligne rouge représente le meilleur ajustement des données alors que la ligne bleue représente $\alpha = -\beta$.

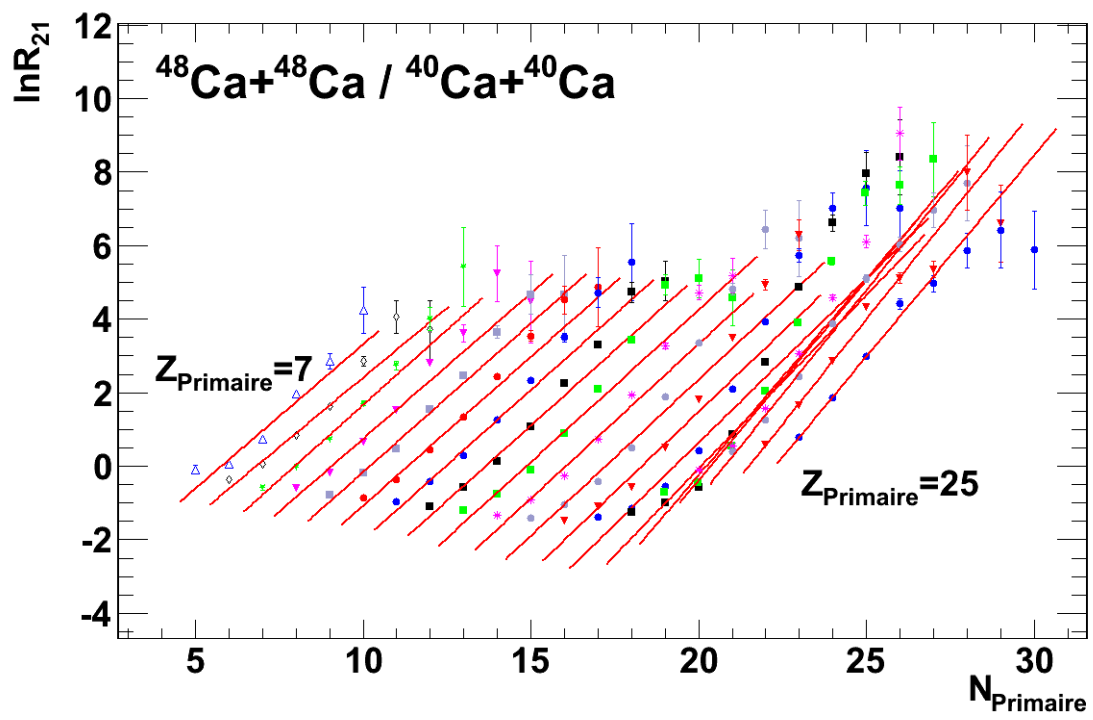


FIGURE 5.40 – Isoscaling pour les systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.

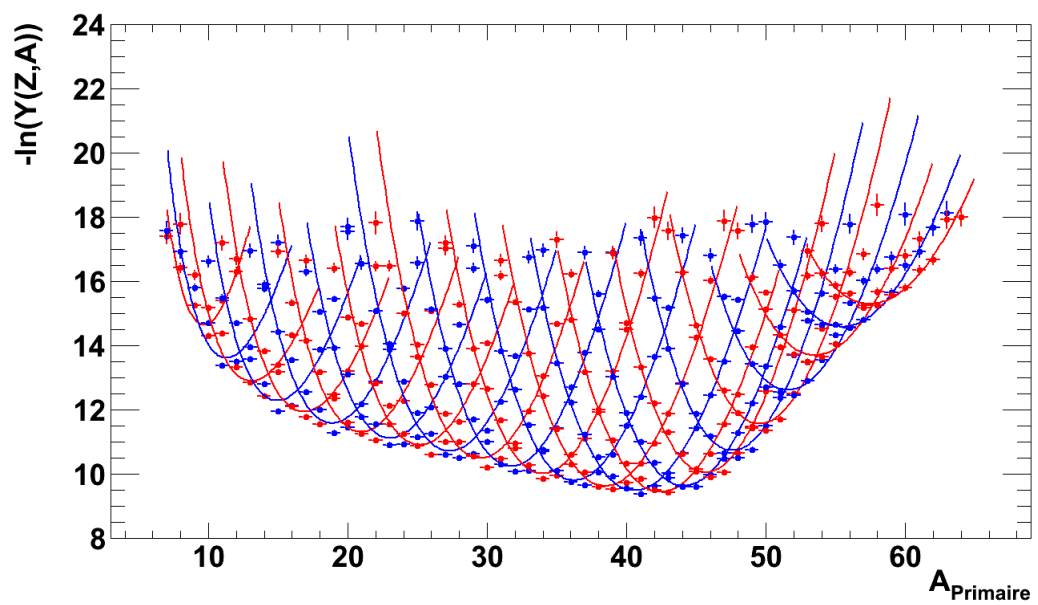


FIGURE 5.41 – Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge. Les points rouges correspondent aux charges impaires alors que les points bleus correspondent aux charges paires.

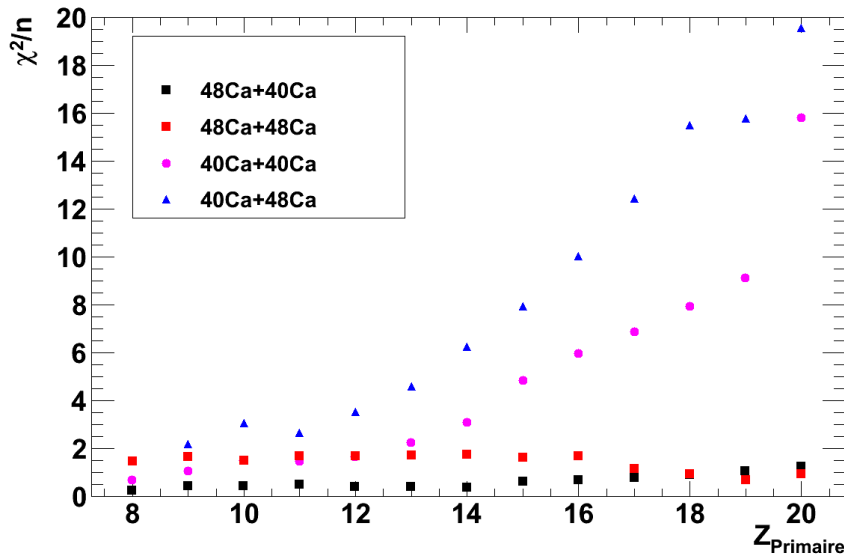


FIGURE 5.42 – Valeurs de χ^2 extraites de l'ajustement fait sur chaque charge pour les différents systèmes.

5.4.2 Comparaisons

Nous comparons les valeurs des paramètres C_{sym}/T extraites pour les PLF et les charges primaires pour la méthode des formes des distributions isotopiques. La figure 5.44 illustre les valeurs de C_{sym}/T pour les fragments PLF et les fragments primaires sans contribution des neutrons pour les différents systèmes. Tel que vu au chapitre précédent, nous observons pour les PLF une augmentation de la valeur de C_{sym}/T à mesure que la charge du PLF augmente. Cette dépendance de C_{sym}/T en fonction de la charge est également observée pour les fragments primaires, mais cette dépendance est plus faible que celle observée pour les PLF. De plus, un effet pair-impair est aussi observé pour les faibles charges des PLF. La disparition de cet effet pour les fragments primaires indique que nous avons correctement corrigé les désintégrations secondaires.

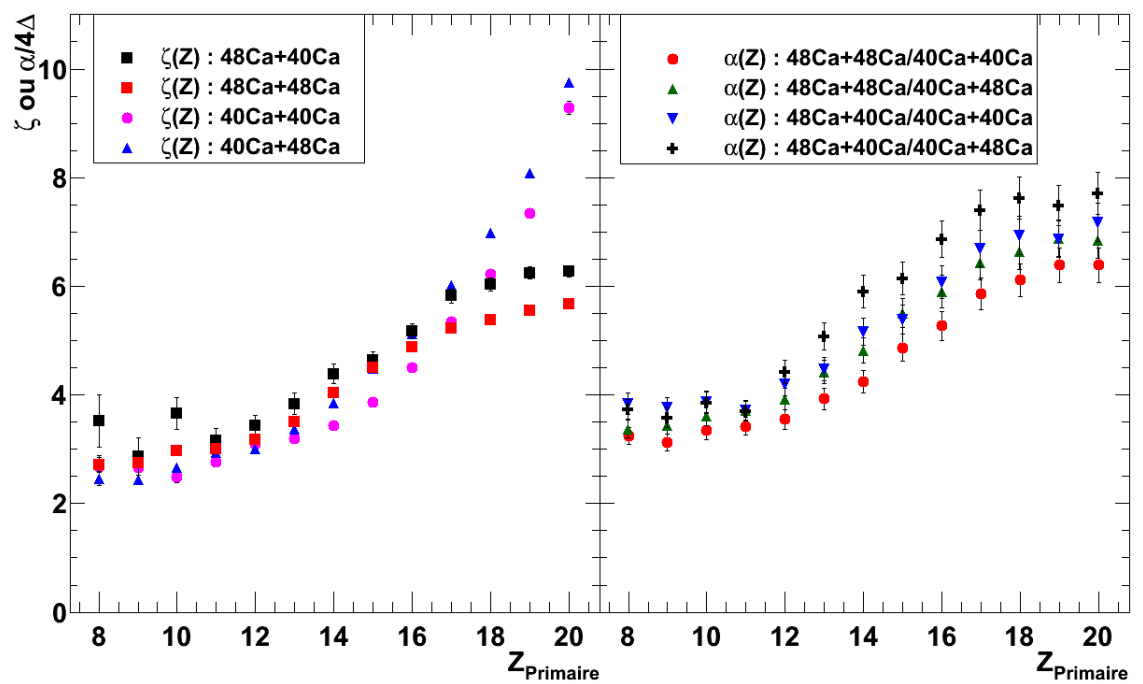


FIGURE 5.43 – Valeurs de $\alpha/4\Delta$ et de ζ pour l'ensemble des systèmes pour l'étude des fragments primaires.

Nous comparons maintenant les résultats du rapport C_{sym}/T obtenus expérimentalement aux calculs dynamiques AMD ainsi qu'aux calculs dynamiques AMD sans la contribution des neutrons. Les figures 5.45 et 5.46 présentent les valeurs C_{sym}/T pour les deux méthodes en comparaison avec les simulations AMD et AMD sans la contribution des neutrons. Nous observons que les deux simulations surestiment la valeur de C_{sym}/T déterminée expérimentalement. Cette surestimation est attendue en raison du fait que les largeurs des distributions isotopiques des simulations sont inférieures aux largeurs des distributions isotopiques expérimentales.

Utilisant les températures extraites pour les charges primaires, nous pouvons obtenir une valeur de C_{sym} . Nous utilisons les valeurs de C_{sym}/T extraites pour la méthode des formes des distributions isotopiques. La figure 5.47 montre les valeurs de C_{sym} en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes. La courbe rouge montre l'énergie de symétrie $c(A = 2Z) = c_V + c_S(2Z)^{-1/3}$ des noyaux dans leur état fondamental, où $c_V = 30.9$ MeV et $c_S = -35.2$ MeV. Tel que montré précédemment, les températures extraites varient entre 3.2 MeV à 4.7 MeV. Les systèmes pauvres en neutrons montrent des températures plus faibles par rapport aux systèmes riches en neutrons. Considérant la région autour du projectile, soit entre $Z=16$ et $Z=20$, nous obtenons une valeur de l'énergie de symétrie variant entre 20 MeV et 35 MeV. Les valeurs supérieures à 30 MeV sont associées aux systèmes pauvres en neutrons et peuvent être expliquées par l'erreur faite sur la détermination de la température. Encore une fois, nous voyons une évolution de l'énergie de symétrie en fonction de l'énergie d'excitation. Près des charges primaires du projectile, des énergies d'excitation plus faibles sont observées par rapport aux charges primaires plus faibles.

5.4.3 Étude en fonction de l'énergie d'excitation

L'évolution observée en fonction de la charge primaire des valeurs de ζ et de $\alpha/4\Delta$ peut être attribuée à une évolution de la dissipation et du degré d'excitation. Pour étudier cet effet potentiel dans l'étude des collisions périphériques et semi-périphériques, des fenêtres en énergie d'excitations seront considérées dans lesquelles l'étude des deux méthodes sera effectuée. Ces fenêtres en énergies d'excitation sont faites sur les valeurs calculées à partir de l'hypothèse sur le nombre de neutrons libres émis.

Nous présentons d'abord par la figure 5.48 les valeurs de ζ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ en fonction des différentes fenêtres en énergie d'excitation, et ce, pour différentes charges primaires. Nous voyons sur cette figure une évolution du paramètre ζ en fonction du degré d'excitation. Nous étudions maintenant ces fenêtres en énergie d'excitation de manière plus détaillée.

Nous présentons par la figure 5.49 les résultats des valeurs de ζ en fonction de la charge primaire pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour quatre fenêtres en énergie d'excitation. Nous comparons ces résultats aux calculs AMD sans la contribution des neutrons pour les deux interactions utilisées (voir chapitre 1). Nous voyons qu'en appliquant des fenêtres en énergies d'excitation que les calculs arrivent à bien reproduire les données expérimentales. Par contre, nous ne pouvons associer les données expérimentales à l'une ou l'autre des deux interactions.

Un calcul d'écart-type :

$$\sqrt{\frac{1}{N} \sum_i (exp. - calcul)^2}, \quad (5.8)$$

basé sur la différence entre les données expérimentales et les calculs est fait. Ce calcul d'écart-type semble indiquer l'interaction Gogny-AS reproduirait mieux les données expérimentales, sans toutefois nous permettre de conclure avec certitude.

D'un autre côté, lorsque nous étudions les largeurs des distributions isotopiques du système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$, présentées par la figure 5.50, les calculs reproduisent relativement bien les résultats expérimentaux. Un calcul d'écart-type nous indique que l'interaction Gogny semble mieux reproduire les données expérimentales, mais encore une fois, les valeurs similaires trouvées ne nous permettent pas de conclure avec certitude. Nous soulignons ici que nous trouvons des conclusions inverses pour le système riche et pauvre en neutrons.

En conclusion, il est difficile d'associer les données expérimentales à l'une ou l'autre des deux interactions, que ce soit par l'étude des largeurs des distribution isotopiques ou par l'étude des paramètres d'isoscaling, où un exemple est présenté par la figure 5.51. Cette difficulté de distinguer les interactions vient du fait que nous observons des événements formés lors de collisions à densité autour de la densité de saturation.

Utilisant la forme globale des distributions en C_{sym}/T , nous pouvons déterminer le rapport surface/volume en faisant l'hypothèse que les formes des distributions de C_{sym}/T ont pour seule origine les contributions de surface et de volume à l'énergie de symétrie. Utilisant la fonction d'ajustement :

$$\frac{C_{sym}}{T} \propto 1 - \frac{c_S}{c_V} (2Z)^{-1/3}, \quad (5.9)$$

où le paramètre libre est le rapport c_S/c_V . La figure 5.52 illustre la fonction d'ajustement sur les données expérimentales pour l'étude des largeurs des distributions isotopiques du système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour différentes fenêtres en énergie d'excitation. Nous voyons que la fonction d'ajustement reproduit la tendance des données expérimentales. Ces rapports c_S/c_V sont maintenant reportés sur la figure 5.53 où nous comparons ces valeurs aux rapports obtenus pour les calculs AMD sans la contribution des neutrons. Les données résultats expérimentaux tous comme les calculs nous montrent des effets de surface importants. De plus, de la même manière qu'observée lors de l'étude des distributions de C_{sym}/T , peu de différences sont notées entre les deux interactions.

Finalement, utilisant les températures extraites à partir des spectres en énergie des protons, nous pouvons déterminer une valeur de l'énergie de C_{sym} . Ces valeurs sont montrées à la figure 5.54 pour les deux méthodes, et pour deux coupures en énergie d'excitation. Nous voyons que ces valeurs de l'énergie de symétrie varient entre 30 et 40 MeV. Ces valeurs sont cohérentes pour une densité autour de la densité de saturation, correspondant à l'étude des collisions périphériques et semi-périphériques. Cette méthode de détermination de la valeur de l'énergie de symétrie de manière expérimentale peut donc être appliquée pour des collisions plus dissipatives, où les collisions ont lieu à des densités inférieures à la densité de saturation.

5.5 Discussion

Au chapitre 4, nous avons extrait pour les quantités secondaires, l'énergie de symétrie C_{sym}/T de deux manières différentes. La première utilise l'isoscaling, faisant appel aux rapports des taux de production de chaque isotope pour deux réactions différentes. La seconde étudie les distributions isotopiques et extrait un paramètre ζ pouvant être lié à l'énergie de symétrie. Nous avons montré que ces deux méthodes donnent des résultats similaires. Cette similarité des résultats pour les deux méthodes est importante, puisque l'extraction de l'énergie de symétrie est délicate dû aux incertitudes liées à la détermination du paramètre Δ . De plus, nous avons remarqué un effet pair-impair sur ces deux quantités. Cet effet peut être expliqué pour ces deux méthodes. D'abord, la méthode extrayant le paramètre ζ est sensible

à la forme des distributions isotopiques. La présence d'un ou de trois isotopes stables pour une valeur de Z paire ou impaire influencera le paramètre ζ extrait. Une dépendance de la valeur en Z est également observée. Cette dépendance de la charge du PLF observée pour les valeurs de C_{sym}/T peut être interprétée comme une influence des effets de la désintégration secondaire sur les observables. C'est pour laver ces effets de la désintégration secondaire que la reconstruction des fragments primaires a été nécessaire [143].

Afin de remonter aux fragments primaires, nous avons utilisé la coïncidence avec le multidétecteur INDRA. En imposant une condition sur la vitesse des fragments dans le centre de masse du système ainsi que la vitesse relative, nous sommes en mesure d'attribuer les particules légères ($Z=1,2$) au projectile. Le fragment primaire ainsi formé est associé au projectile. Cependant, la non-détection des neutrons nous empêche d'atteindre la véritable valeur de la masse du fragment primaire.

Nous avons ainsi comparé les simulations AMD et AMD sans la contribution des neutrons filtrées afin de voir l'influence qu'ont les neutrons sur les largeurs des distributions isotopiques. La différence entre les deux quantités nous servira d'erreur sur les données expérimentales afin d'avoir une estimation de la contribution des neutrons. Nous concluons que dans le cadre d'événements associés à des collisions périphériques et semi-périphériques, les neutrons changent peu la forme des distributions isotopiques et la valeur du rapport C_{sym}/T extraite. De par cette conclusion, nous pouvons utiliser la reconstruction du fragment primaire sans la contribution des neutrons dans l'étude de l'énergie de symétrie. Le terme C_{sym}/T a ainsi pu être extrait pour chaque charge primaire.

Le chapitre précédent et le présent chapitre ont montré les valeurs de C_{sym}/T extraites pour les PLF ainsi que les fragments primaires. Les températures extraites à partir des spectres en énergies des protons associés à chaque charge primaire nous donnent ainsi des valeurs entre 3.0 et 6.0 MeV. Ces faibles températures sont cohérentes avec une source faiblement excitée, donc avec une faible température. Ces températures modifient peu les formes des distributions de C_{sym} par rapport aux distributions de C_{sym}/T . Si on s'intéresse à la partie entre $Z=16$ et $Z=20$, on trouve une valeur de C_{sym} variant entre 20 et 35 MeV pour les fragments primaires.

La grande largeur des distributions isotopiques initiales (primaires) induit une modification significative sur les valeurs de C_{sym}/T , comme l'ont montré la figure 5.44 ainsi que sur les valeurs de C_{sym} . Tel qu'observé dans la section précédente, les valeurs de C_{sym} sont significativement plus basses que la valeur standard de 30.9 MeV, souvent prises comme valeur pour un noyau stable et non-excité. Ces valeurs réduites de l'énergie de symétrie pourraient être associées au fait que les fragments primaires sont non seulement peu excités et riches en neutrons mais prennent de l'expansion lorsqu'ils sont formés, amenant une faible densité réduite [?, ?].

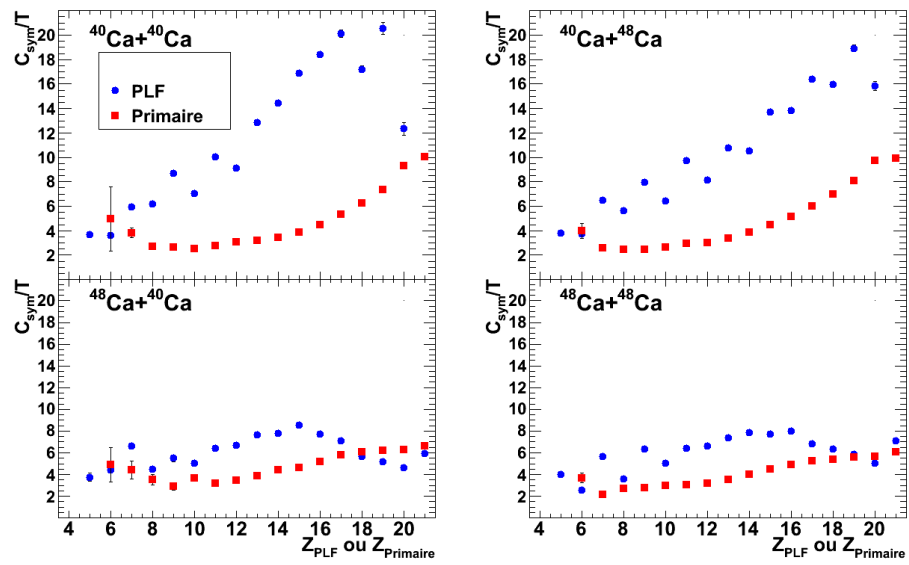


FIGURE 5.44 – Rapport C_{sym}/T pour la méthode de la forme des distributions isotopiques en fonction de la charge PLF ou de la charge primaire pour les différents systèmes.

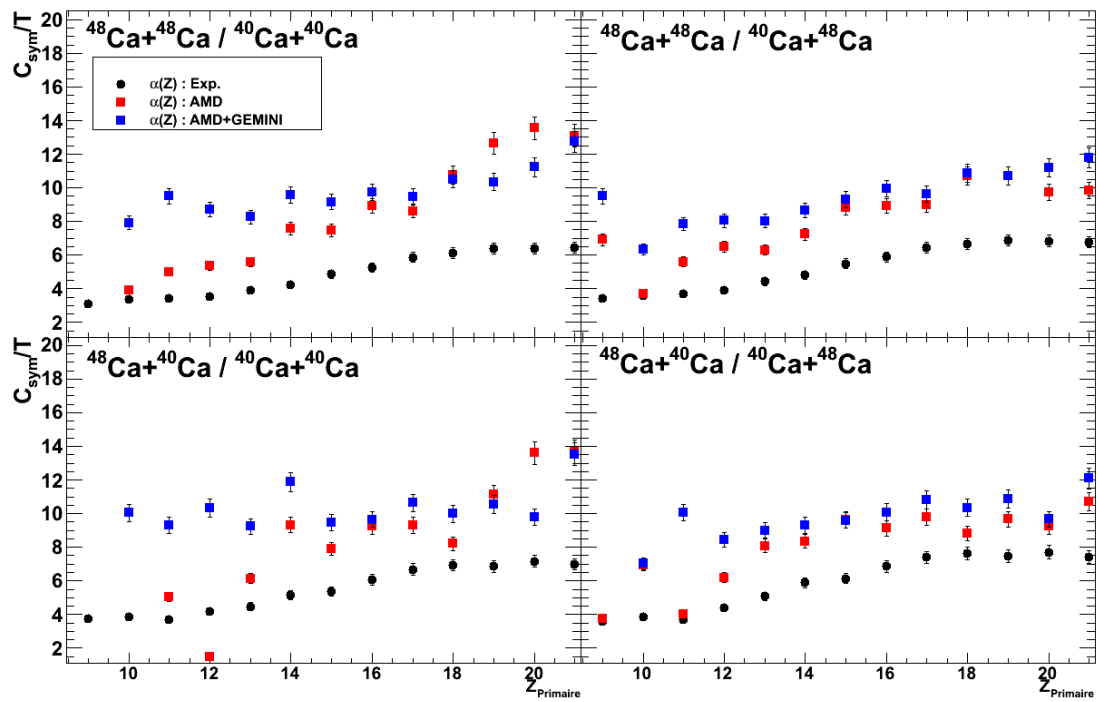


FIGURE 5.45 – Comparaison des valeurs de C_{sym}/T pour la méthode de l'isoscaling. Les points noirs indiquent les résultats. Les carrés rouges indiquent les valeurs de C_{sym}/T pour les simulations dynamiques, alors que les carrés bleus indiquent les valeurs de C_{sym}/T pour les simulations dynamiques sans la contribution des neutrons.

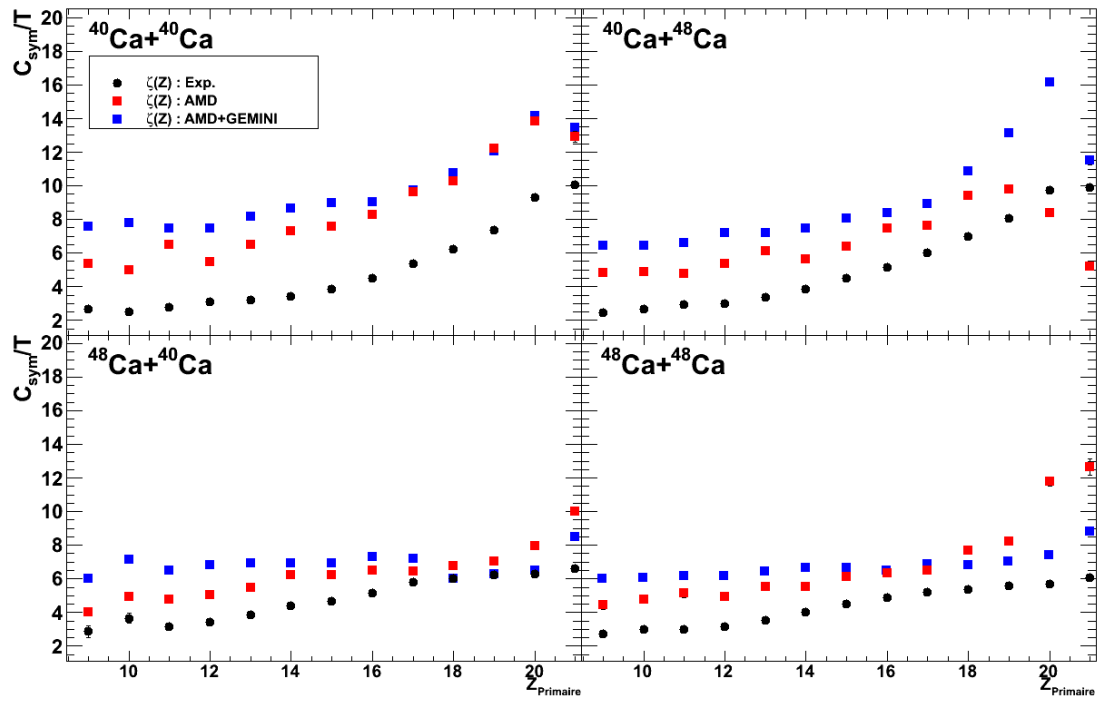


FIGURE 5.46 – *Comparison des valeurs de C_{sym}/T pour la méthode des formes des distributions isotopiques. Les points noirs indiquent les résultats. Les carrés rouges indiquent les valeurs de C_{sym}/T pour les simulations dynamiques, alors que les carrés bleus indiquent les valeurs de C_{sym}/T pour les simulations dynamiques sans la contribution des neutrons.*

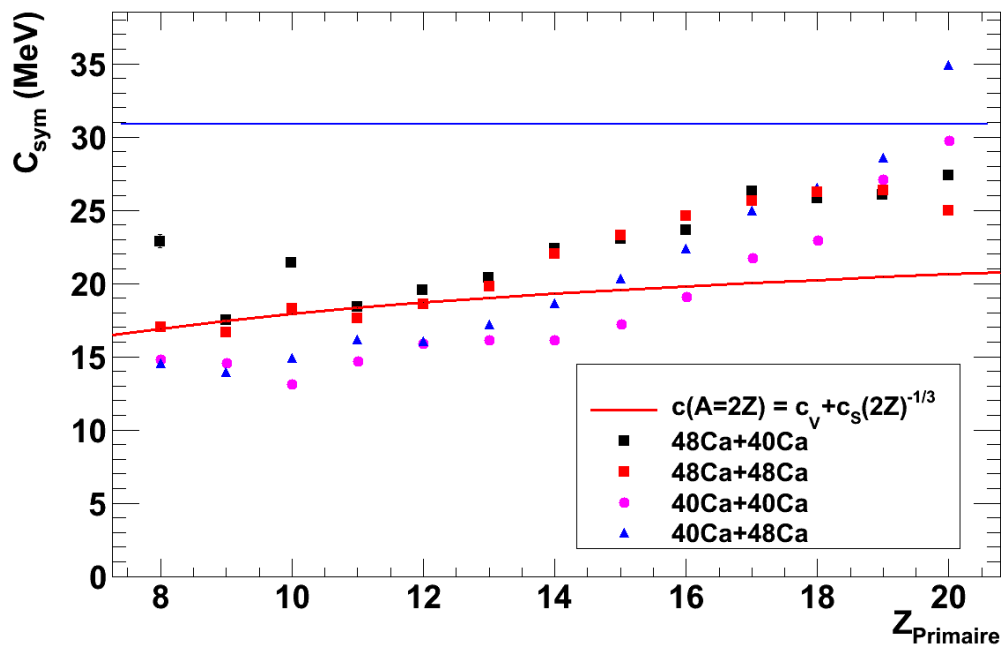


FIGURE 5.47 – Valeurs C_{sym} pour les différents systèmes en fonction de la charge primaire pour la méthode des formes des distributions isotopiques. La courbe rouge montre l'énergie de symétrie $c(A = 2Z) = c_V + c_S(2Z)^{-1/3}$ pour les noyaux dans leur état fondamental ($c_V = 30.9$ MeV et $c_S = -35.2$ MeV). La ligne bleue montre $c_V = 30.9$ MeV.

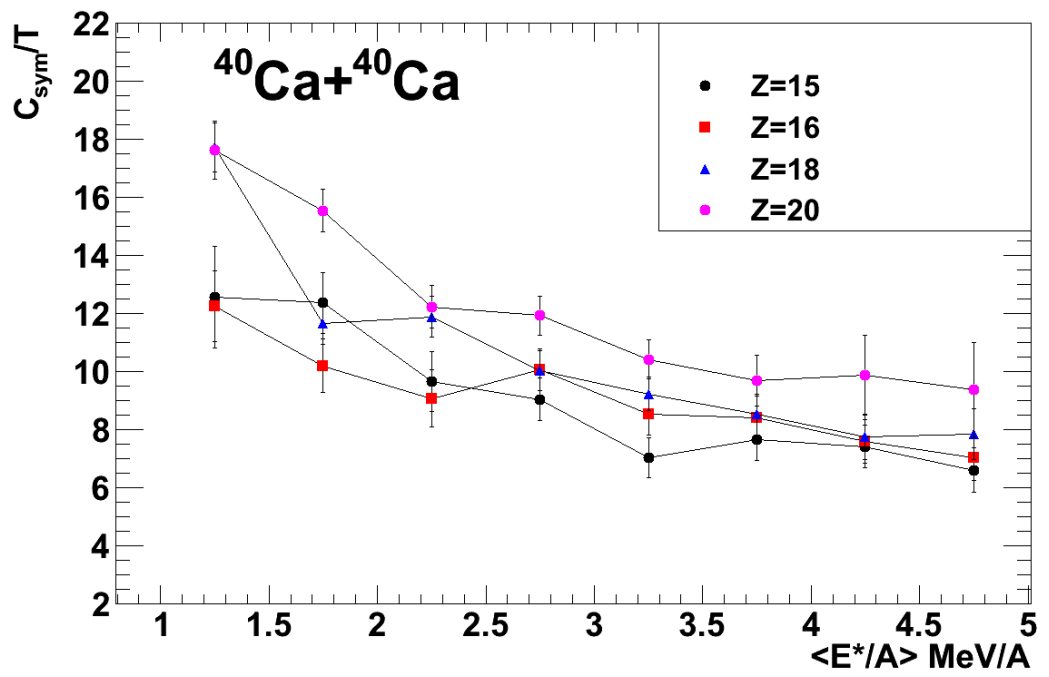


FIGURE 5.48 – Valeurs de C_{sym}/T pour la méthode des distributions isotopiques pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ en fonction des fenêtres en énergie d'excitation.

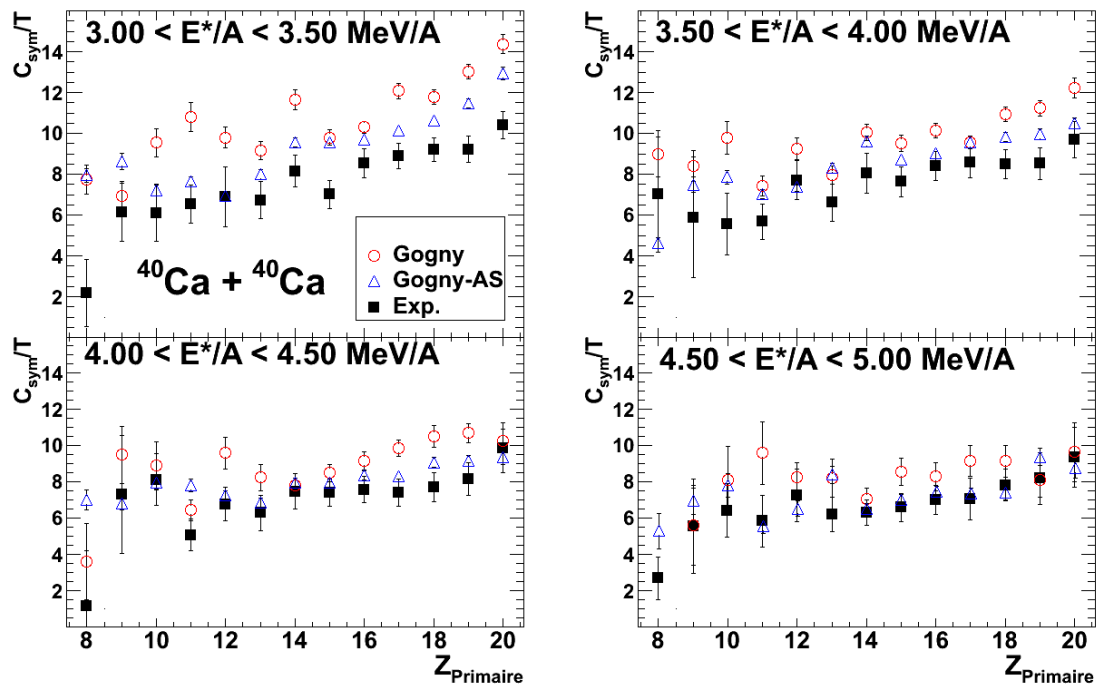


FIGURE 5.49 – Valeurs de C_{sym}/T pour la méthode des distributions isotopiques pour le système $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ pour différentes fenêtres en énergie d'excitation.

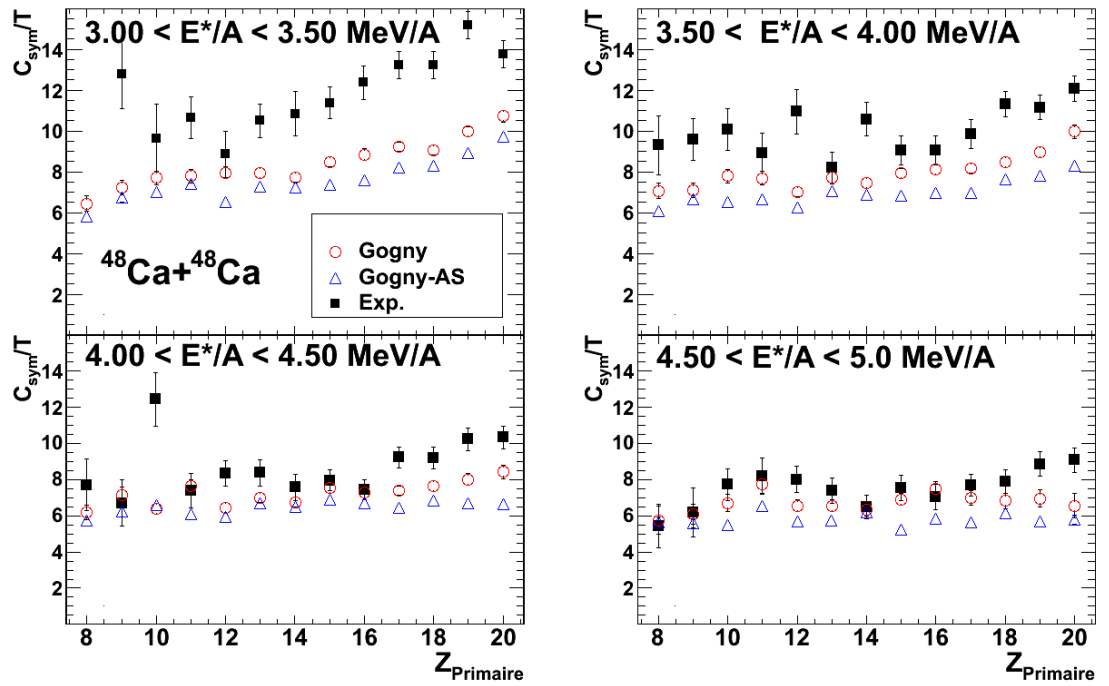


FIGURE 5.50 – Valeurs de C_{sym}/T pour la méthode des distributions isotopiques pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour différentes fenêtres en énergie d'excitation.

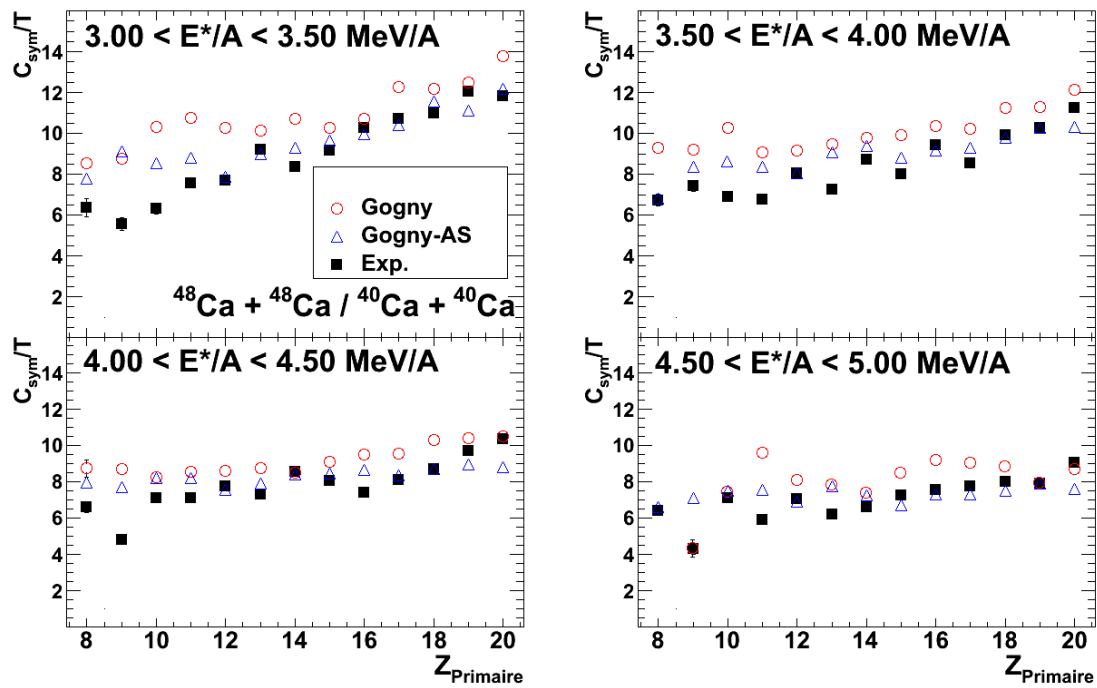


FIGURE 5.51 – Valeurs de C_{sym}/T pour la méthode de l'isoscaling pour le système $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ en fonction du système $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ pour différentes fenêtres en énergie d'excitation.

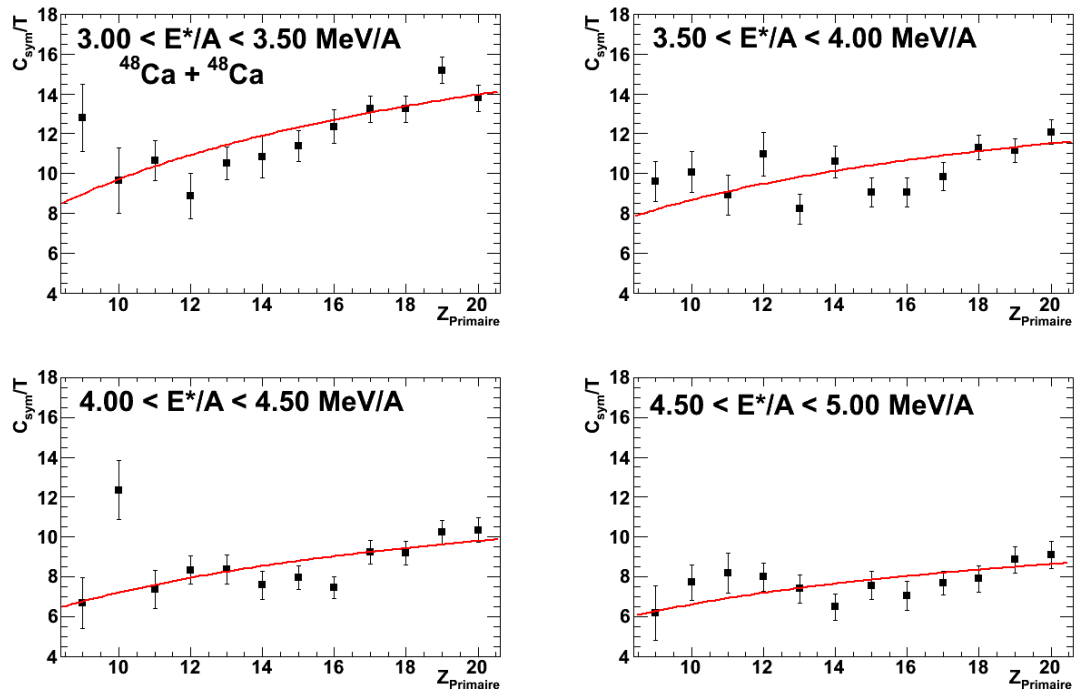


FIGURE 5.52 – Exemple d'ajustement de la fonction $\frac{C_{sym}}{T} \propto 1 - \frac{c_S}{c_V}(2Z)^{-1/3}$ pour les données provenant de la méthode des formes des distributions isotopiques pour le système $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ et pour différentes fenêtres en énergie d'excitation.

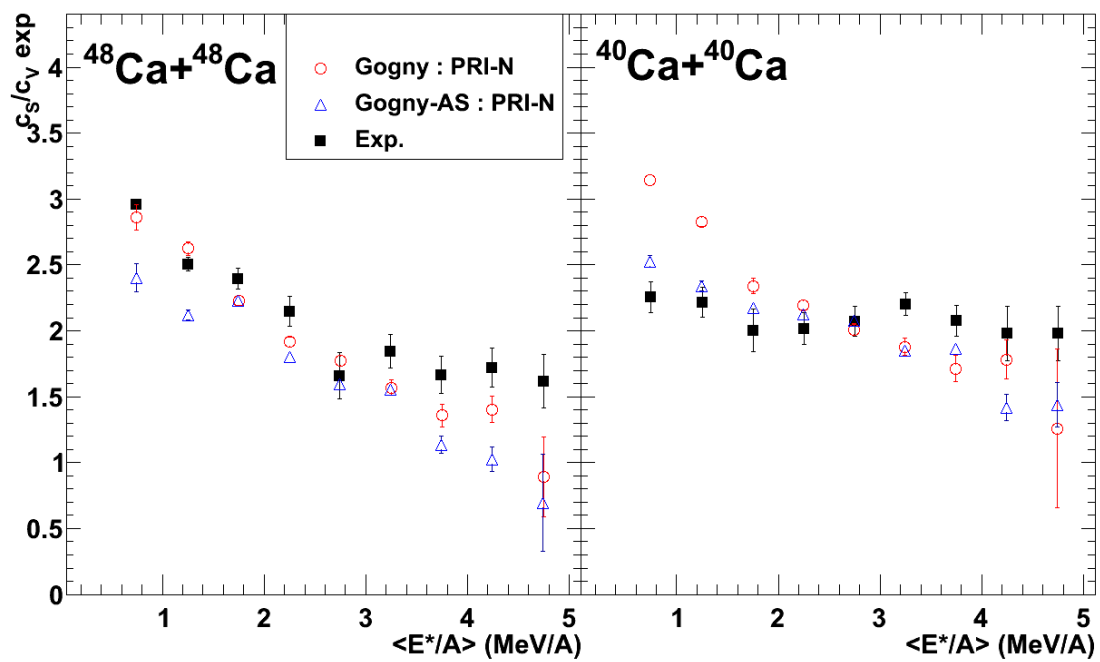


FIGURE 5.53 – Rapport c_S/c_V pour la méthode des formes des distributions isotopiques pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ en fonction des fenêtres en énergie d'excitation.

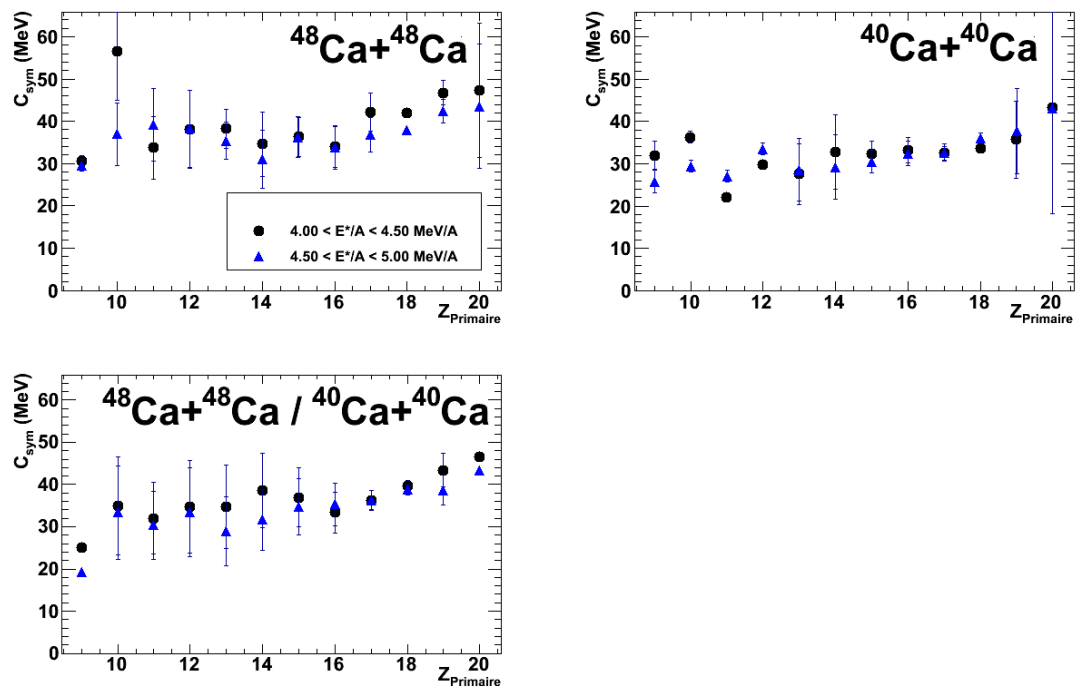


FIGURE 5.54 – Valeurs de l'énergie de symétrie C_{sym} en fonction de la charge primaire pour différentes fenêtres en énergie d'excitation.

Conclusion

L'expérience unique INDRA-VAMOS a permis de détecter en coïncidence les particules légères et les résidus d'évaporation, où les systèmes $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ à une énergie de 35 MeV/A sont à l'étude. Ces résidus d'évaporation appelés PLF ont été détectés par VAMOS avec une grande précision, soit une résolution sur la valeur de la masse de l'ordre de 0.70%. Utilisant ces données, nous avons d'abord étudié l'énergie de symétrie de ces PLF de deux manières indépendantes que nous avons précédemment définies, soit l'isoscaling (à l'aide des équations 1.7 et 1.13) et la forme des distributions isotopiques, mais toutes deux se basent sur les distributions isotopiques des fragments. Ces deux méthodes ont montré des résultats similaires pour les systèmes avec un projectile de ^{48}Ca . De plus, ces résultats montrent une évolution en fonction de la charge du PLF ainsi qu'un fort effet pair-impair pour les faibles charges. Cet effet pair-impair des rapports de C_{sym}/T pour les faibles charges peut être attribué au processus de désintégration secondaire. Ainsi, l'extraction d'une information sur l'énergie de symétrie par l'étude des PLF est donc impossible. Il faut donc se tourner vers une quantité s'approchant du fragment primaire, parent du PLF détecté par le spectromètre VAMOS.

Afin de connaître l'influence de cette désintégration secondaire sur les valeurs de l'énergie de symétrie extraites pour les PLF, une reconstruction du fragment primaire a été faite. Puisque les neutrons ne sont pas détectés, la masse du fragment primaire a été calculée sans la contribution des neutrons. Nous avons vu, utilisant les simulations du modèle AMD et en calculant le nombre de neutrons émis par la désintégration de ce fragment chaud par le modèle GEMINI, l'erreur associée aux deux méthodes définies, dans le cadre des collisions les plus périphériques. Ces différences trouvées nous serviront d'incertitude sur les données expérimentales afin d'avoir une incertitude sur l'influence des neutrons. Nous avons ainsi pu utiliser la reconstruction du fragment primaire sans la contribution des neutrons dans l'étude de l'énergie de symétrie.

Le terme C_{sym}/T a ainsi pu être extrait pour chaque charge primaire. Alors qu'un effet pair-impair est observé pour les valeurs de C_{sym}/T des PLF, entre les valeurs de $Z=5$ et $Z=11$, la disparition de cet effet pour les fragments primaires indique que nous avons correctement corrigé des effets des désintégrations secondaires. Nous avons observé pour les PLF une augmentation de la valeur de C_{sym}/T à mesure que la charge du PLF augmente. Cette dépendance de C_{sym}/T en fonction de la charge est également visible pour les fragments primaires, mais cette dépendance est plus faible que celle observée pour les PLF. En observant la forme des distributions de C_{sym}/T en fonction de la charge primaire, il est possible de trouver une approximation du rapport des effets de surface en fonction des effets de volume associés à l'énergie de symétrie où on écrit $C_{sym}/T(Z) \propto 1 - 2k(2Z)^{-1/3}$ où k représente le rapport surface sur volume. L'évolution du terme C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pourrait être associée à une grande contribution de surface. Par contre, cette évolution de C_{sym}/T en fonction de la charge primaire peut être également expliquée

par le degré d'excitation du fragment primaire. Utilisant les températures extraites via les spectres en énergies des protons, nous trouvons une valeur de l'énergie de symétrie variant entre 14 et 25 MeV, selon le système étudié. Une étude plus détaillée de l'énergie de symétrie en fonction de l'énergie d'excitation sera nécessaire dans le but d'établir sa dépendance.

En effectuant des coupures en énergie d'excitation, nous observons une évolution des C_{sym}/T en fonction de l'énergie d'excitation pour différentes charges primaires. Lors d'une étude détaillée de chaque fenêtre en énergie d'excitation, nous déterminons un rapport surface/volume élevé. Ce rapport correspond aussi à celui donné par les calculs. Finalement, utilisant les températures extraites à partir des spectres en énergies des protons, une énergie de symétrie C_{sym} autour de 30 MeV est trouvée. Cette énergie est cohérente avec l'étude des collisions périphériques et semi-périphériques, dans lesquelles les fragments sont produits autour de la densité de saturation.

Une méthode pour déterminer expérimentalement l'énergie de symétrie a ainsi été bâtie et testée sur les collisions périphériques et semi-périphériques. Cette méthode nous a permis d'extraire des valeurs cohérentes avec la région en densité étudiée. L'application de cette méthode pour des collisions plus dissipatives, où des densités inférieures à la densité de saturation sont explorées, est donc envisageable. Les valeurs de l'énergie de symétrie ainsi trouvées nous renseigneront sur le type d'interaction associé, élément qui n'a pu être déduit dans le cadre de collisions périphériques et semi-périphériques.

De plus, un calcul de backtracing nous permettrait de déterminer les distributions primaires. La figure 5.55 présente un schéma du principe de backtracing. Nous utilisons le modèle GEMINI afin de reproduire les distributions isotopiques des fragments à partir d'une distribution des fragments primaires et d'une énergie d'excitation. Nous comparons les distributions des PLF ou des fragments primaires sans la contribution des neutrons obtenues par les simulations aux données expérimentales en appliquant un poids sur les distributions initiales en masses primaires ainsi qu'en énergie d'excitation.

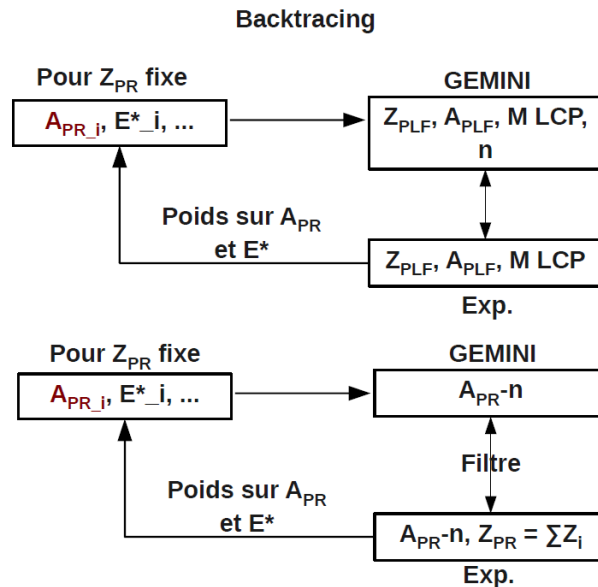


FIGURE 5.55 – Schémas du principe de backtracing pour les fragments des PLF (haut) et les fragments primaires sans la contribution des neutrons (bas).

De plus, en complément à la présente expérience, des tests de la collaboration FAZIA sont prévues à l'été 2014 utilisant des systèmes de $^{40,48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ à une énergie de 35 MeV/A, qui mesureront les distributions isotopiques (autant les formes que les sections efficace) des fragments émis à l'avant avec quatre blocs complets de FAZIA. Cette expérience a ainsi pour but de comparer les distributions isotopiques obtenues avec VAMOS à celles qui seront obtenues par les télescopes FAZIA.

A Distributions en charges et en masses pour les différents systèmes

Cette annexe donne les spectres globaux en charges et en masses pour chaque système.

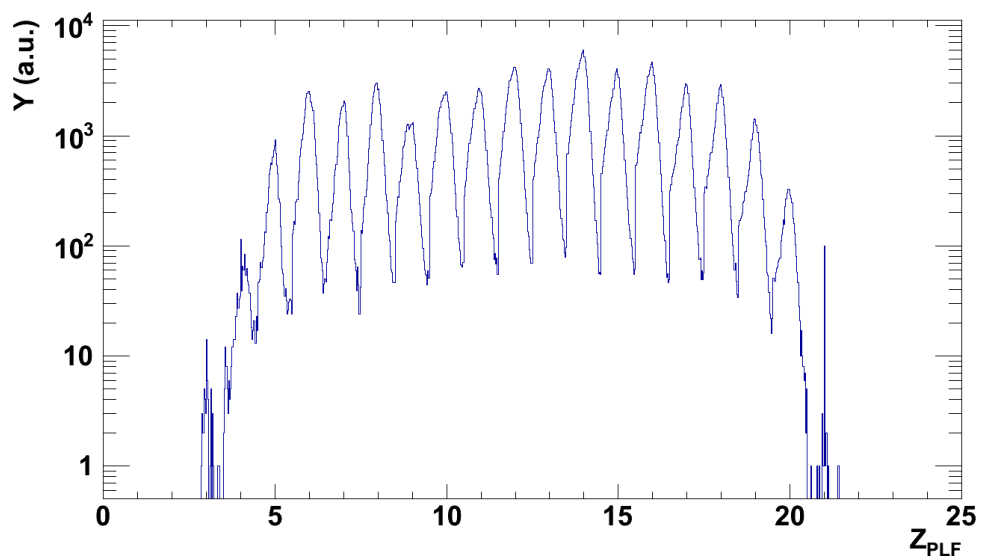


FIGURE A.1 – *Distribution en Z pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.*

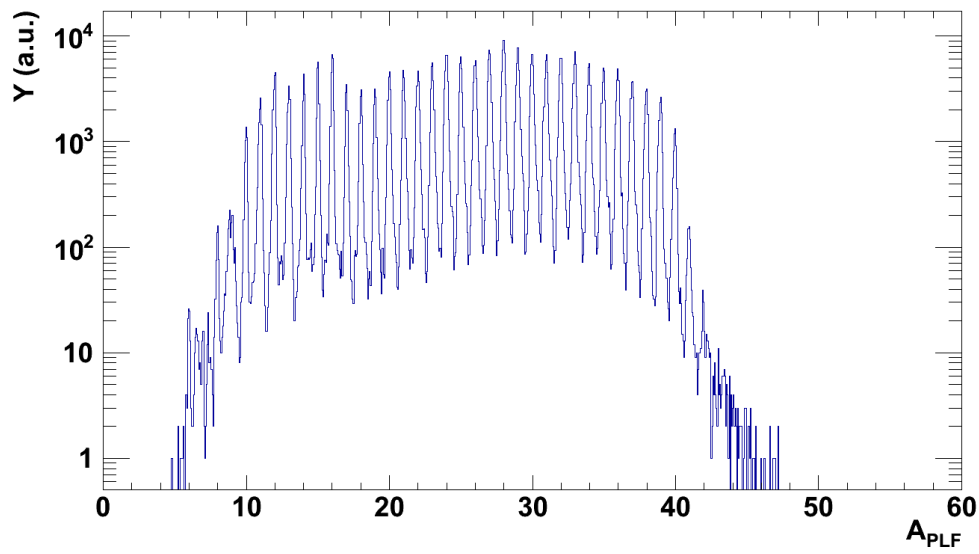


FIGURE A.2 – Distribution en masse du système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$

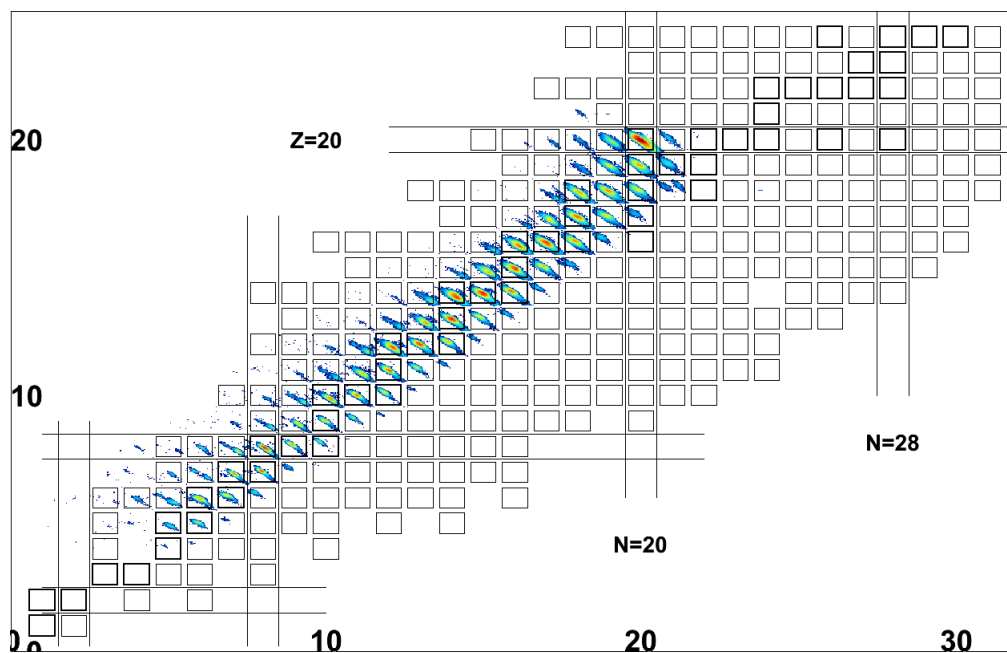


FIGURE A.3 – Composition isotopique des fragments pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$

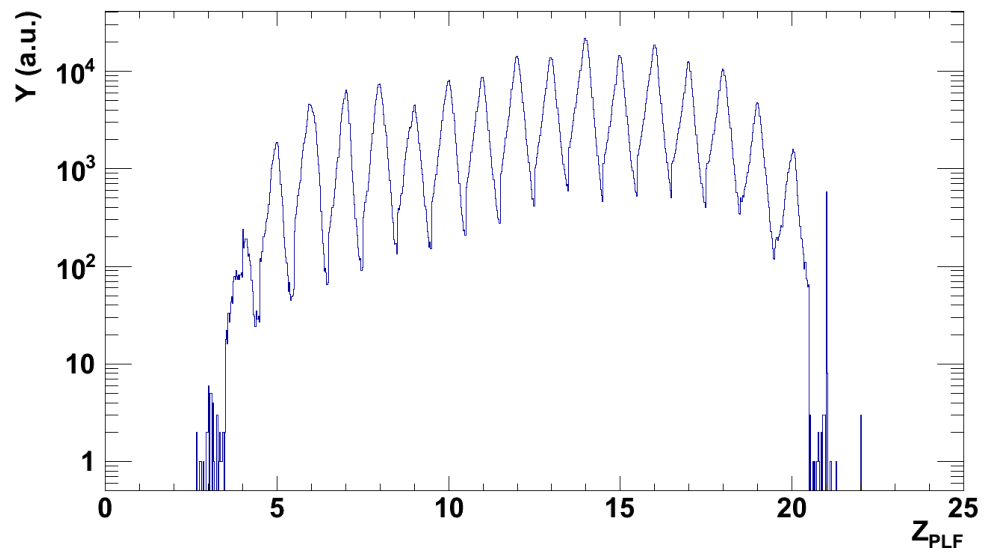


FIGURE A.4 – *Distribution en Z pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.*

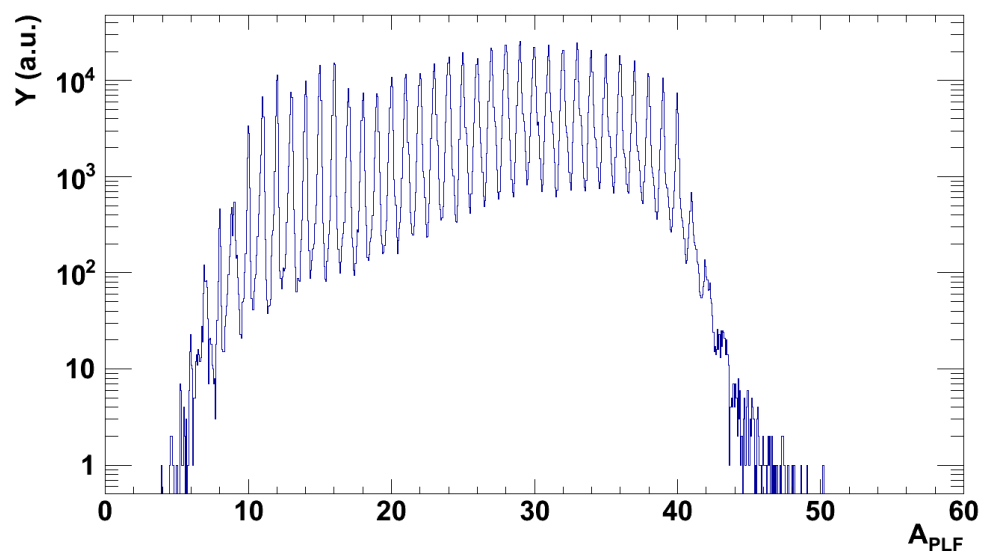


FIGURE A.5 – *Distribution en masse du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.*

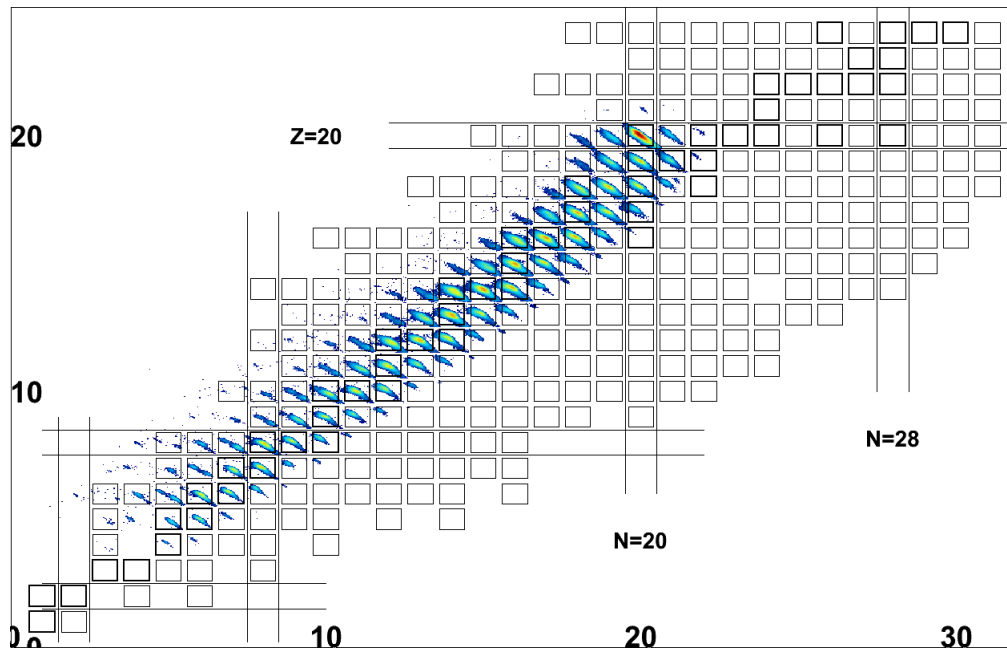


FIGURE A.6 – Composition isotopique des fragments pour le système $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$.

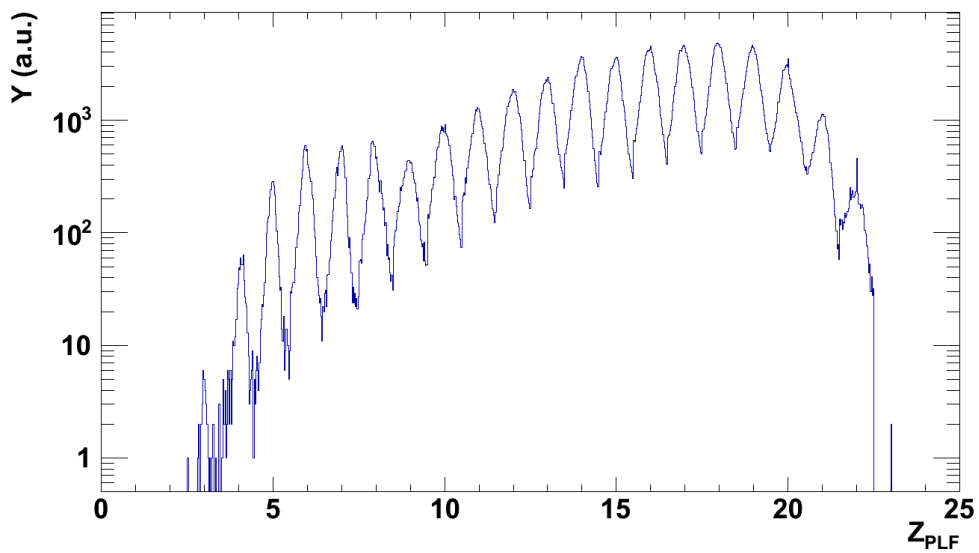


FIGURE A.7 – Distribution en Z pour le système $^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$.

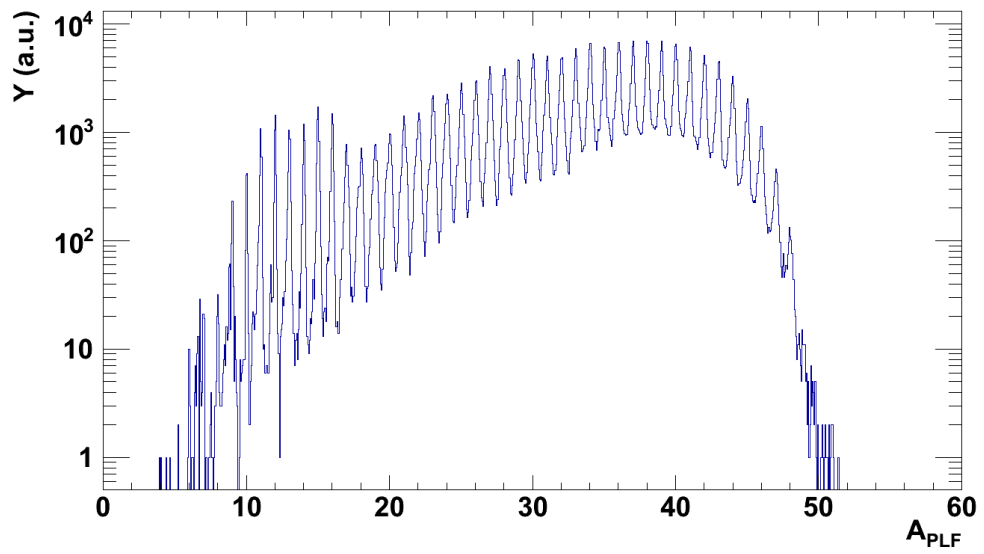


FIGURE A.8 – *Distribution en masse du système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$*

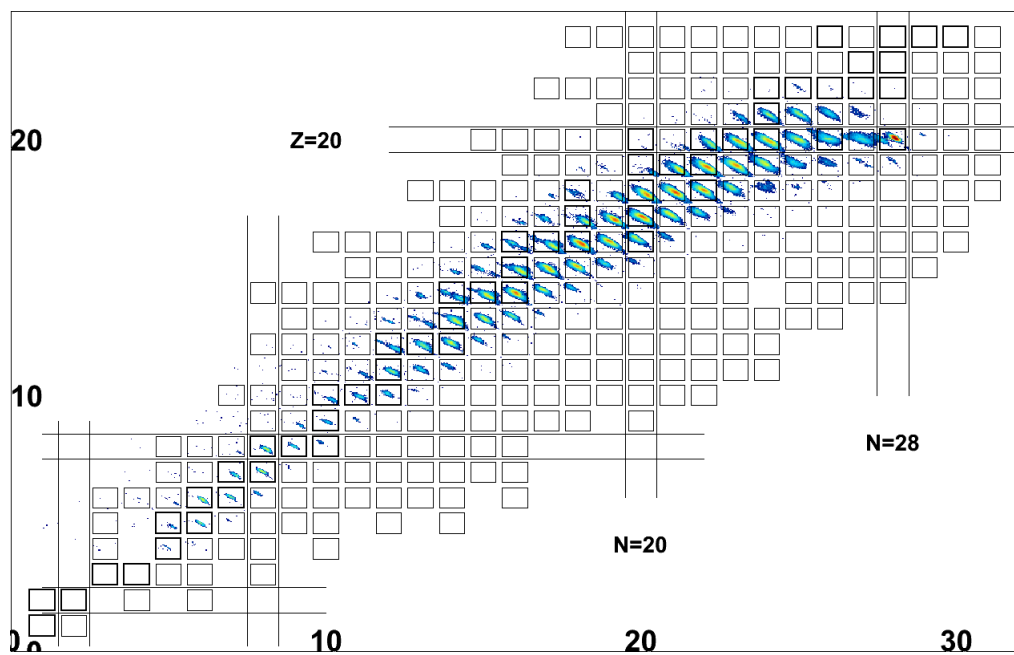


FIGURE A.9 – *Composition isotopique des fragments pour le système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$*

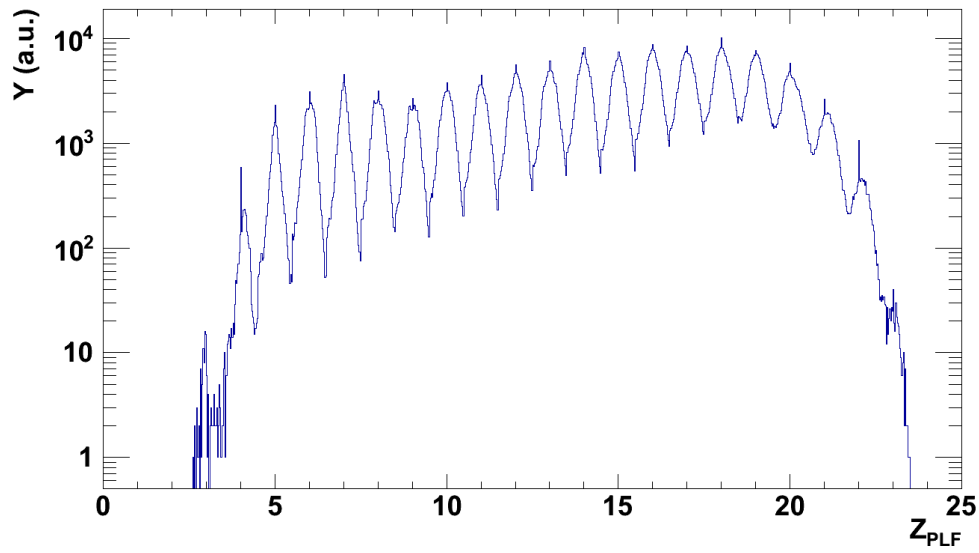


FIGURE A.10 – Distribution en Z pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

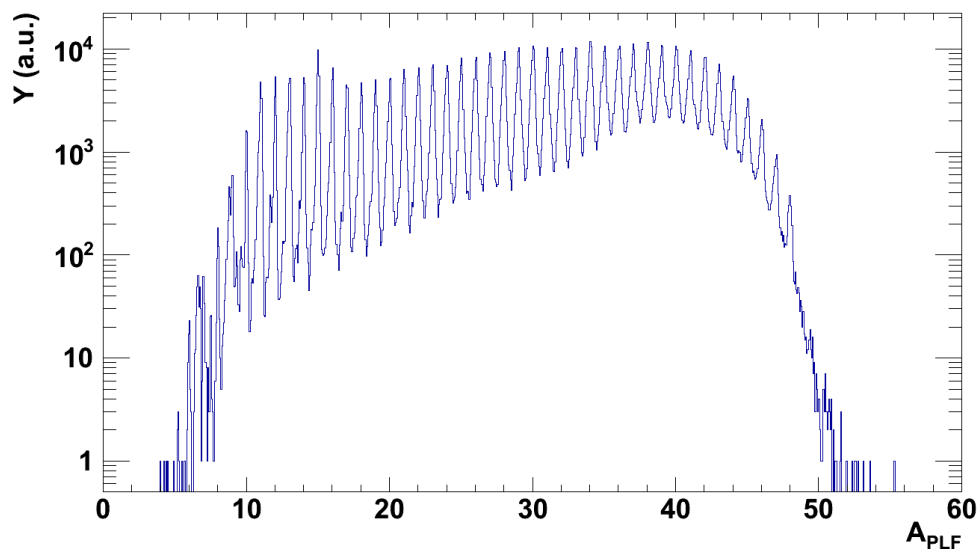


FIGURE A.11 – Distribution en masse du système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$

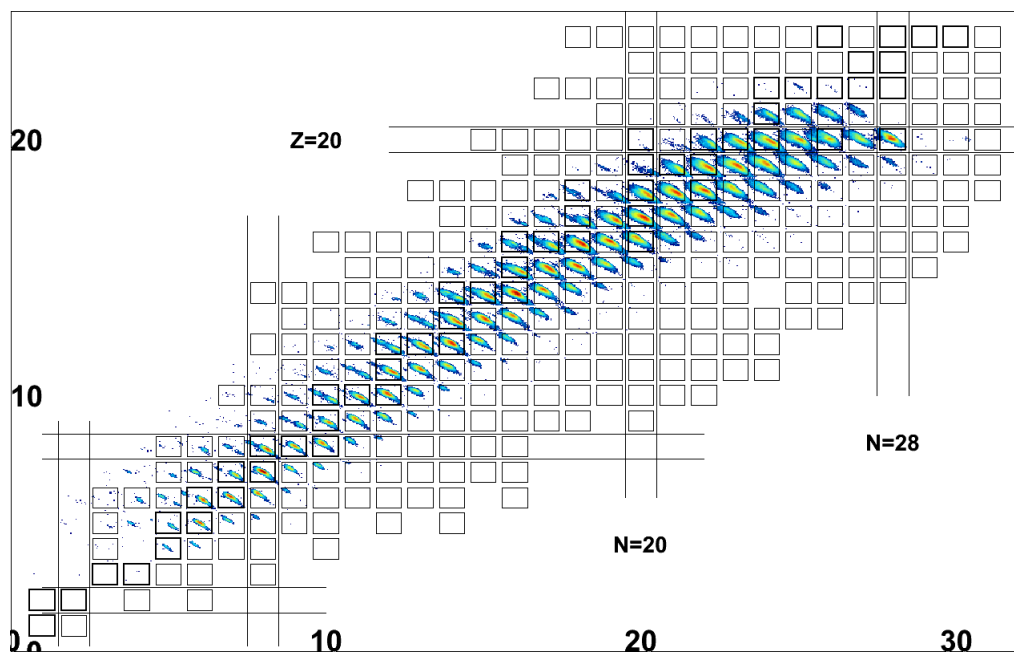


FIGURE A.12 – *Composition isotopique des fragments pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$*

B Performance et énergie de symétrie

B.1 Performance

Cette section donne pour chaque système le détail des spectres suivants :

- La multiplicité totale des fragments en fonction de la charge du PLF
- Charge du PLF en fonction du paramètre d'impact expérimental

B.1.1 Multiplicité

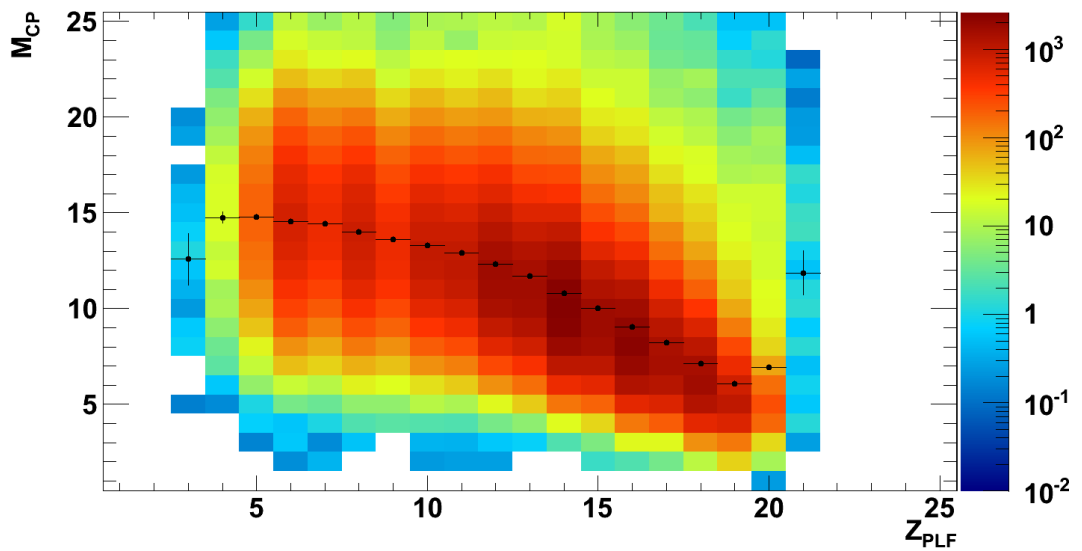


FIGURE B.1 – *Multiplicité totale des fragments en fonction de la charge PLF pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.*

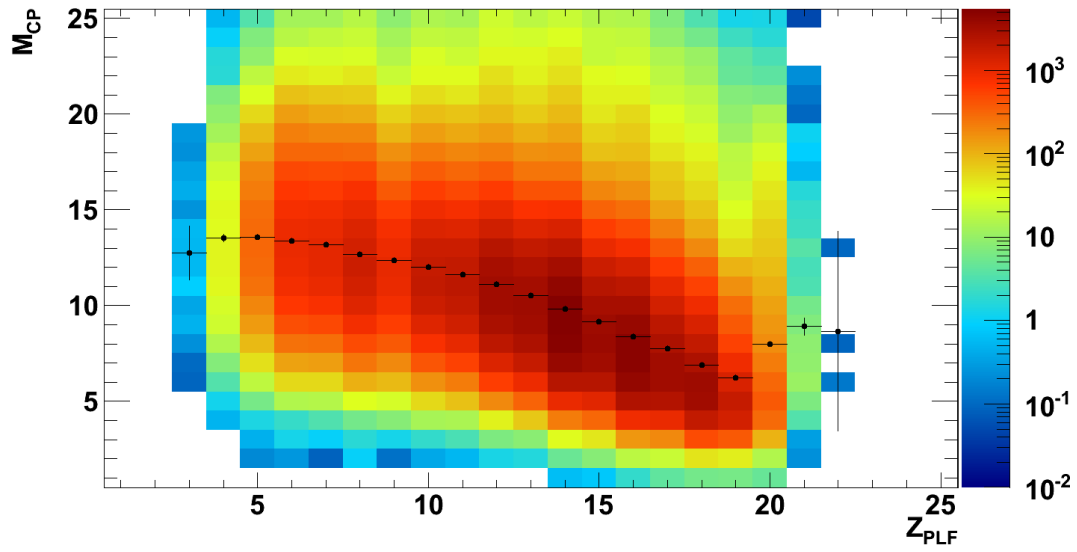


FIGURE B.2 – Multiplicité totale des fragments en fonction de la charge PLF pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

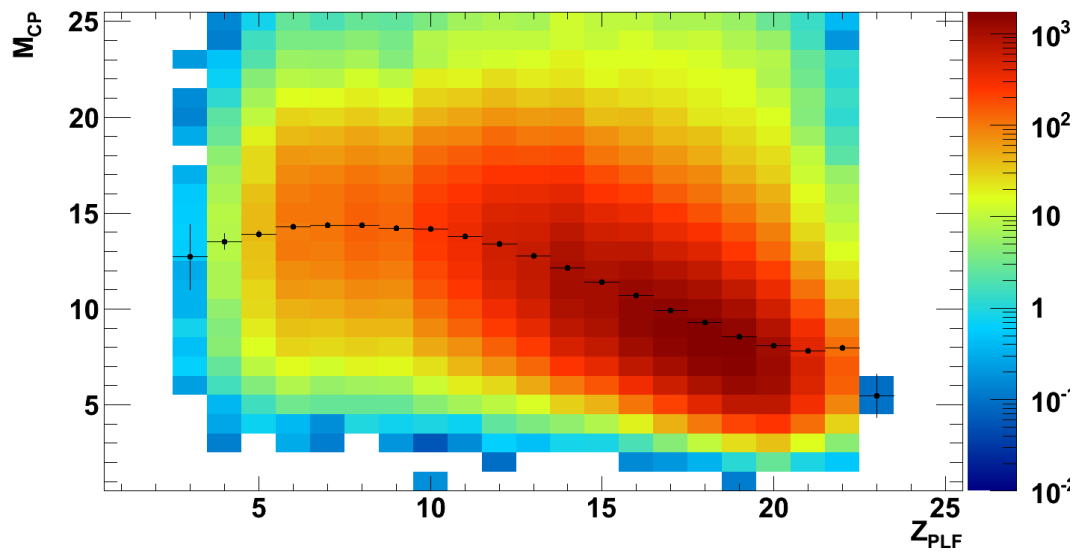


FIGURE B.3 – Multiplicité totale des particules chargées en fonction de la charge PLF pour le système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.

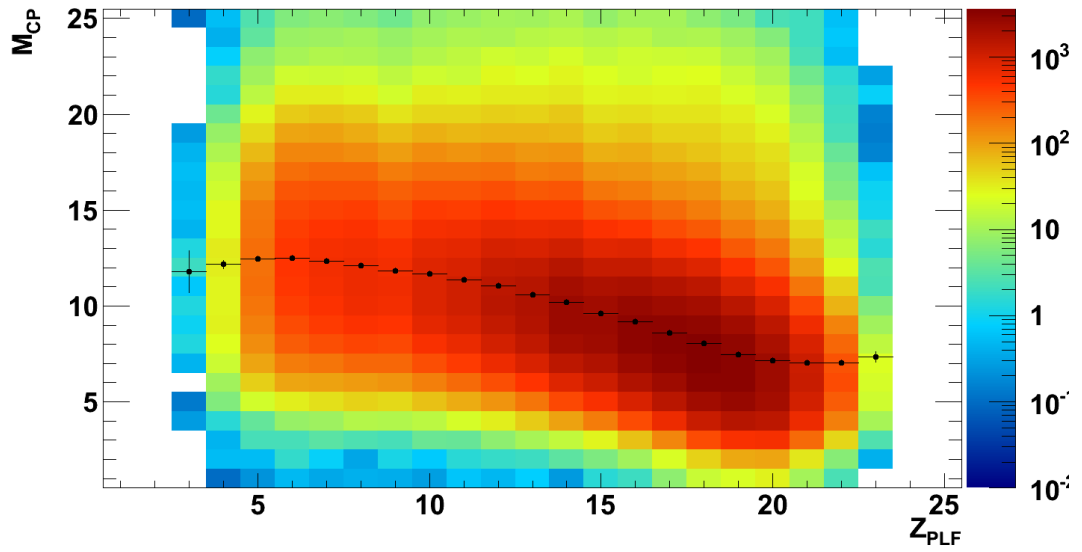


FIGURE B.4 – Multiplicité totale des fragments en fonction de la charge PLF pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

B.1.2 Paramètre d'impact

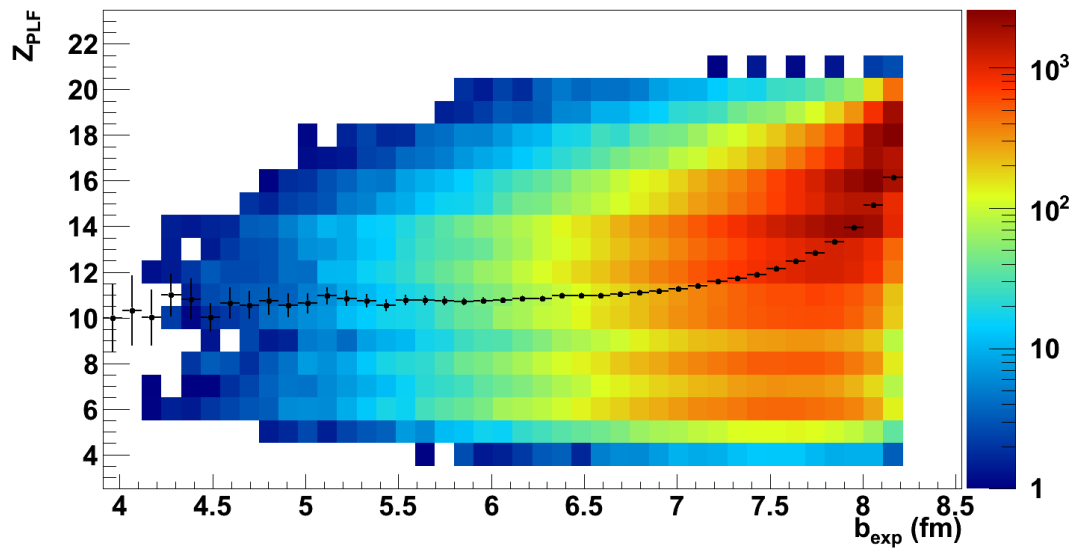


FIGURE B.5 – Charge PLF en fonction du paramètre d'impact expérimental pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.

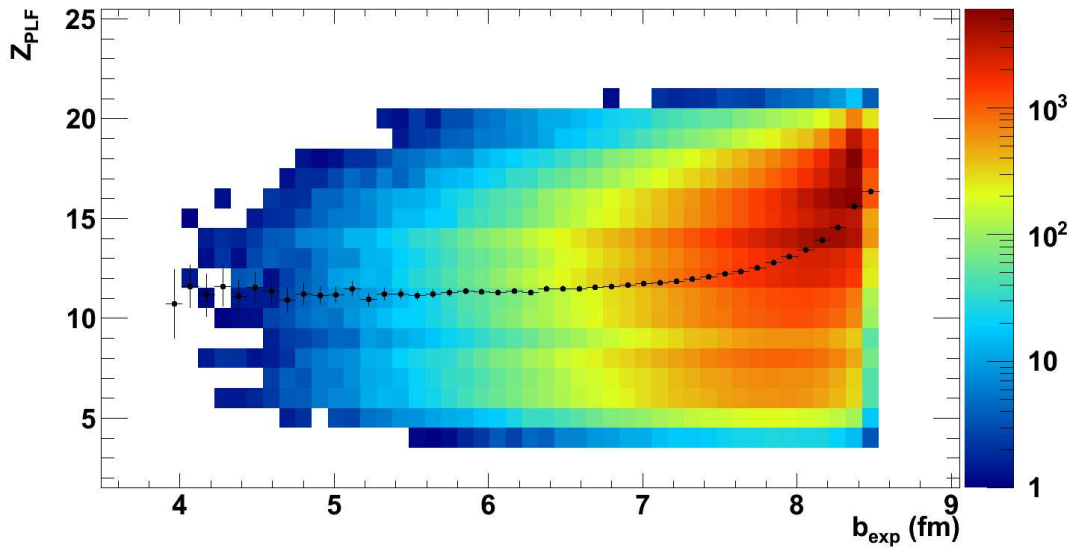


FIGURE B.6 – Charge PLF en fonction du paramètre d'impact expérimental pour le système $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$.

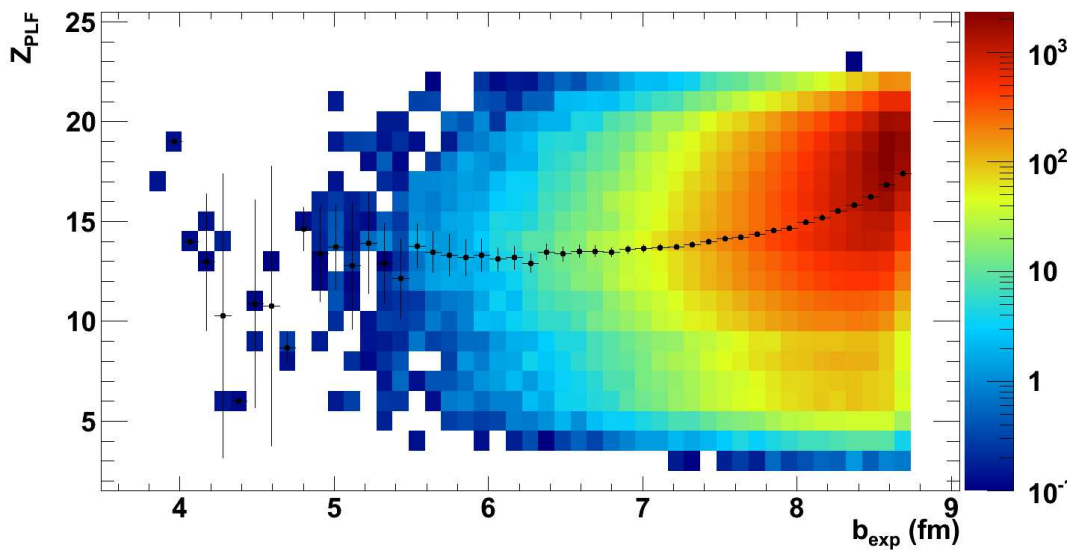


FIGURE B.7 – Charge PLF en fonction du paramètre d'impact expérimental pour le système $^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$.

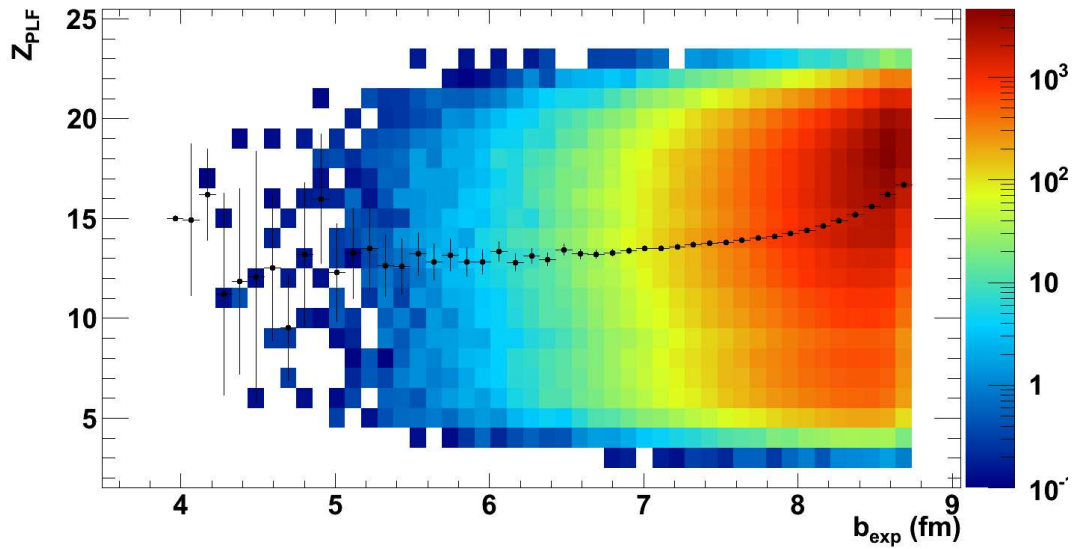


FIGURE B.8 – Charge PLF en fonction du paramètre d'impact expérimental pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

B.2 Energie de symétrie des PLF

B.2.1 Isoscaling

Nous allons détailler les résultats présentés à l'intérieur du chapitre 4. Nous présentons ici les valeurs Δ et α pour chaque couple de systèmes. Il est intéressant de voir l'effet pair-impair sur les valeurs de Δ et α . L'effet s'amointrit lorsqu'on regarde le système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.

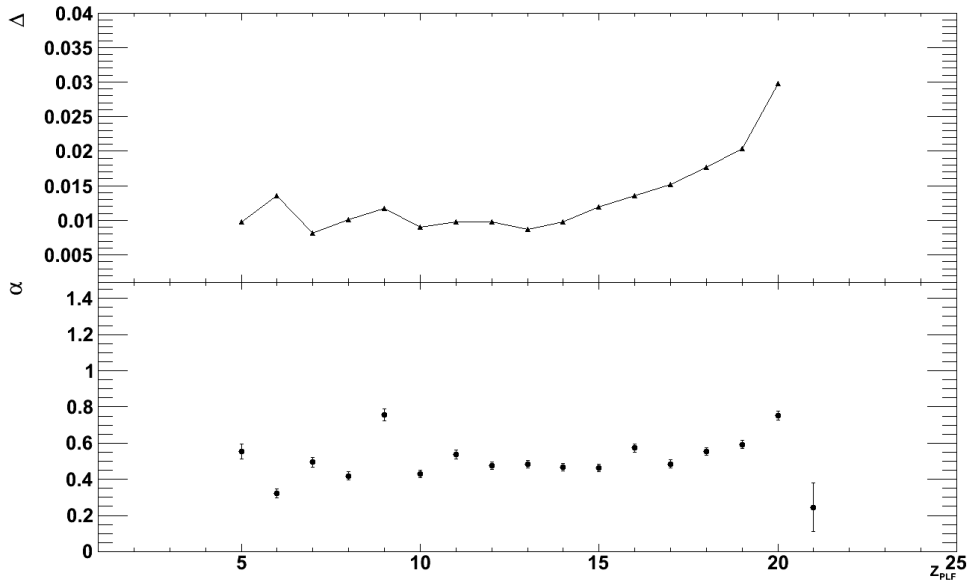


FIGURE B.9 – Valeurs du paramètre Δ et du paramètre α pour le couple de systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.

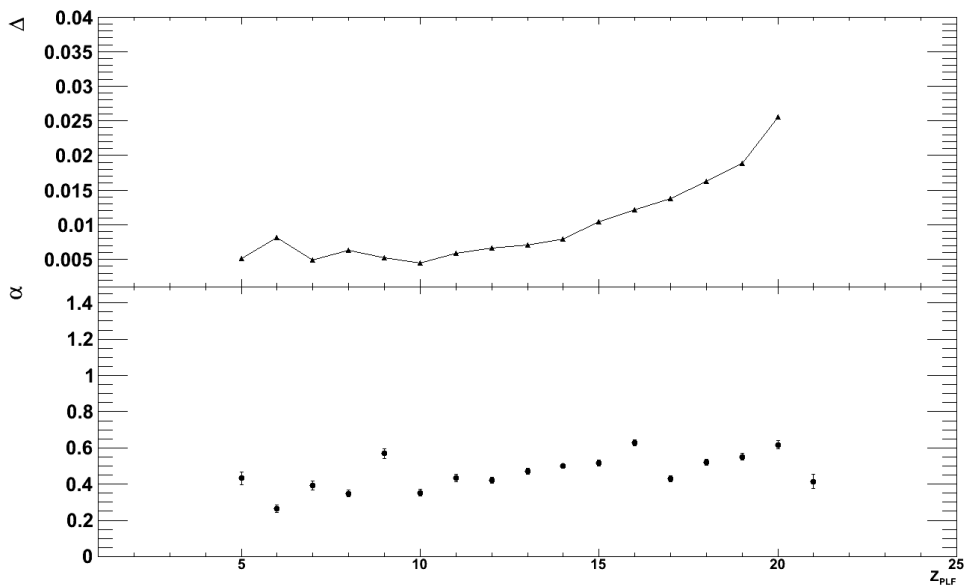


FIGURE B.10 – Valeurs du paramètre Δ et du paramètre α pour le couple de systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

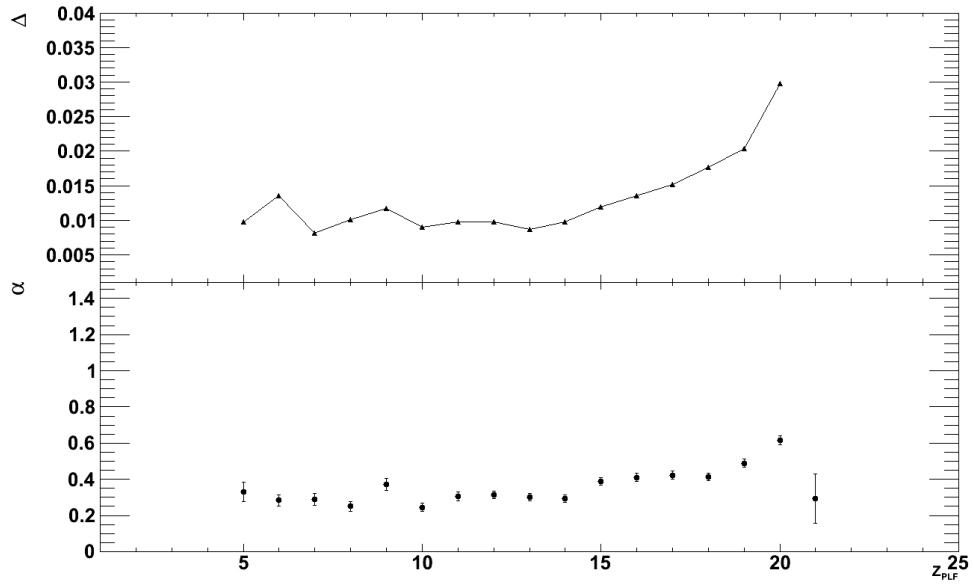


FIGURE B.11 – Valeurs du paramètre Δ et du paramètre α pour le couple de systèmes $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.

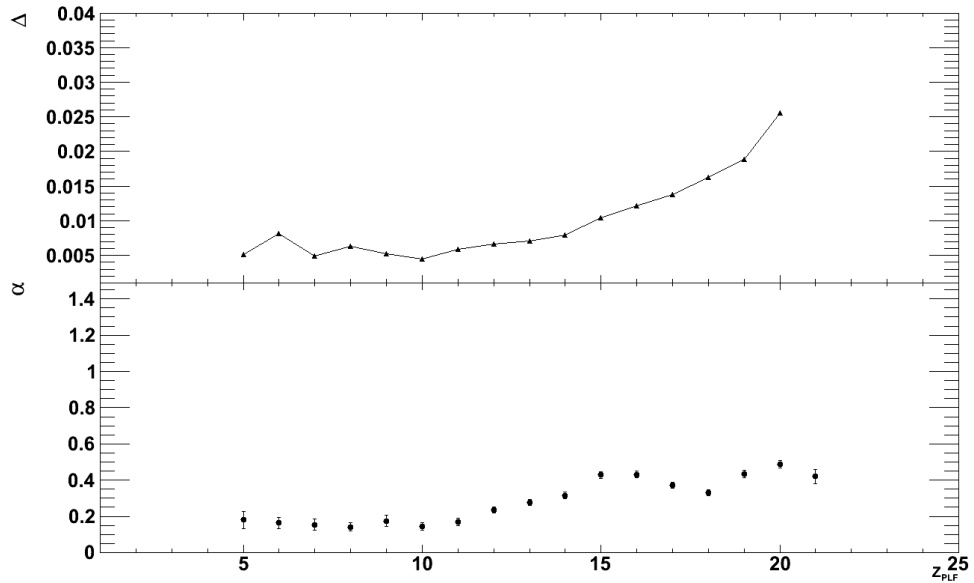


FIGURE B.12 – Valeurs du paramètre Δ et du paramètre α pour le couple de systèmes $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

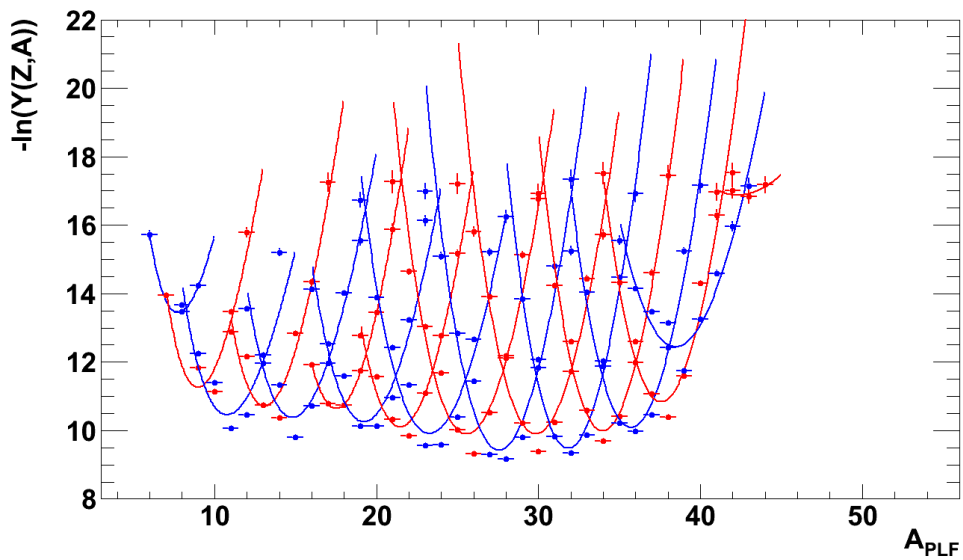


FIGURE B.13 – Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge. Les points rouges correspondent aux charges impaires laors que les points bleus correspondent aux charges paires.

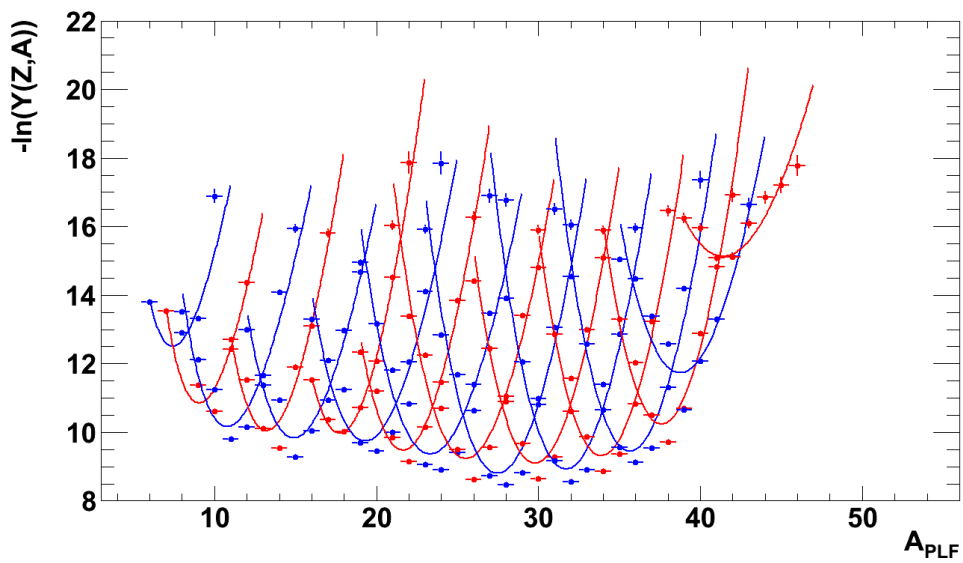


FIGURE B.14 – Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge. Les points rouges correspondent aux charges impaires laors que les points bleus correspondent aux charges paires.

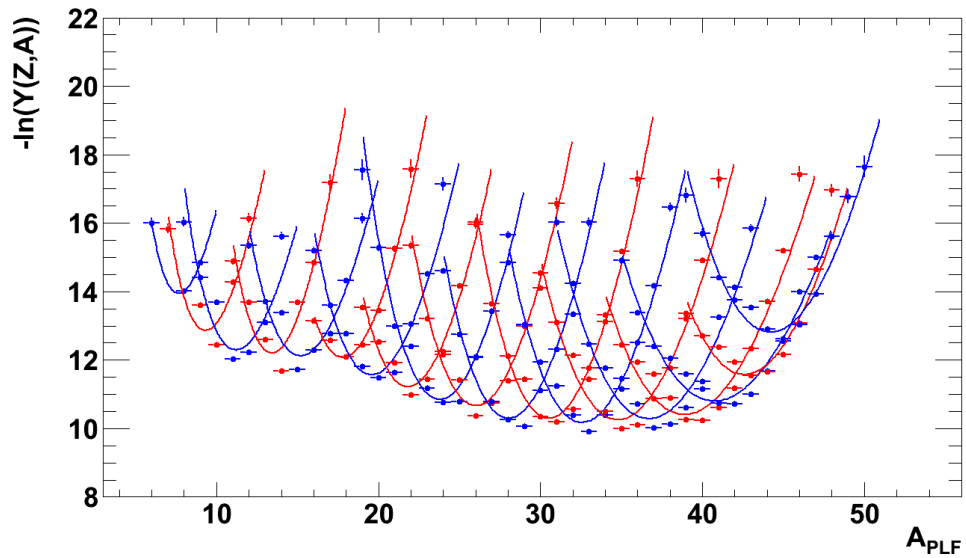


FIGURE B.15 – Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge. Les points rouges correspondent aux charges impaires laors que les points bleus correspondent aux charges paires.

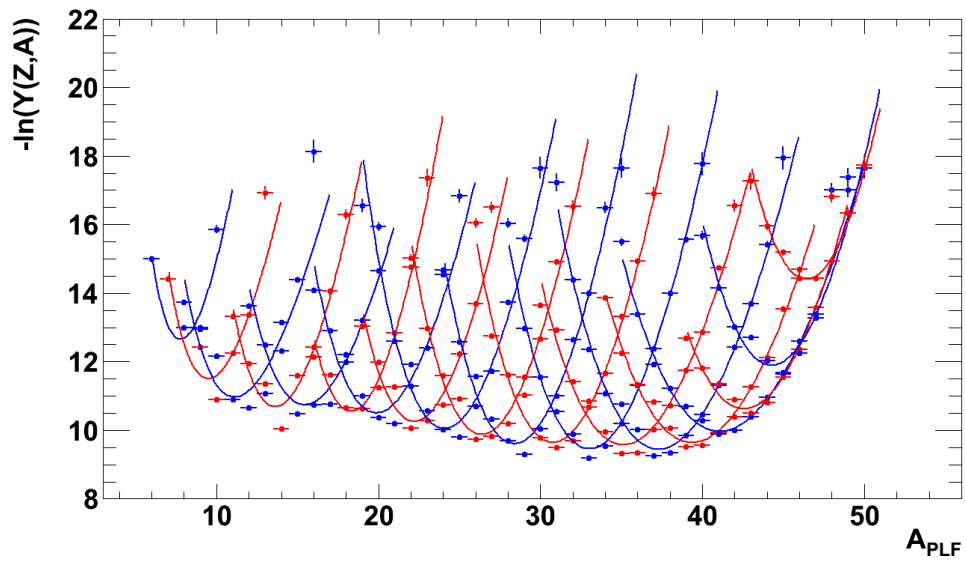


FIGURE B.16 – Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge. Les points rouges correspondent aux charges impaires laors que les points bleus correspondent aux charges paires.

B.2.2 Largeurs des distributions isotopiques

B.3 Energie de symétrie des primaires

B.3.1 Isoscaling

Nous allons détailler les résultats présentés à l'intérieur du chapitre 5. Nous présentons ici les valeurs Δ et α pour chaque couple de systèmes. Il est intéressant de voir l'effet pair-impair sur les valeurs de Δ et α . L'effet s'amointrit lorsqu'on regarde le système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.

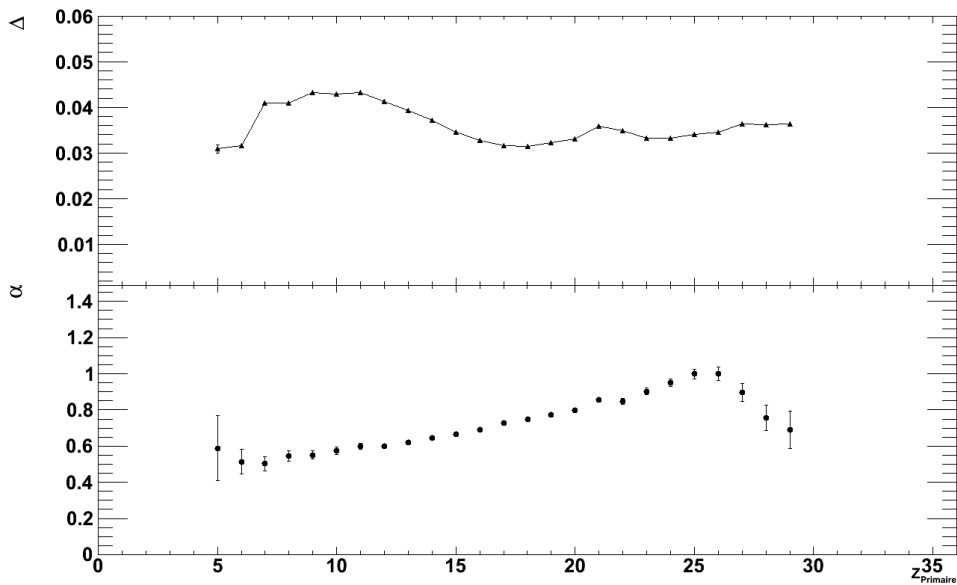


FIGURE B.17 – Valeurs du paramètre Δ et du paramètre α pour le couple de systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.

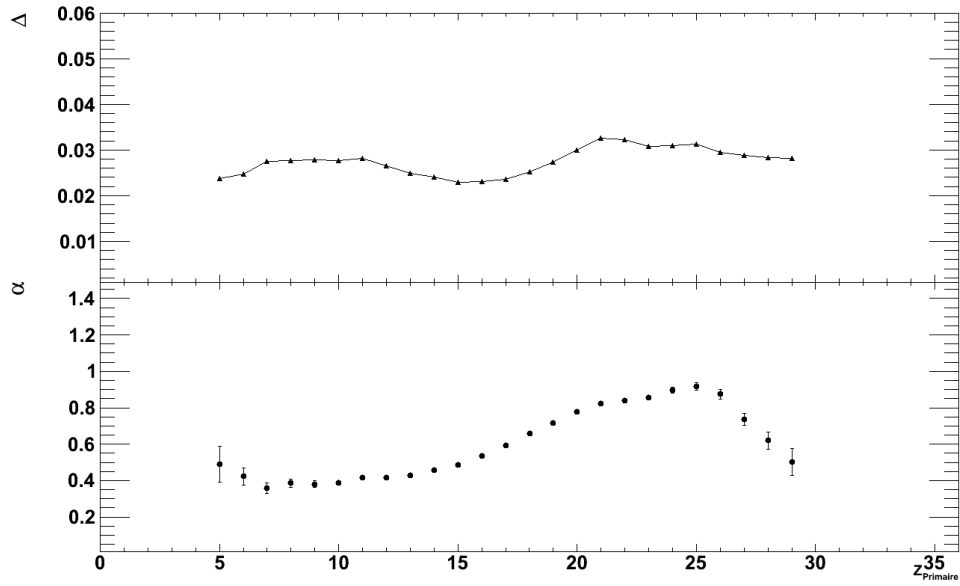


FIGURE B.18 – Valeurs du paramètre Δ et du paramètre α pour le couple de systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

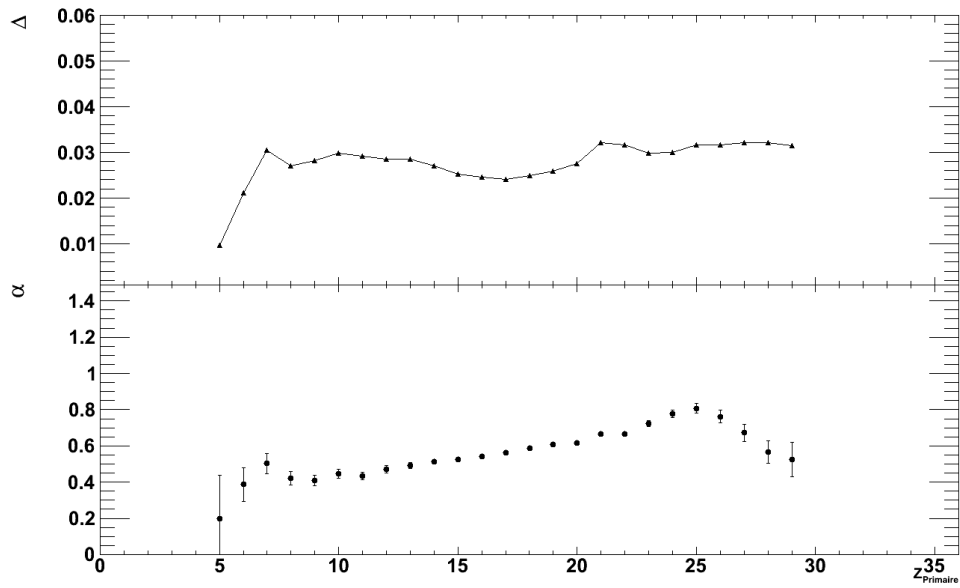


FIGURE B.19 – Valeurs du paramètre Δ et du paramètre α pour le couple de systèmes $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.

B.3.2 Largeurs des distributions isotopiques

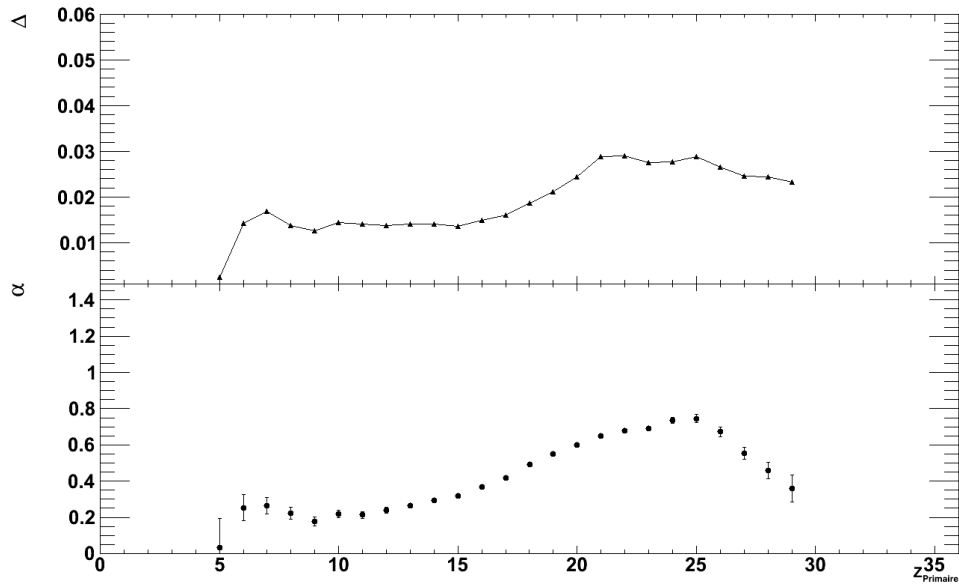


FIGURE B.20 – Valeurs du paramètre Δ et du paramètre α pour le couple de systèmes $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.

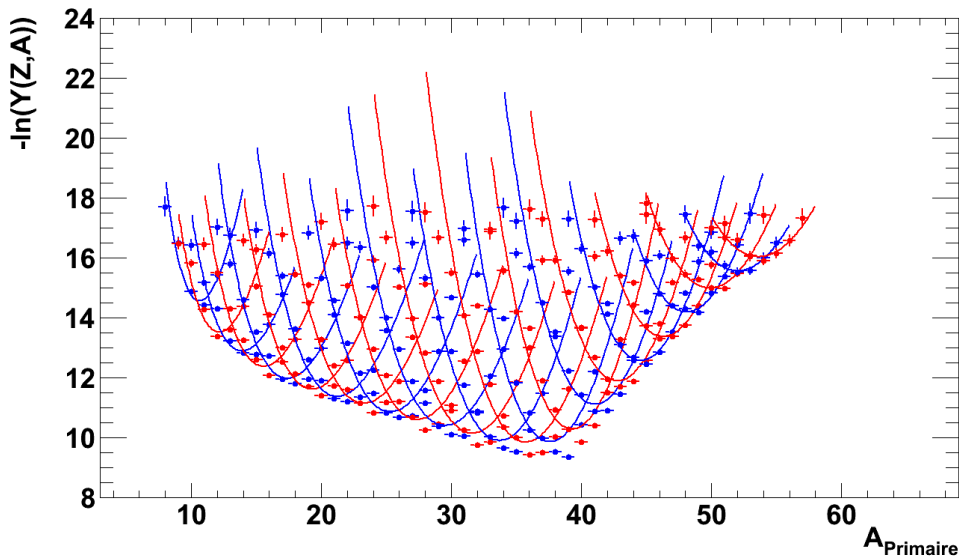


FIGURE B.21 – Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge. Les points rouges correspondent aux charges impaires alors que les points bleus correspondent aux charges paires.

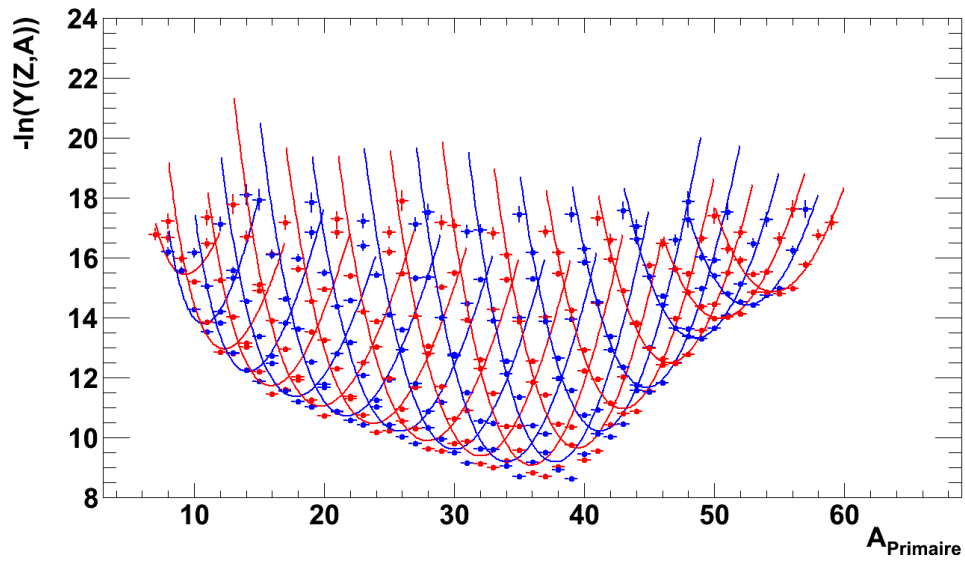


FIGURE B.22 – Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge. Les points rouges correspondent aux charges impaires alors que les points bleus correspondent aux charges paires.

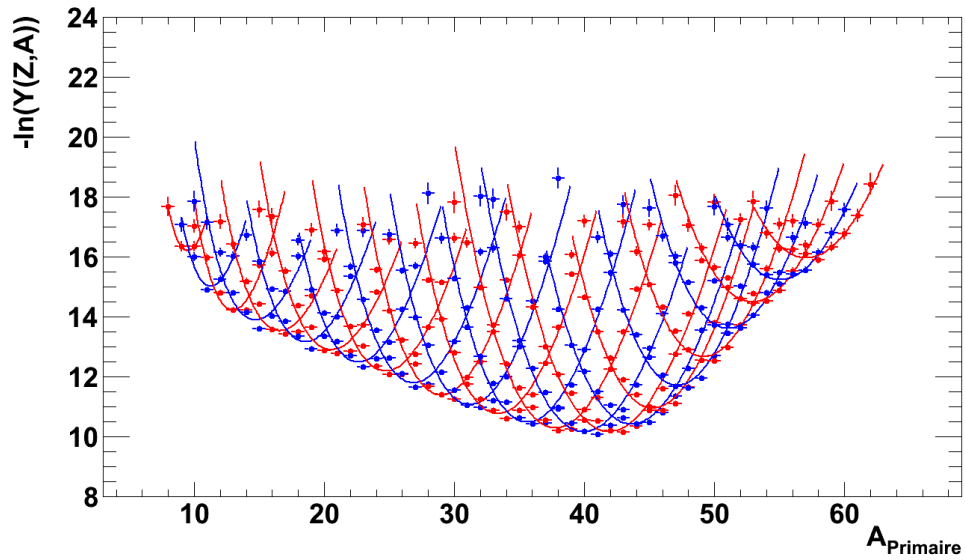


FIGURE B.23 – Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge. Les points rouges correspondent aux charges impaires alors que les points bleus correspondent aux charges paires.

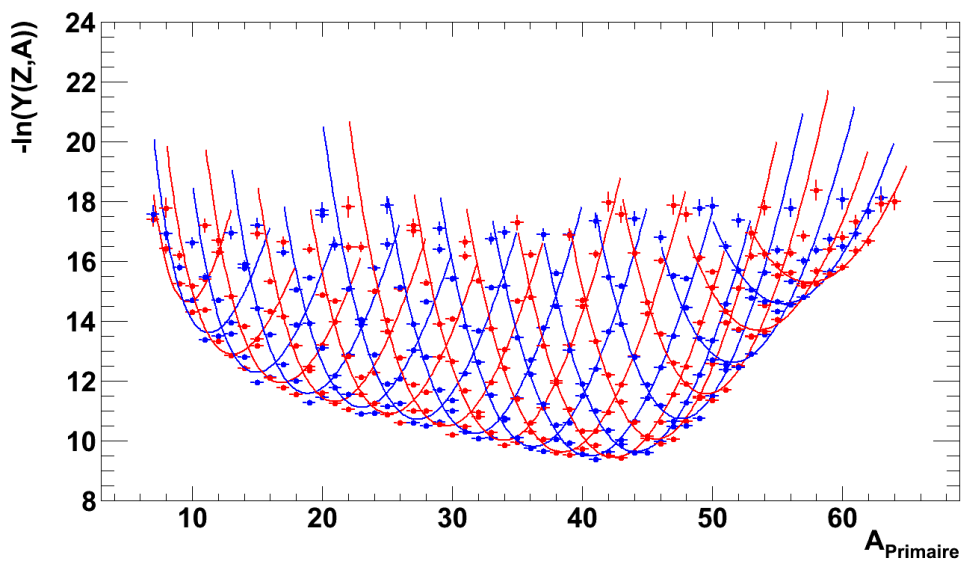


FIGURE B.24 – Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge. Les points rouges correspondent aux charges impaires alors que les points bleus correspondent aux charges paires.

C Simulations Sans filtre

C.1 Sans Filtre

Nous présentons en premier lieu les résultats obtenus sans filtre. La figure C.1 illustre les largeurs des distributions isotopiques pour les quantités primaires et ce pour les différents systèmes. Les points rouges correspondent aux fragments primaires alors que les points bleus correspondent aux fragments primaires sans la contribution des neutrons.

La figure C.2 présente les valeurs des rapports C_{sym}/T en fonction des la charge primaire pour les différents systèmes. On remarque une montée ou une descente de la valeur du rapport à mesure que l'on se rapproche de la charge de projectile. Ce changement est attribuable aux événements élastiques qui augmentent ou diminuent grandement la valeur du rapport.

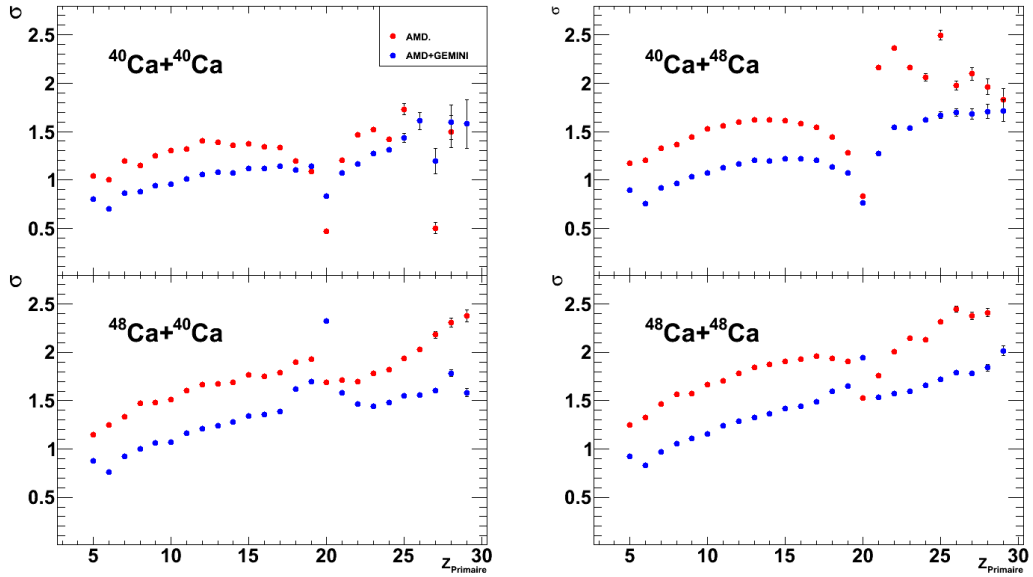


FIGURE C.1 – Largeurs des distributions isotopiques pour les différents systèmes, pour les simulations non-filtrées. Les points rouges correspondent aux fragments primaires alors que les points bleus correspondent aux fragments primaires sans la contribution des neutrons.

Nous pouvons faire la même étude, mais en sélectionnant différents paramètres d'impact. En étendant la plage des événements allant d'événements périphériques à semi-périphériques, nous allons être en mesure de voir l'impact de la centralité sur la différence observée des

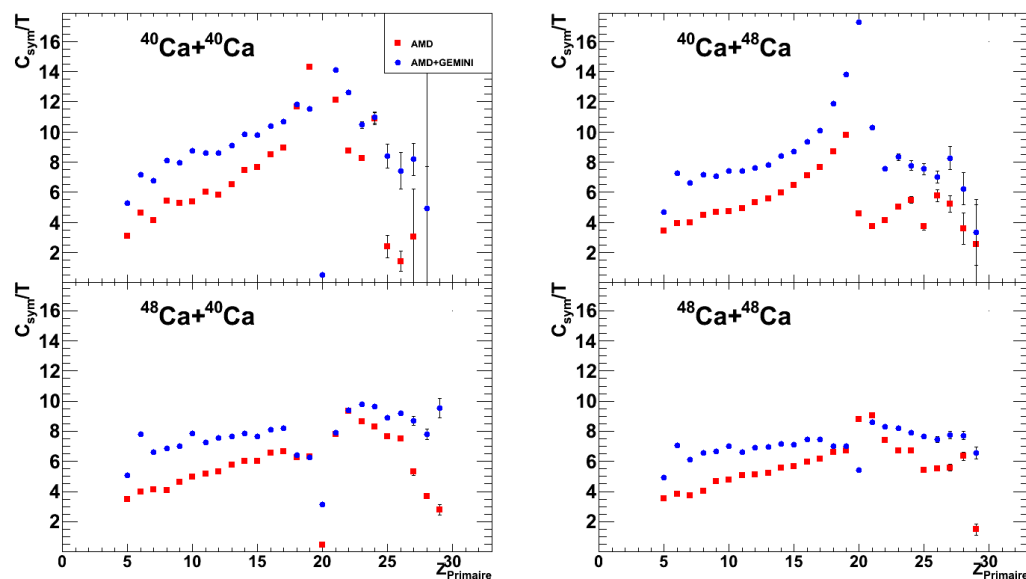


FIGURE C.2 – Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes, pour les simulations non-filtrées. Les points rouges correspondent aux fragments primaires alors que les points bleus correspondent aux fragments primaires sans la contribution des neutrons.

largeurs des distributions isotopiques et sur le rapport C_{sym}/T . Les figures C.3 et C.4 montrent les largeurs des distributions pour diverses coupures en paramètre d'impact et ce pour les quatre systèmes. Nous voyons d'emblée une différence importante et une amélioration notable par rapport à la figure C.1. Nous voyons qu'à mesure que nous nous dirigeons vers des événements associés à des collisions périphériques, la différence entre les largeurs devient de plus en plus petite. Cela s'explique par le fait que pour des collisions de moins en moins dissipatives, l'énergie d'excitation est de plus en plus faible et ce faisant, l'émission de nucléons est donc moins fréquente.

C.2 Région angulaire

Jusqu'à présent, nous avons fait une étude de la validité de la quantité qu'est le fragment primaire sans la contribution des neutrons sur les simulations non filtrées. Nous désirons maintenant nous intéresser sur l'effet des filtres expérimentaux sur les largeurs et sur les valeurs des rapports C_{sym}/T . En premier lieu, nous allons sélectionner les PLF dans la région angulaire en θ de VAMOS. En second lieu, nous introduirons les filtres expérimentaux d'INDRA et de VAMOS.

Les figures C.7 et C.8 montrent les largeurs des distributions isotopiques et les rapports C_{sym}/T pour les événements dont les PLF sont à l'intérieur de la région angulaire en θ de VAMOS. Les résultats ne changent peu par rapport aux résultats obtenus. On remarque que la demande de la région angulaire en θ de VAMOS élimine une partie des événements élastiques. Cet effet est visible par une diminution de la valeur de la largeur pour une charge primaire $Z=20$ pour les systèmes de projectile de ^{48}Ca . Autrement, la différence entre les

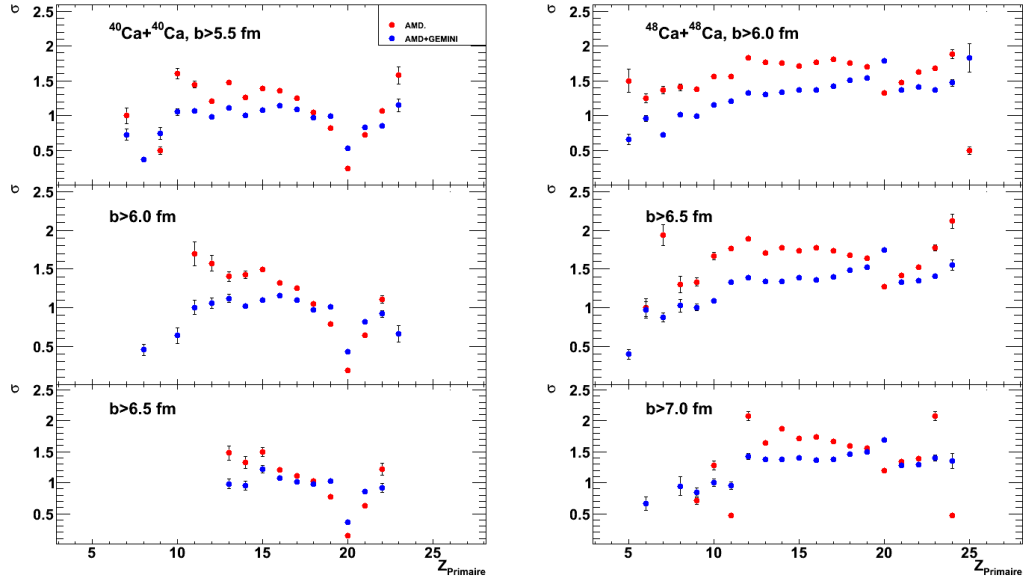


FIGURE C.3 – Largeurs des distributions isotopiques pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.

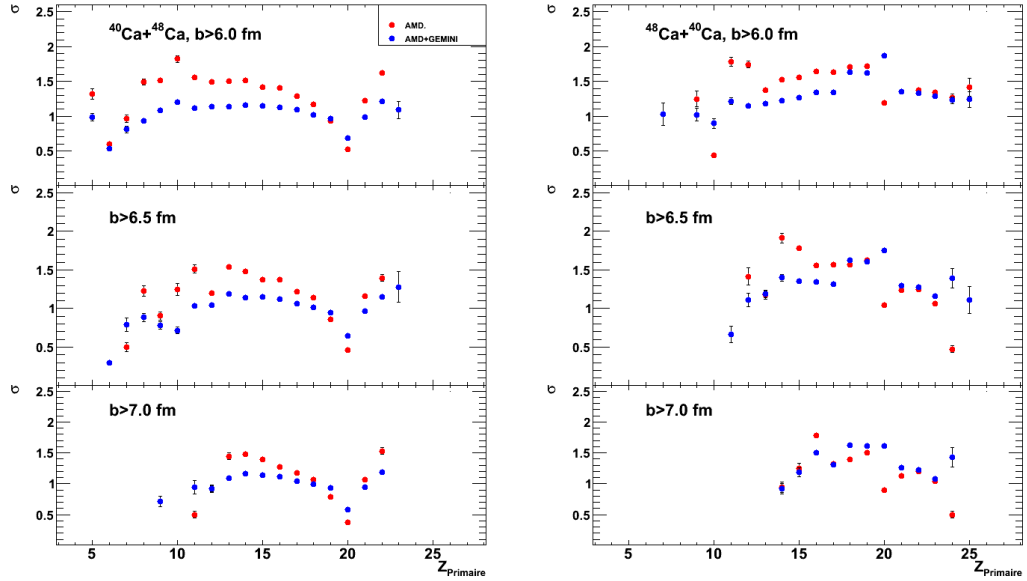


FIGURE C.4 – Largeurs des distributions isotopiques pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.

deux quantités primaires reste élevée.

Les figures C.9 à C.12 montrent les largeurs des distributions isotopiques ainsi les rapports C_{sym}/T pour les différents systèmes. Une fois de plus, on retrouve les mêmes conclusions

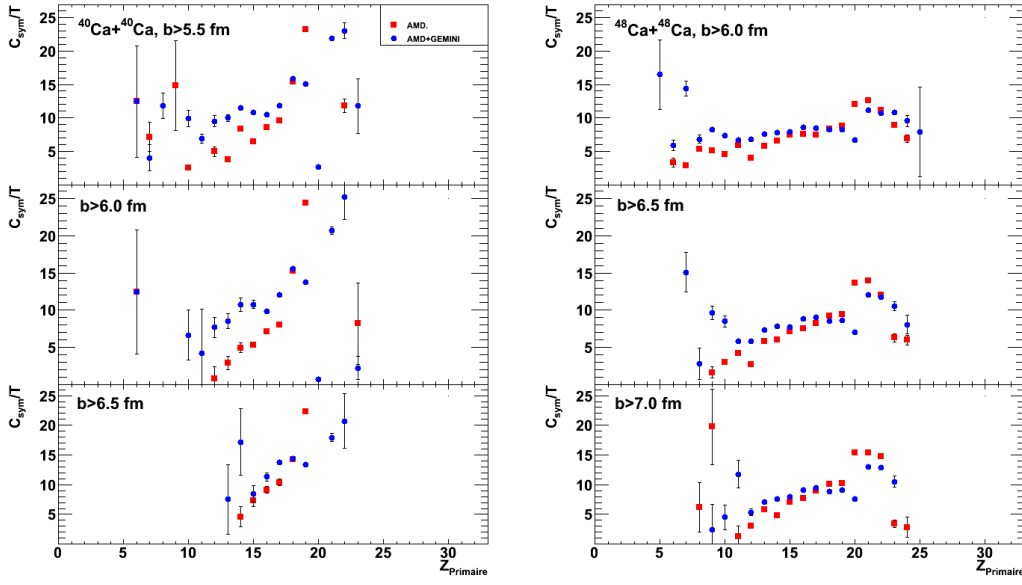


FIGURE C.5 – Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.

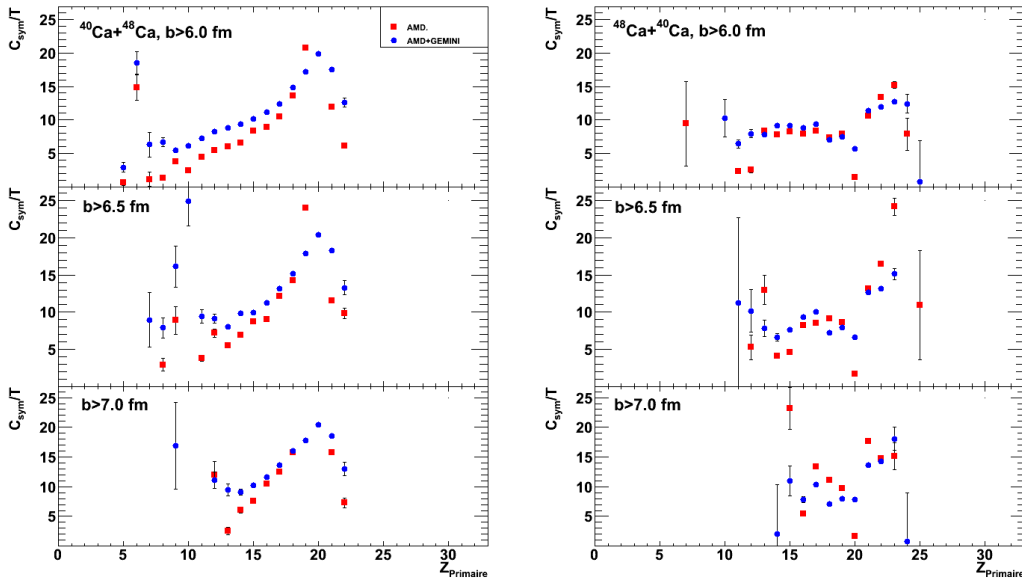


FIGURE C.6 – Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.

que pour les données simulées non filtrées. En effet, à mesure que l'on augmente le paramètre d'impact, la différence entre les deux quantités primaires diminue pour la gamme en charges couverte par cette coupure.

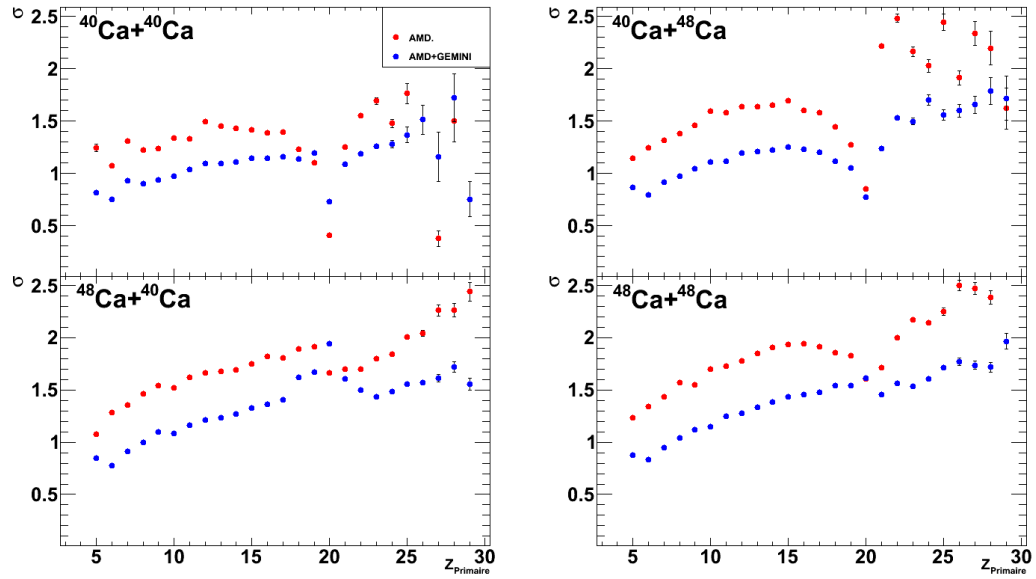


FIGURE C.7 – Largeurs des distributions isotopiques pour les différents systèmes, pour les événements dont le PLF est dans la région angulaire en θ de VAMOS. Les points rouges correspondent aux fragments primaires alors que les points bleus correspondent aux fragments primaires sans la contribution des neutrons.

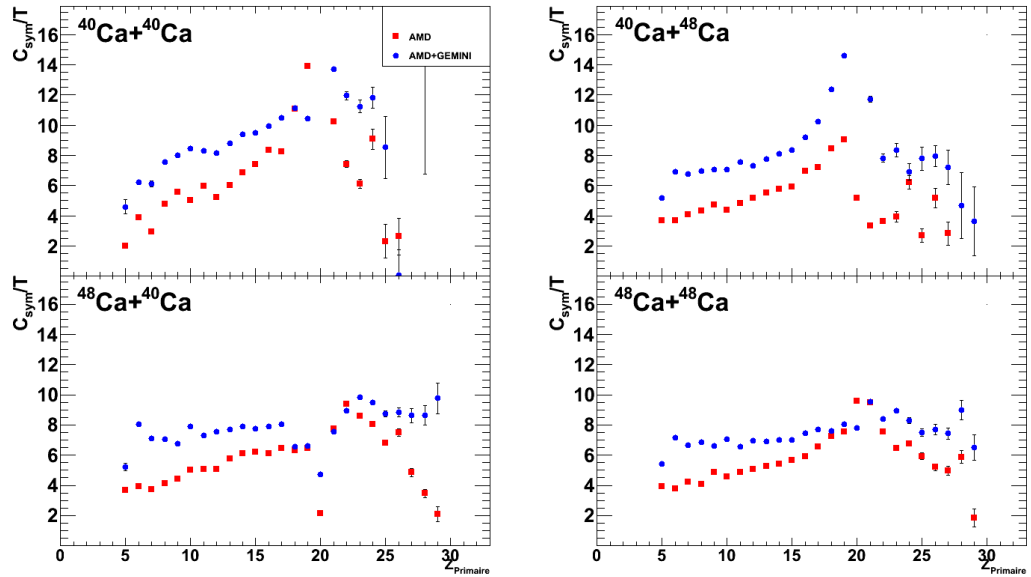


FIGURE C.8 – Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes, pour les événements dont le PLF est dans la région angulaire en θ de VAMOS. Les points rouges correspondent aux fragments primaires alors que les points bleus correspondent aux fragments primaires sans la contribution des neutrons.

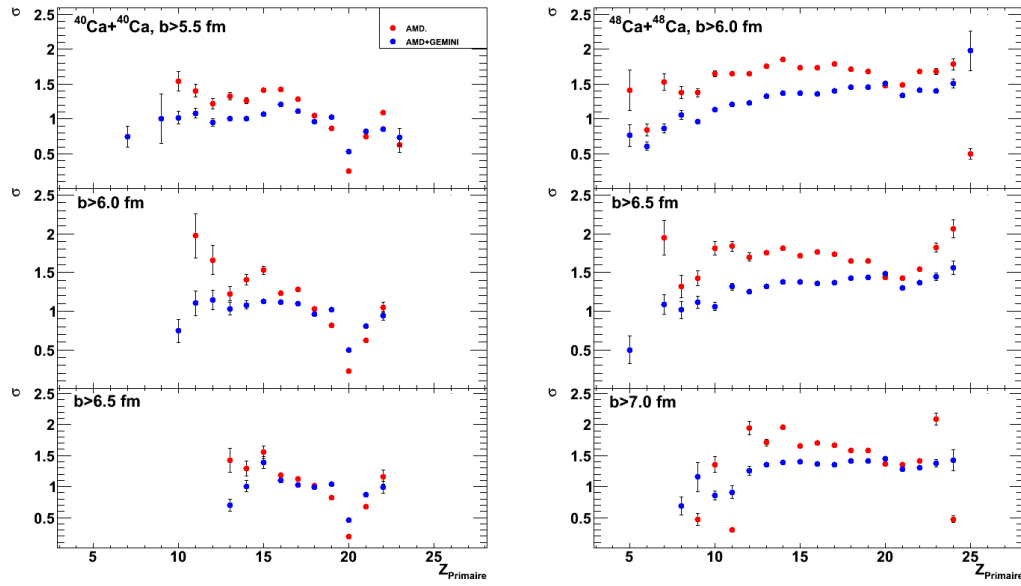


FIGURE C.9 – Largeurs des distributions isotopiques pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.

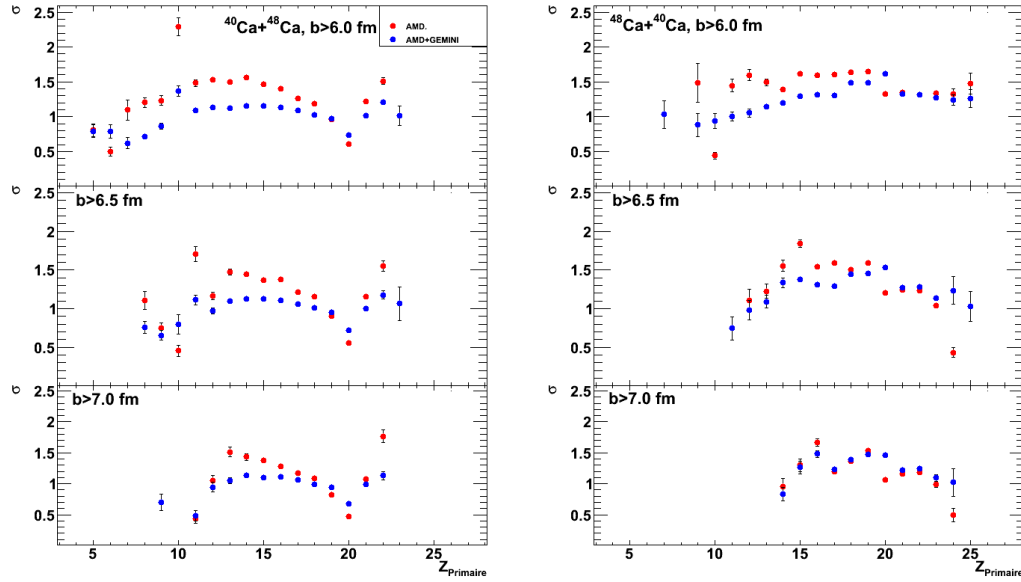


FIGURE C.10 – Largeurs des distributions isotopiques pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.

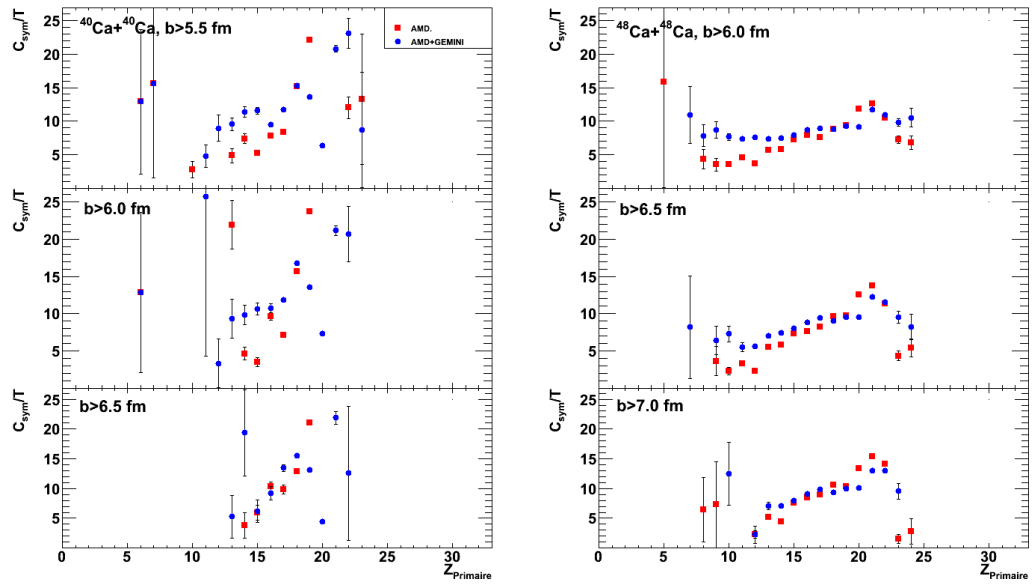


FIGURE C.11 – Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.

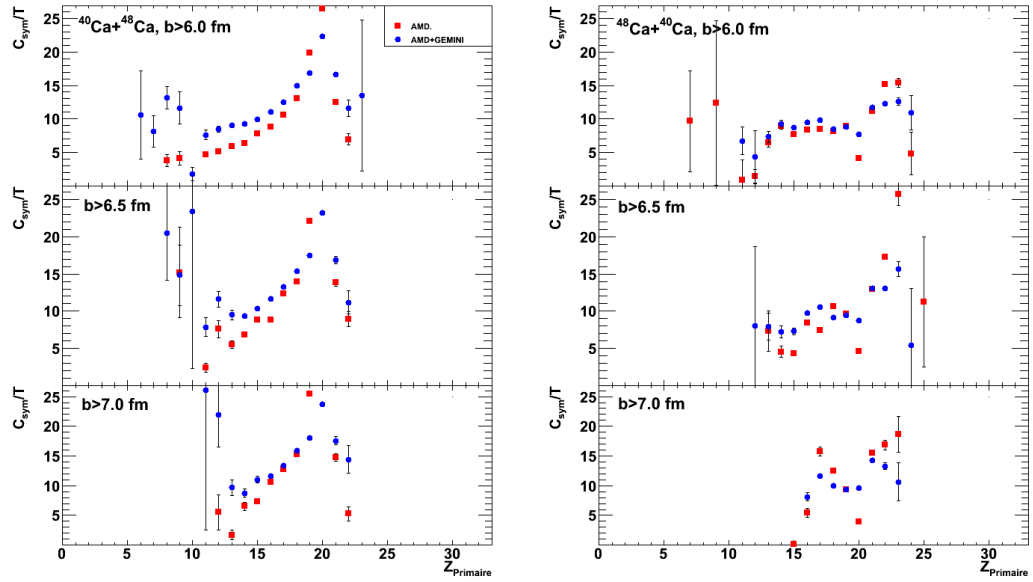


FIGURE C.12 – Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.

D Présentation de soutenance

Cette section inclut la soutenance de thèse présentée le 30 octobre 2013, à la maison d'hôtes du GANIL.

Étude de l'énergie de symétrie pour des collisions de $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ à 35 MeV/A

Mark Boisjoli

Université de Caen Basse-Normandie, Caen, France
Université Laval, Québec, Canada

30 Octobre 2013



Plan

1 Motivations

- Équation d'état de la matière nucléaire
- Méthodes pour accéder à l'énergie de symétrie

2 Méthode expérimentale INDRA-VAMOS

3 Analyse des fragments près du projectile (PLF)

- Extraction de C_{sym}
- Comparaison avec calculs AMD+GEMINI

4 Analyse des fragments primaires

- Comparaison avec AMD-N (GEMINI)
- Étude de C_{sym} avec E^*, T
- Contributions de surface et de volume sur C_{sym}
- Extraction de C_{sym}

5 Conclusions et Perspectives

Motivations

Équation d'état de la matière nucléaire

Relie l'énergie, la température, la densité et l'isospin d'un système nucléaire.

Équation d'état de la matière nucléaire (matière asymétrique) :

Exemple :

$$E(\rho, N - Z) = E(\rho, (N - Z) = 0) + C_{sym}(\rho) \times \frac{(N - Z)^2}{A} \quad \frac{(N - Z)^2}{A} = \begin{cases} 0.00 & {}^{40}\text{Ca} \\ 1.33 & {}^{48}\text{Ca} \end{cases}$$

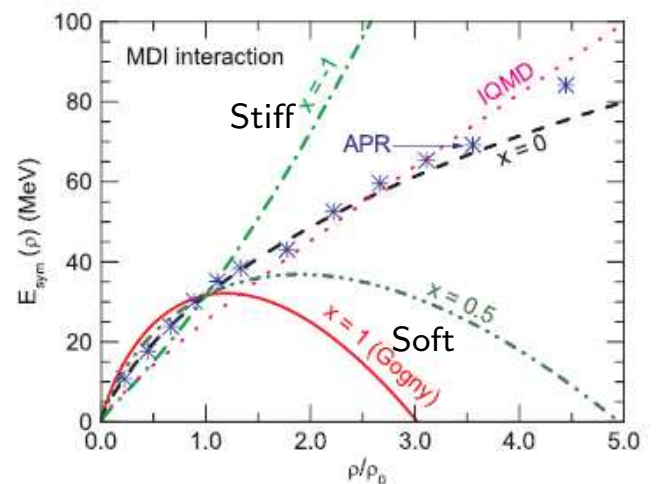
Matière symétrique

Terme d'énergie de symétrie

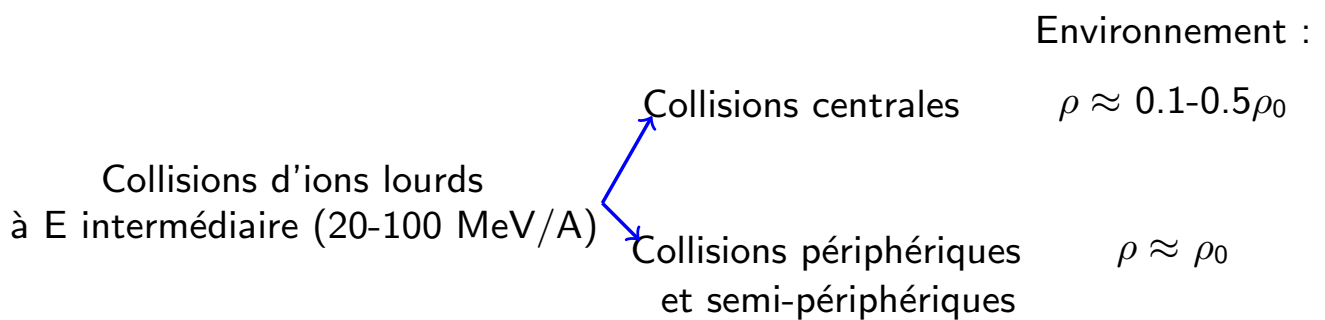
C_{sym} joue un rôle dans :

- Astrophysique (étoiles à neutrons,...)
- Systèmes nucléaires exotiques (positions des drip lines,...)
- Réactions nucléaires

Li et al., Phys. Rep. 464 (2008) 113



Collisions d'ions lourds



Principale observable : Distributions isotopiques des fragments

- Formes des distributions isotopiques
- Paramètres d'isoscaling

Comparaison aux données expérimentales :

- Modèle dynamique : AMD (Antisymmetrized Molecular Dynamics)
- Modèle statistique : GEMINI

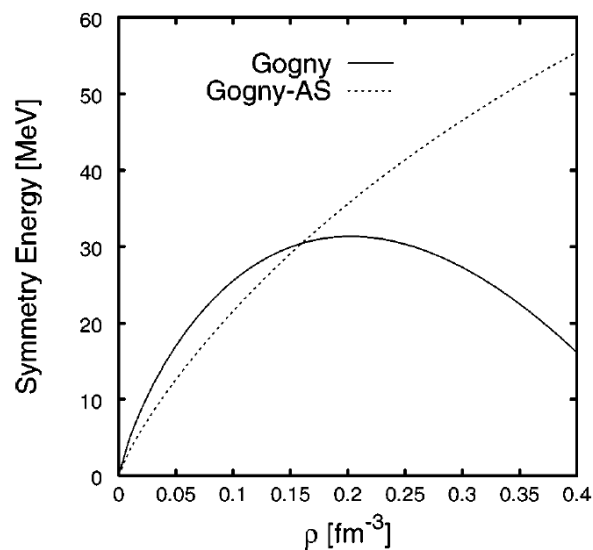
Modèles de simulations

1) AMD : Simule collisions entre noyaux et calcule l'évolution dynamique de chaque collision jusqu'à $t=300$ fm/c, et ce, pour des paramètres d'impact entre 0 et 9 fm. (Reconnaissance des fragments primaires à ce temps).

Ono et al. Prog. Theor. Phys. 87, 1185, 1992

2 interactions choisies :

Ono et al., PRC 68, 051601(R), 2003



2) GEMINI : Code Monte-Carlo qui suit la désexcitation d'un noyau composé par une série de décroissances. *Charity et al., NPA 483, 371, 1988*

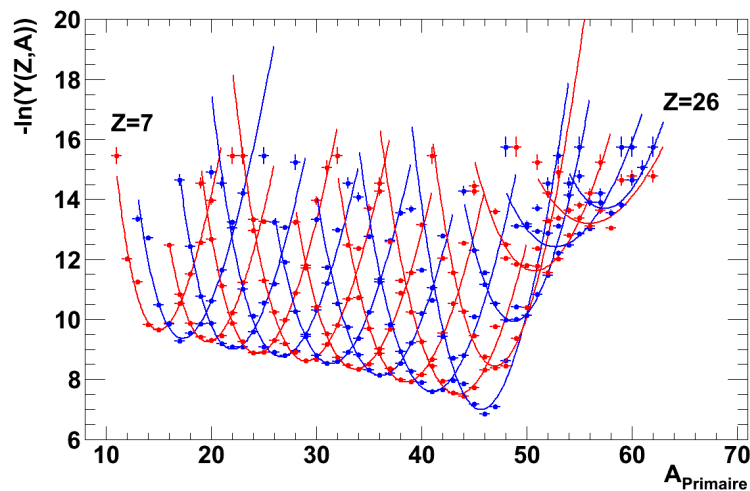
Méthodes pour accéder à l'énergie de symétrie

Formes des distributions isotopiques

Ono et al., PRC 70, 041604(R) 2004
 Simulations AMD : $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$, $b > 6$ fm,
 filtrées à 35 MeV/A

Hypothèse de travail : Ensemble grand-canonique

$Y(N,Z)$: Distributions isotopiques.
 $K(N,Z) = -\ln(Y(N,Z))$



$$Y(N, Z) = F(N, Z, T) \exp\left(\frac{B(N, Z)}{T}\right) \exp\left(\frac{N\mu_n + Z\mu_p}{T}\right)$$

$$K(N, Z) = \eta(Z) + \xi(Z)N + \zeta(Z) \frac{(N - Z)^2}{N + Z}$$

$\zeta(Z)$ reflète les largeurs des distributions isotopiques : $\zeta(Z) \propto 1/\sigma$

$$\zeta(Z) = C_{sym}(Z)/T$$

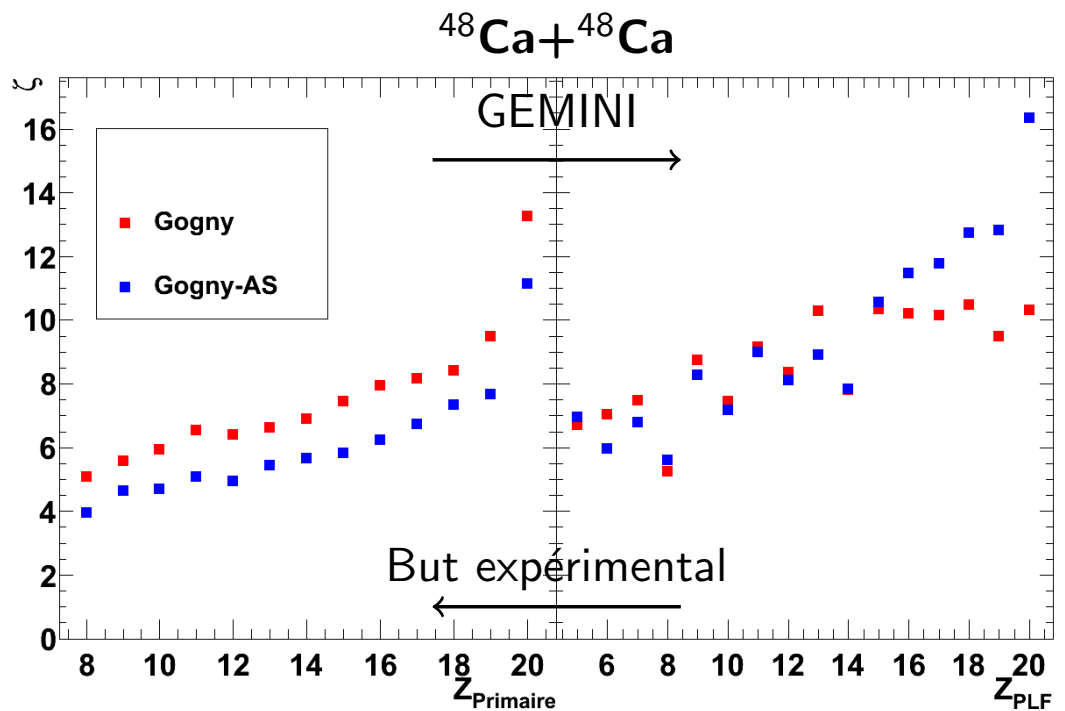
Méthodes pour accéder à l'énergie de symétrie

Formes des distributions isotopiques

Primaires : AMD Secondaires : AMD+GEMINI

Deux interactions : Gogny et Gogny-AS

- Collisions périphériques et semi-périphériques ($b > 6\text{fm}$)
- Observation du QP
- Primaires : Dépendance de l'interaction choisie
- PLF : Dépendance plus difficile à observer
- Reconstruction du fragment primaire



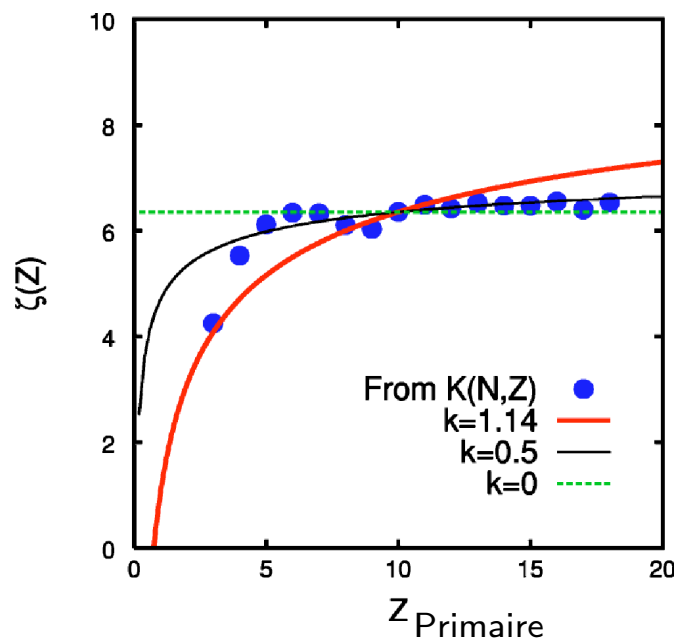
Désintégrations secondaires doivent être prises en compte dans le traitement des données

Méthodes pour accéder à l'énergie de symétrie

- Simulations AMD pour des collisions centrales
- Montre une quasi-indépendance du facteur ζ en fonction de la charge primaire
- Conséquence : collisions d'ions lourds permettent de donner une information sur la matière nucléaire infinie

$$C_{sym}/T \approx 1 - \frac{c_S}{c_V} (2Z)^{-1/3}$$

Ono et al., PRC 70, 041604(R) 2004



Méthodes pour accéder à l'énergie de symétrie

Paramètres d'isoscaling

Le rapport des taux de production d'un isotope (Z,N) produits dans deux réactions similaires avec différentes valeurs de N/Z suit un comportement exponentiel :

(Suppositions : mêmes températures, mêmes effets de la désintégration secondaire)

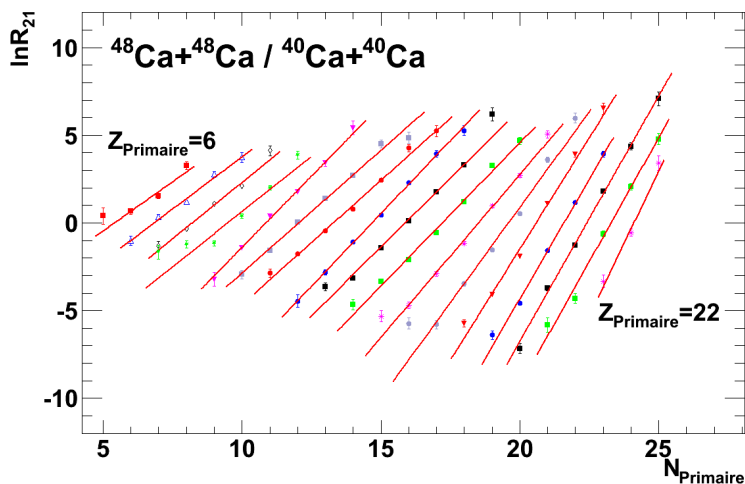
$$\frac{Y_2(N, Z)}{Y_1(N, Z)} = C \exp(\alpha N + \beta Z)$$

$$\alpha = \Delta\mu_n / T$$

$$\beta = \Delta\mu_p / T$$

Exemple

- 2 : $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$
- 1 : $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$



Paramètre d'isoscaling $\Rightarrow \alpha$

$$\frac{\alpha}{4\Delta} = C_{sym}(Z) / T$$

$$\Delta = \left[\left(\frac{Z}{\langle A \rangle_1} \right)^2 - \left(\frac{Z}{\langle A \rangle_2} \right)^2 \right]$$

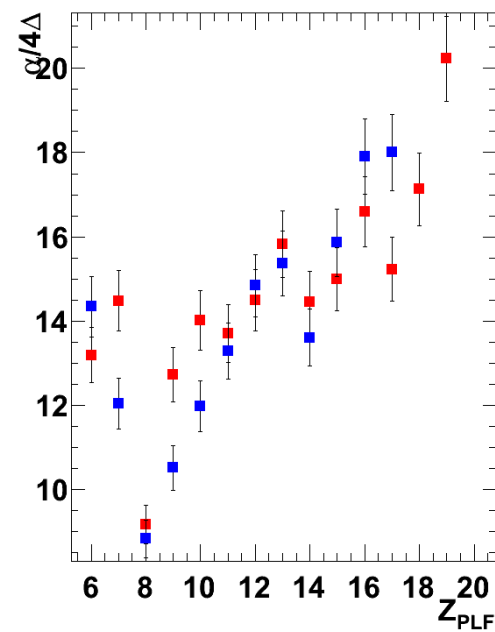
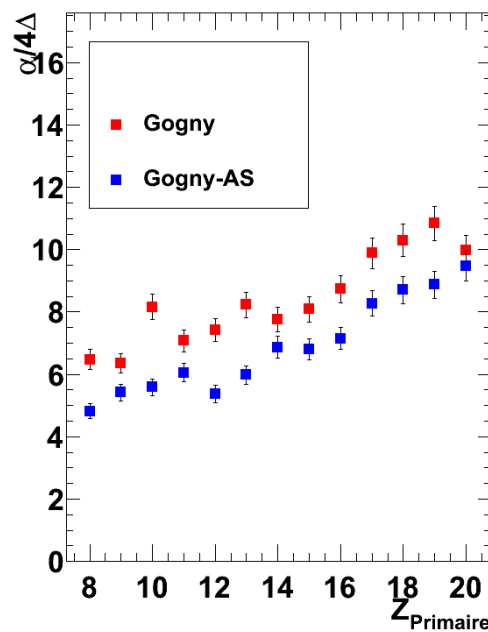
Méthodes pour accéder à l'énergie de symétrie

Paramètres d'isocaling

Primaires : AMD Secondaires : AMD+GEMINI

Deux interactions : Gogny et Gogny-AS

- Collisions périphériques et semi-périphériques ($b > 6\text{fm}$)
- Observation du QP
- Primaires : Dépendance de l'interaction choisie
- PLF : Dépendance plus difficile à observer
- Reconstruction du fragment primaire

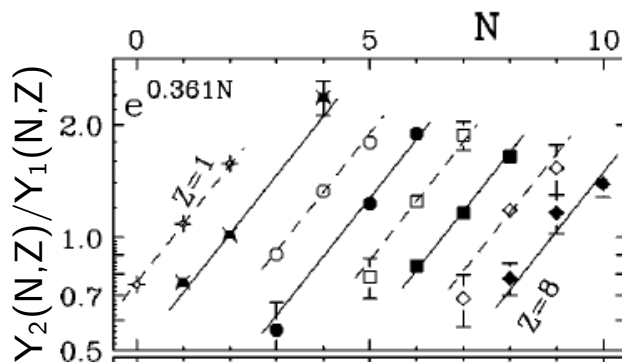


Désintégrations secondaires doivent être prises en compte dans le traitement des données

Méthodes expérimentales pour accéder à l'énergie de symétrie

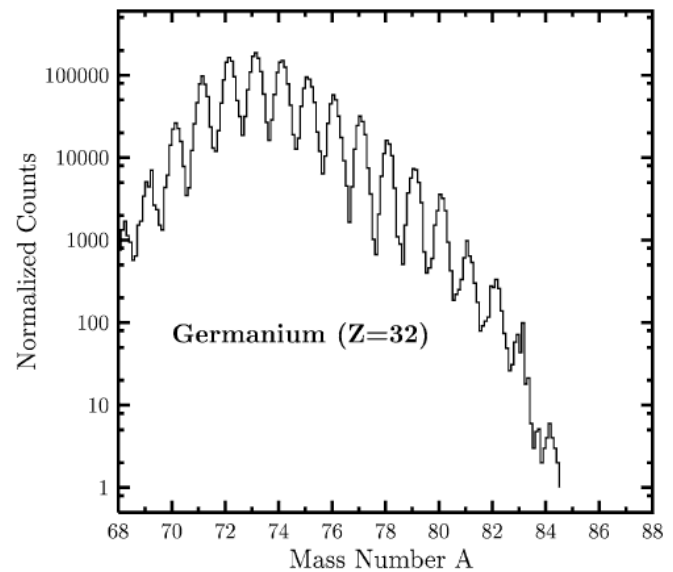
Auteurs	Référence	Instrument
Tsang et al.	PRC 64, 041603(R) (2001)	Multidétecteur
Souliotis et al.	PRC 68, 024605 (2003)	Spectromètre

$^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}/^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$
à 50 MeV/A



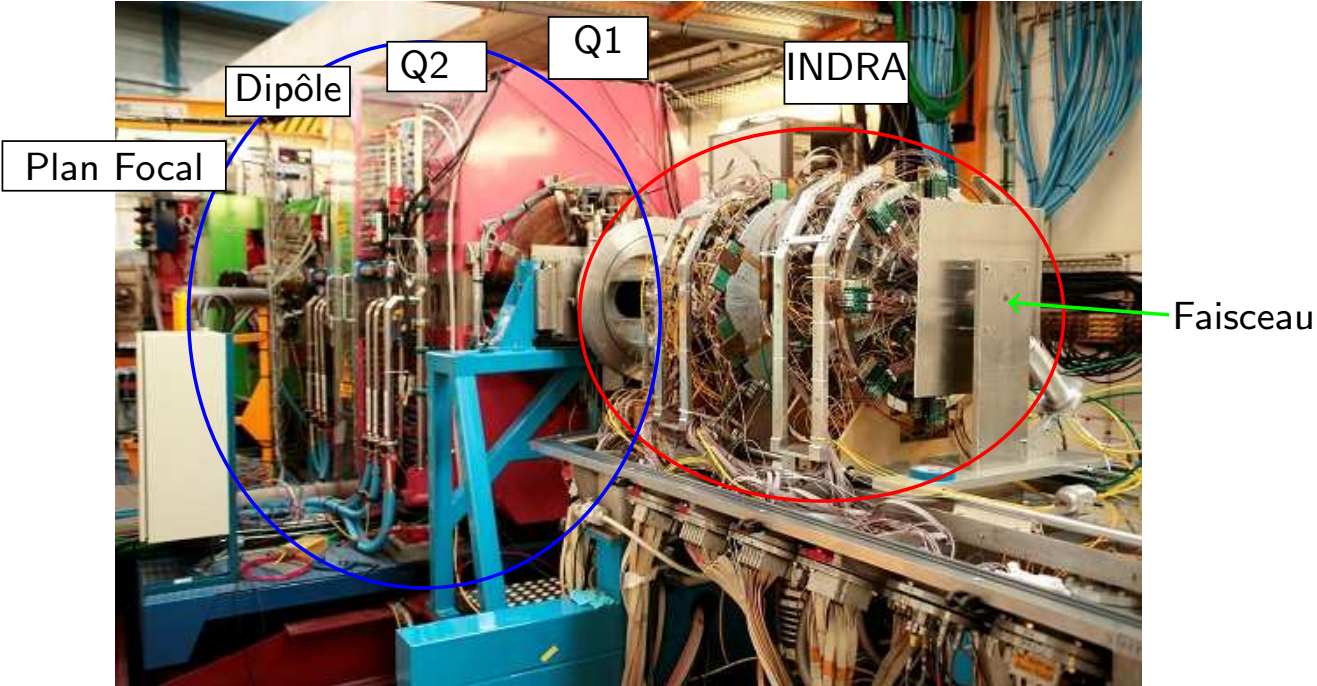
Résolution isotopique jusqu'à
 $Z=8$
3 isotopes par Z.

$^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ à 25 MeV/A

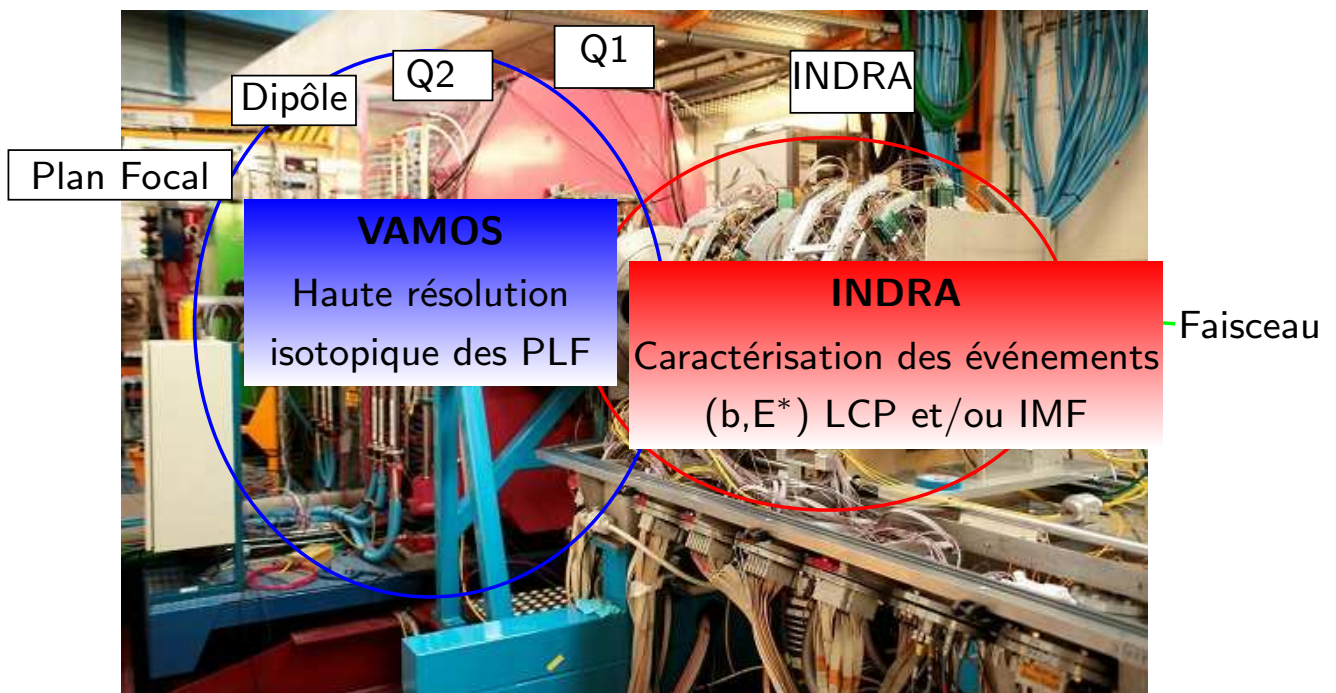


Unique : Couplage entre un spectromètre et un multidétecteur

Montage expérimental



Montage expérimental



Systèmes : $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$
Énergie : 35 MeV/A

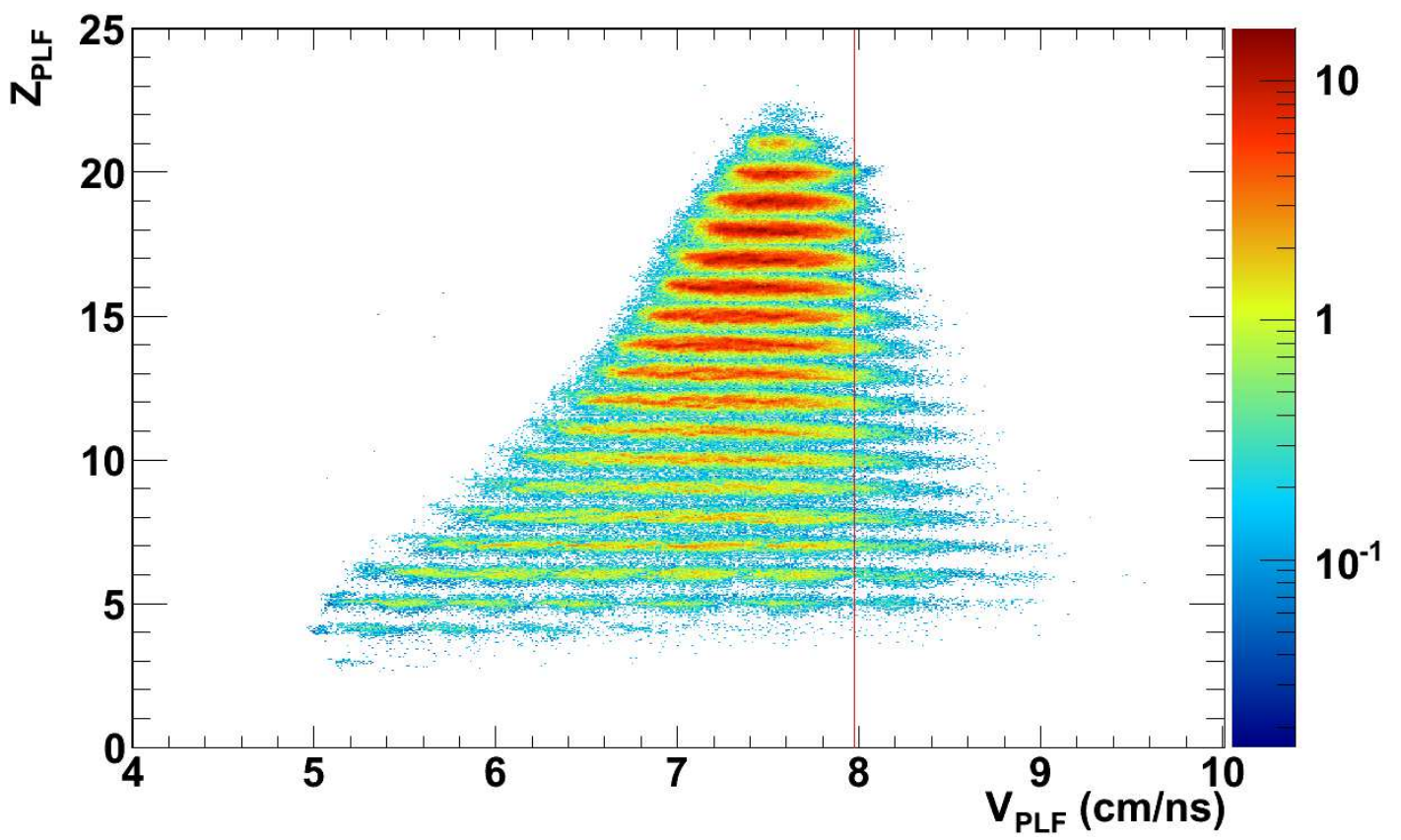
Résumé des systèmes étudiés

Faisceau	E_{faisceau} (MeV/A)	Cible	dx (mg/cm ²)	E_{CM} (MeV)	N/Z	θ_{gr} (°)	Nb. d'événements
⁴⁰ Ca	34.81	⁴⁰ Ca	1.0	692.9	1.00	2.35	14 592 794
⁴⁰ Ca	34.81	⁴⁸ Ca	1.5	755.9	1.20	2.29	16 639 715
⁴⁸ Ca	34.83	⁴⁰ Ca	1.0	756.4	1.20	1.91	12 379 090
⁴⁸ Ca	34.83	⁴⁸ Ca	1.5	832.0	1.40	1.86	14 425 596

- VAMOS couvre $2^\circ < \theta < 7^\circ$
- E^* plus grande pour θ_{gr} petit puisque VAMOS était le déclencheur
- 12 réglages en $B\rho$
- $B\rho$: 0.661 - 2.220 Tm
- V_{PLF} : 3 - 9 cm/ns

Coupeure en vitesse afin de sélectionner les fragments les plus rapides.
(75 à 80% de la vitesse du faisceau)

Demande au moins une particule en coïncidence avec le PLF.



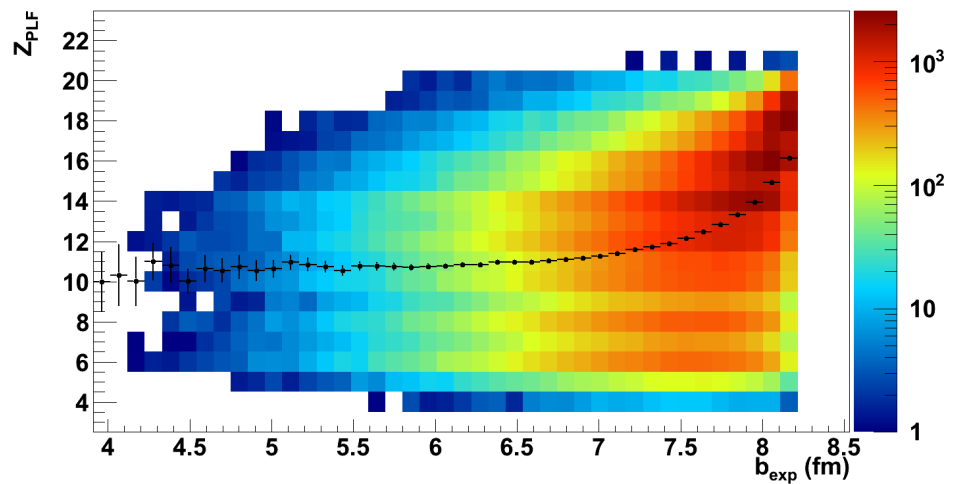
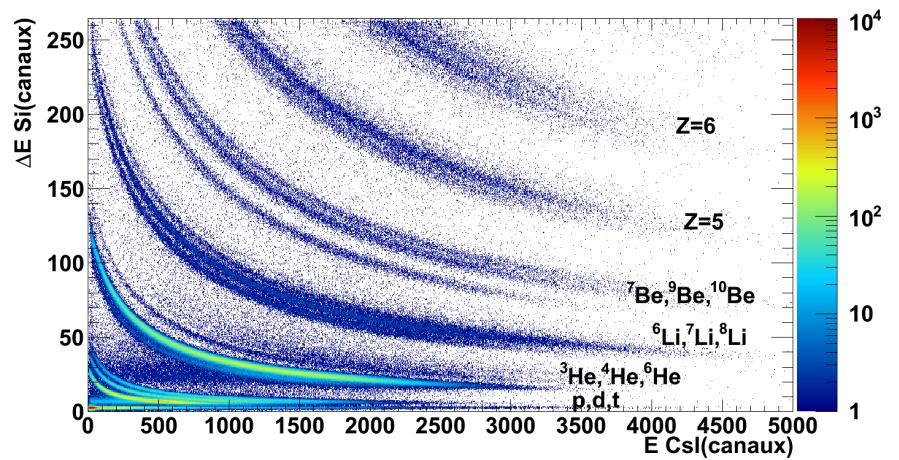
Multidétecteur INDRA

- Exemple :
Identification Si-Csl
- Paramètre d'impact expérimental (b_{exp}) déterminé à partir de l'énergie transverse des particules légères ($Z=1,2$)

$$b_{exp} = b_{max} \left[1 - \pi \left(\frac{E_{trans}^{tot}}{E_{proj}} \right) \right]$$

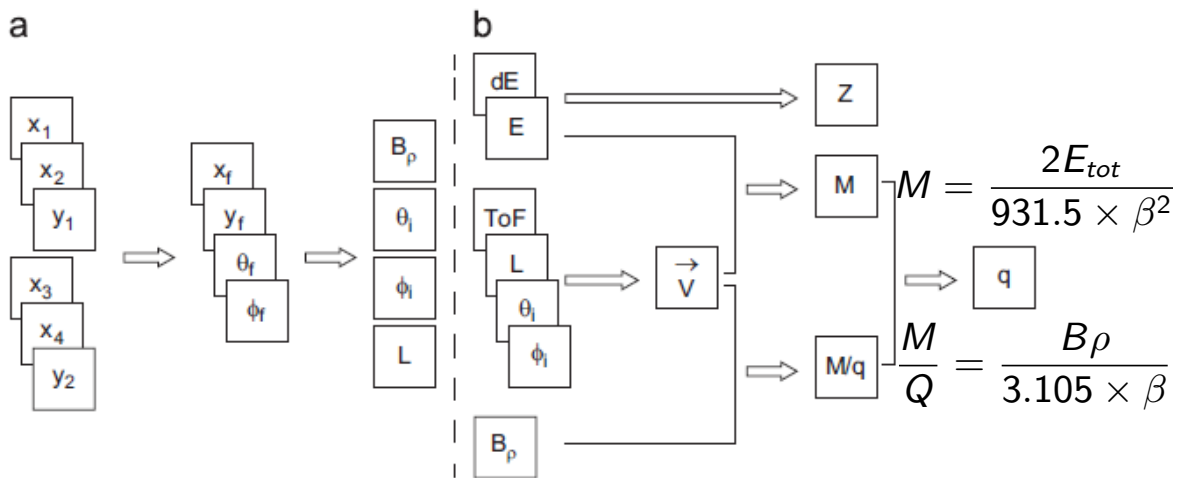
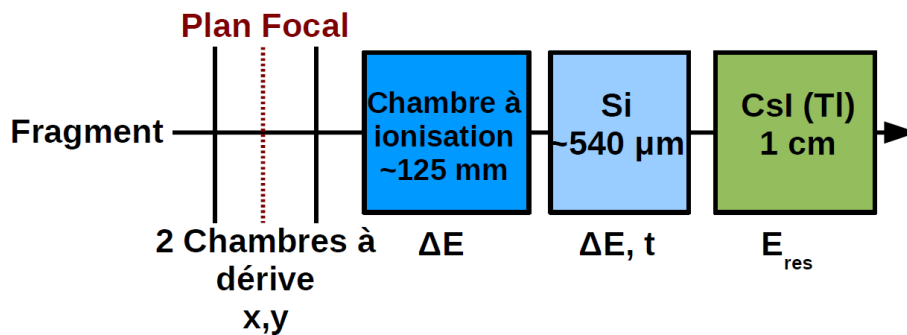
où :

$$b_{max} = 1.20 \times (A_{proj}^{1/3} + A_{cible}^{1/3}).$$



Capacité d'identification de VAMOS

Détection au plan focal et méthode de reconstruction

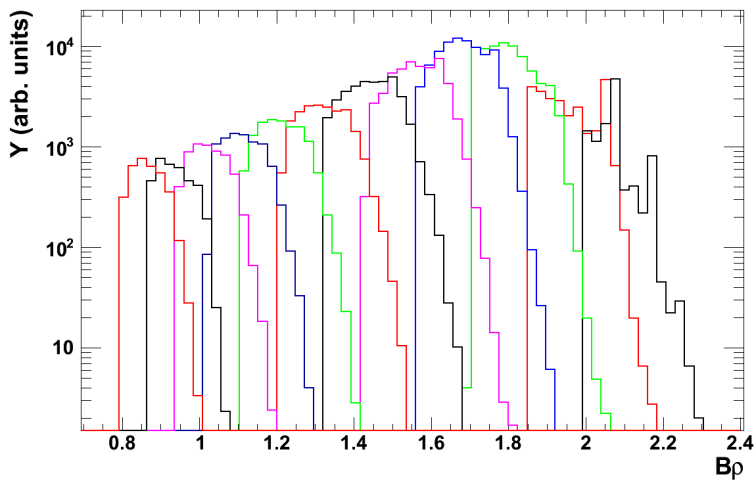
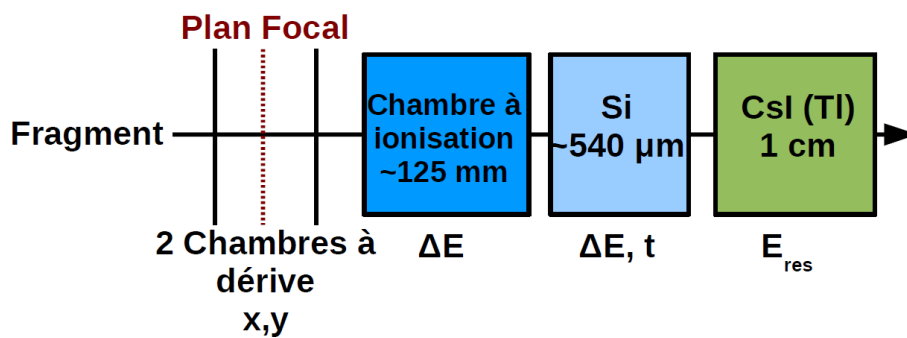


Algorithme d'identification

Pullanhiotan et al., Nucl. Inst. Meth. A 593, 343 (2008)

Capacité d'identification de VAMOS

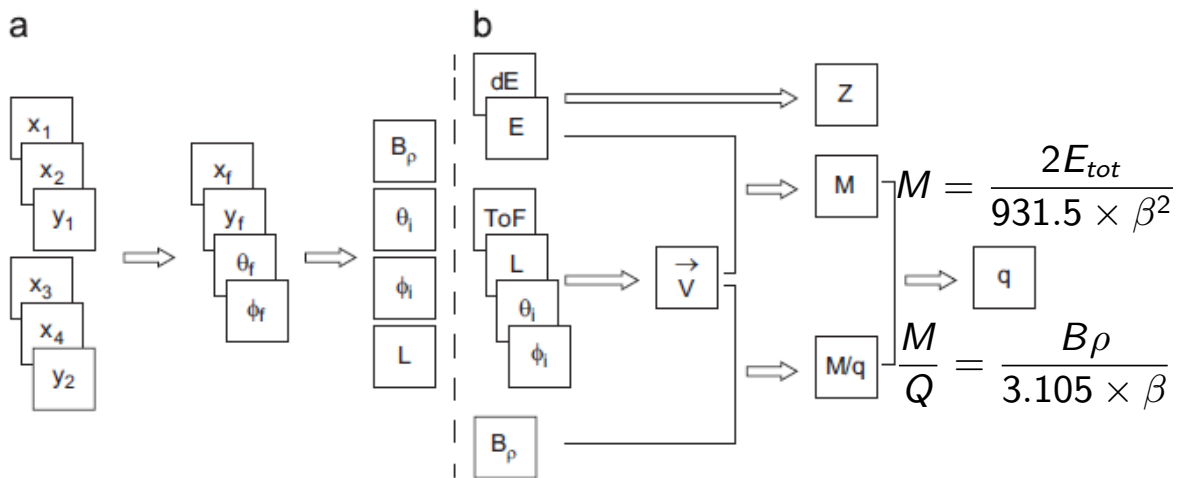
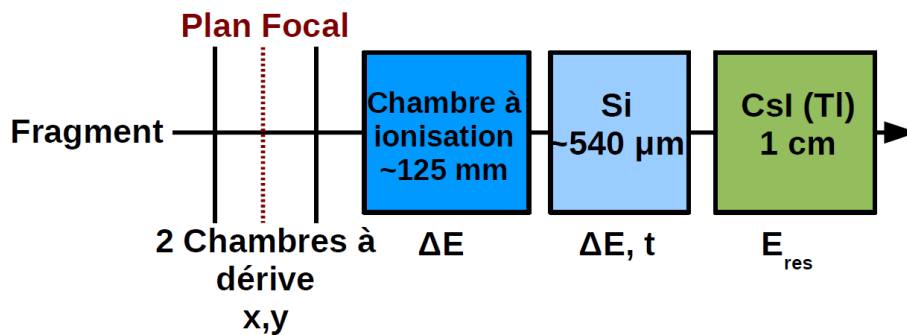
Détection au plan focal et méthode de reconstruction



- Normalisation des taux de production :
 - Fonction enveloppe en $B\rho$
 - Correction de l'acceptance angulaire en ϕ
 - Correction de l'intensité du faisceau
 - Correction au temps mort

Capacité d'identification de VAMOS

Détection au plan focal et méthode de reconstruction

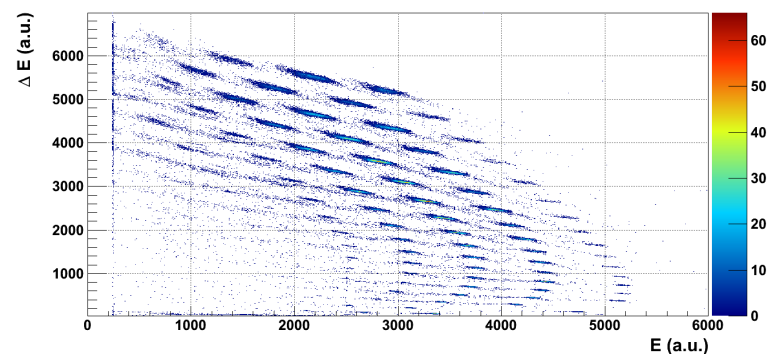
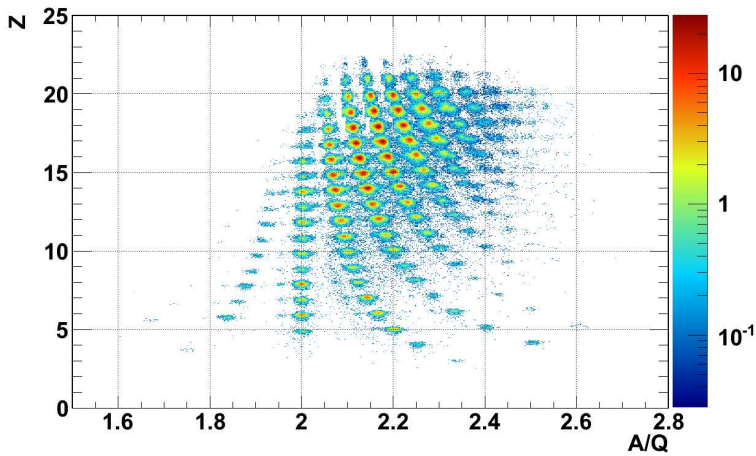
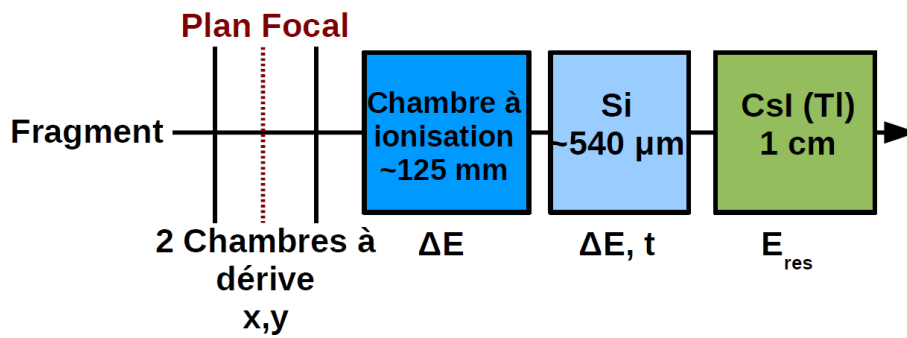


Algorithme d'identification

Pullanhiotan et al., Nucl. Inst. Meth. A 593, 343 (2008)

Capacité d'identification de VAMOS

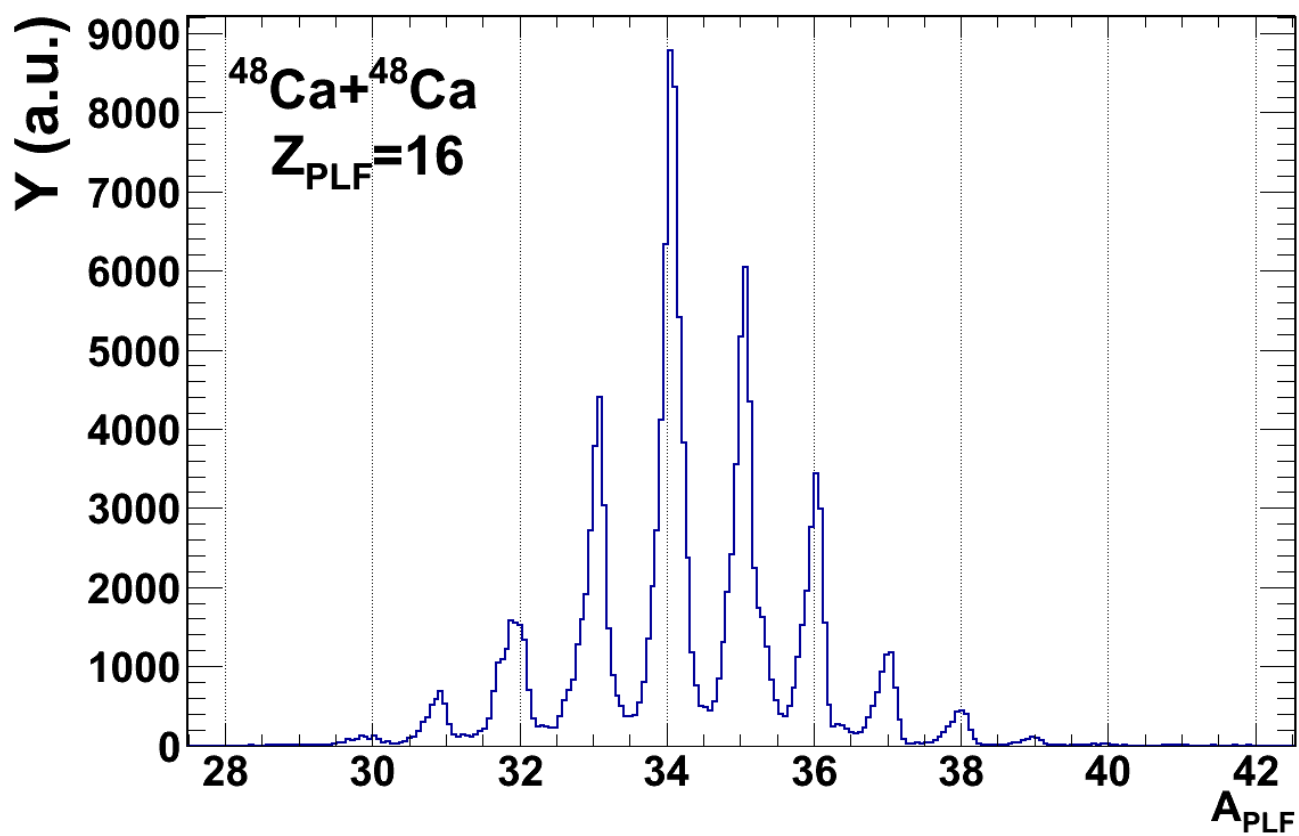
Détection au plan focal et méthode de reconstruction



Événements Chlo-Si n'ont pas été considérés

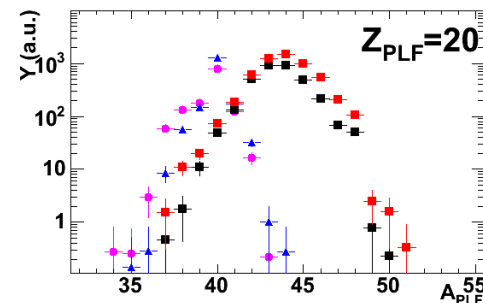
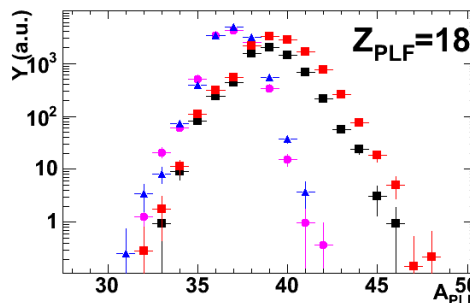
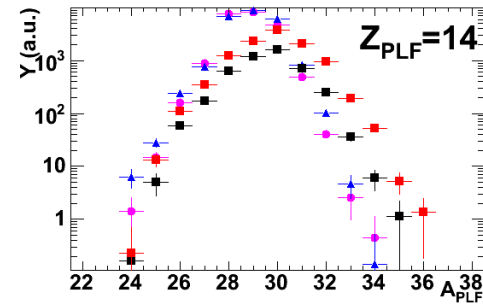
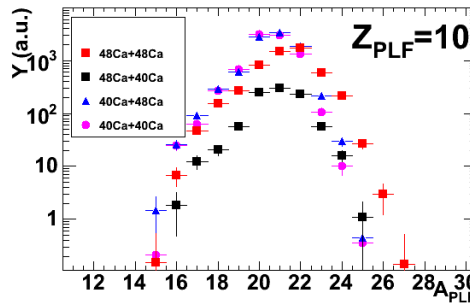
Capacité d'identification de VAMOS

Détection au plan focal et méthode de reconstruction



Distributions isotopiques PLF

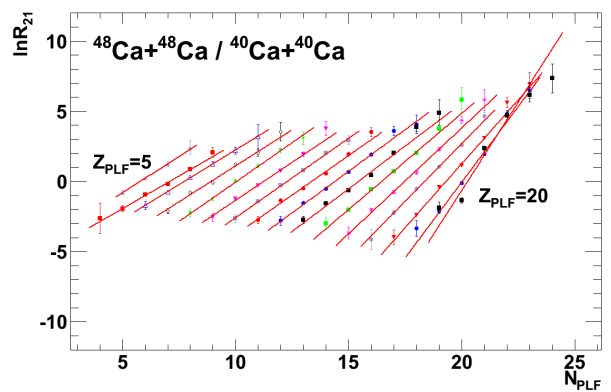
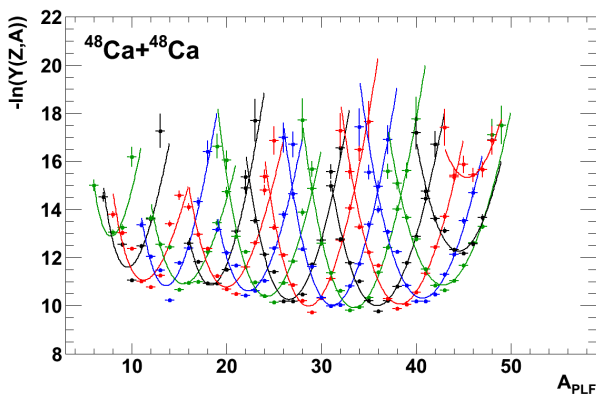
- Jusqu'à 14 isotopes
 - N/Z jusqu'à une valeur de 1.58
 - $\langle A \rangle$ et σ :
 - Augmente avec Z_{PLF}
 - Peu de différences pour les faibles Z_{PLF}
 - Dépendance du système pour les Z_{PLF} plus élevées
 - Faible dépendance de la cible pour les systèmes de projectile de ^{48}Ca
- Expliqué par le nombre de neutrons disponibles dans le système



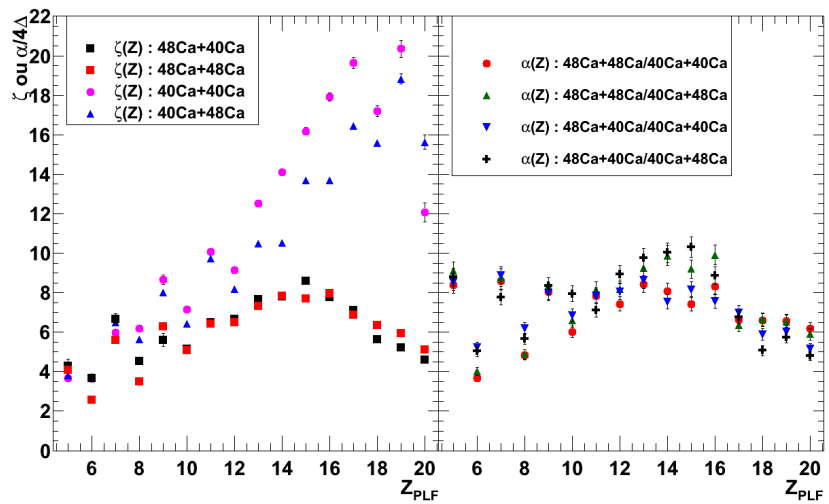
Quantités sensibles à C_{sym}

Largeurs des distributions isotopiques

Isoscaling

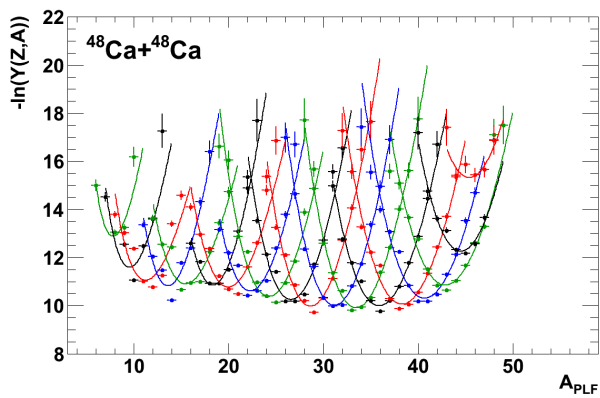


- Effet pair-impair
- Confirmation du calcul AMD+GEMINI
- Nécessité de reconstruire le fragment primaire

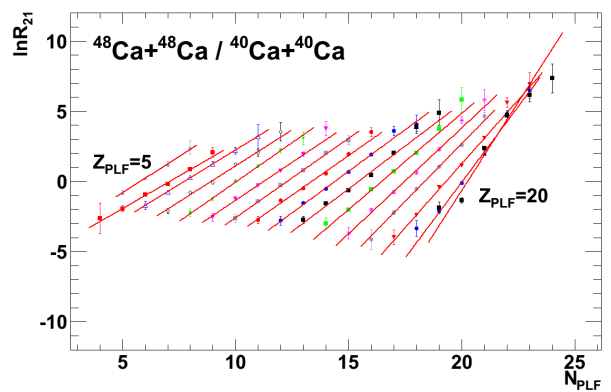


Quantités sensibles à C_{sym}

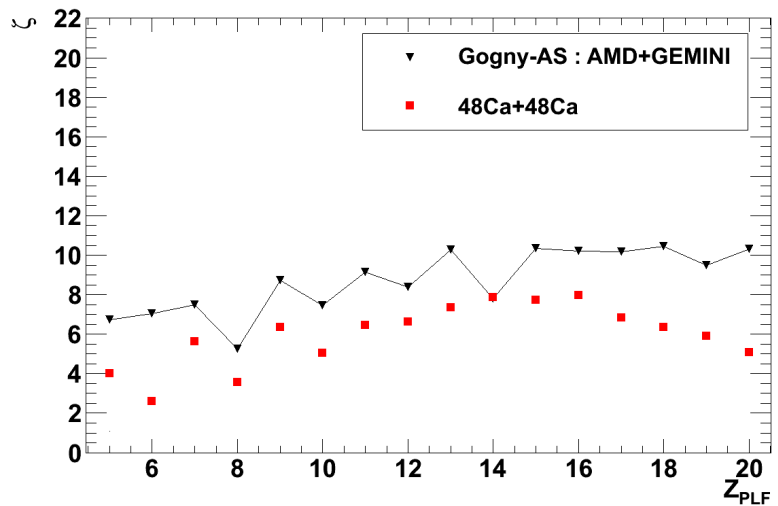
Largeurs des distributions isotopiques



Isoscaling



- Effet pair-impair
- Confirmation du calcul AMD+GEMINI
- Nécessité de reconstruire le fragment primaire



Reconstruction du fragment primaire

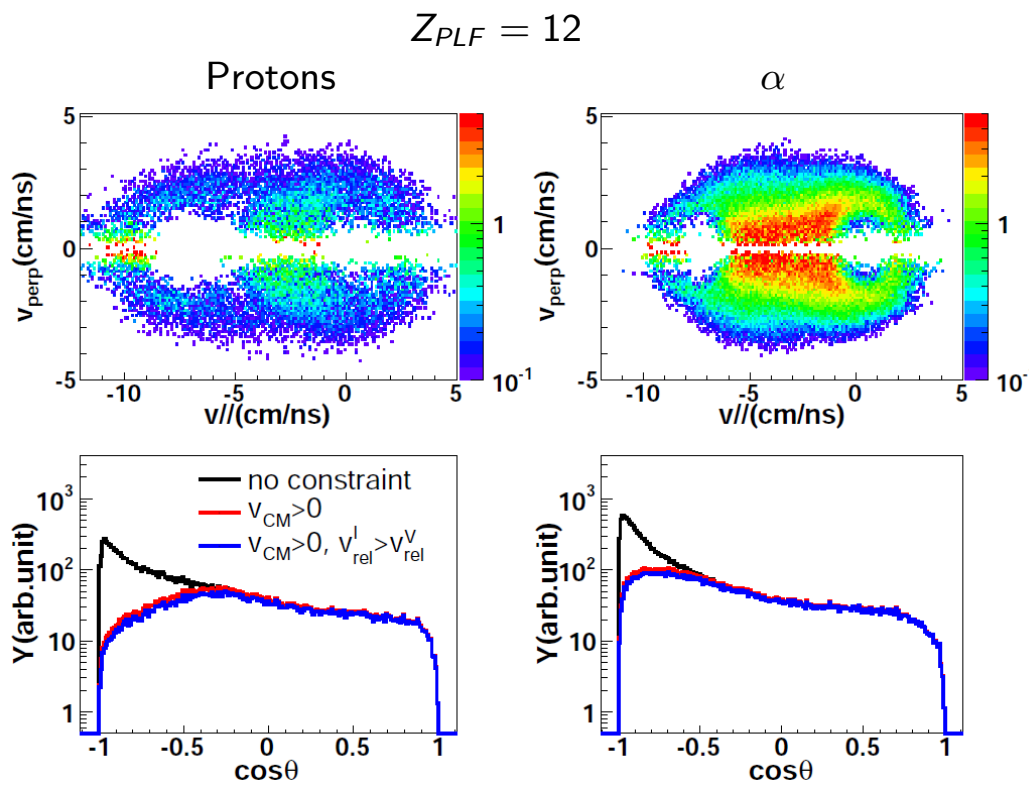
Collisions périphériques : Réactions binaires dissipatives avec le QP (projectile après un échange de nucléons) qui se désexcite en un gros fragment (PLF) et quelques particules légères.

But : Reconstruire le noyau parent du gros fragment émis à l'avant (détecté dans VAMOS que l'on nomme PLF)

Prochaine étape : Identifier les particules chargées provenant du fragment primaire, parent du PLF détecté. (Reconstruction événement par événement du fragment primaire)

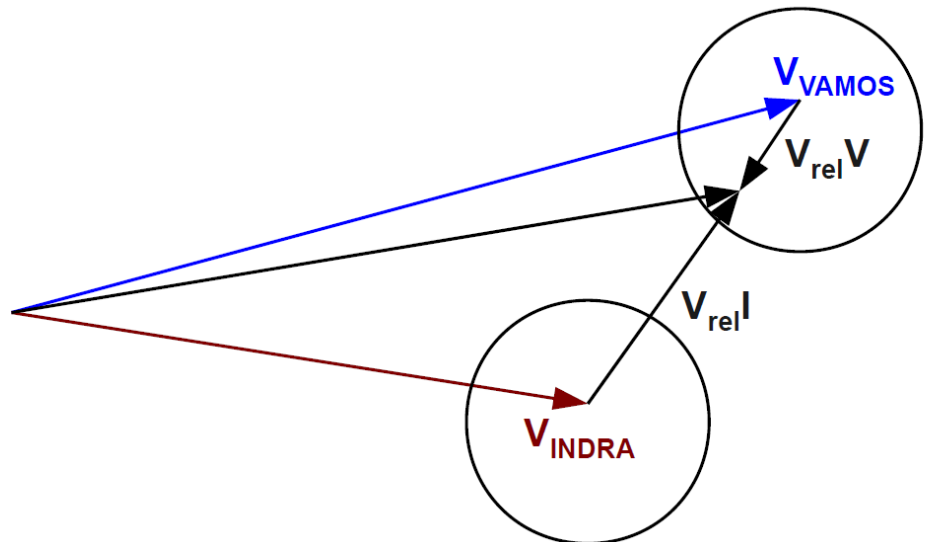
Sélection des particules chargées

- $V_{CM} > 0$: Éliminer les fragments émis par la cible
- $V_{rel} V < V_{rel} I$: Éliminer les particules associées au plus gros fragment dans INDRA
- Distributions angulaires asymétriques :
 - Acceptance de VAMOS
 - Moment angulaire



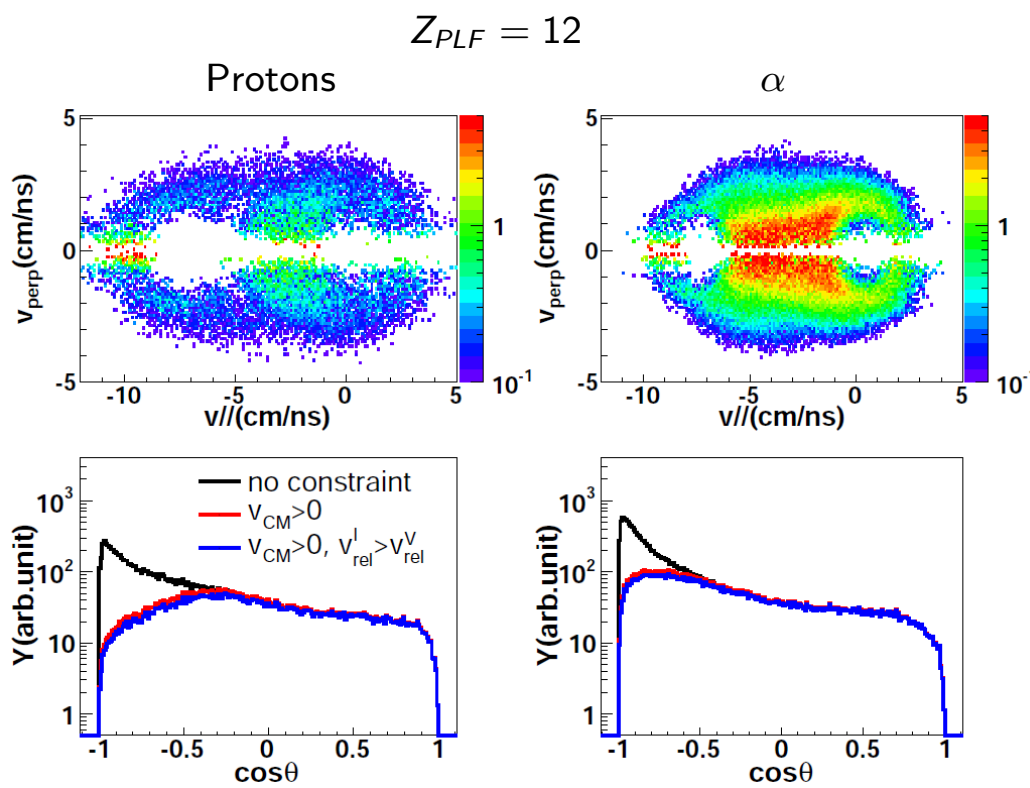
Sélection des particules chargées

- $V_{CM} > 0$: Éliminer les fragments émis par la cible
- $V_{rel} V < V_{rel} I$:
Éliminer les particules associées au plus gros fragment dans INDRA
- Distributions angulaires asymétriques :
 - Acceptance de VAMOS
 - Moment angulaire



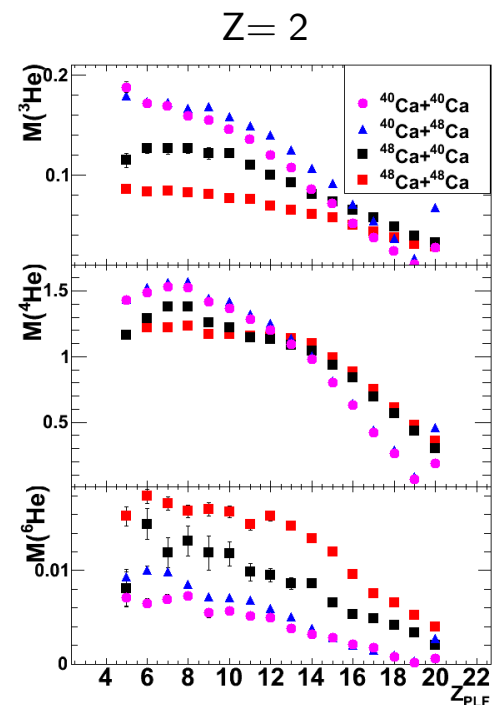
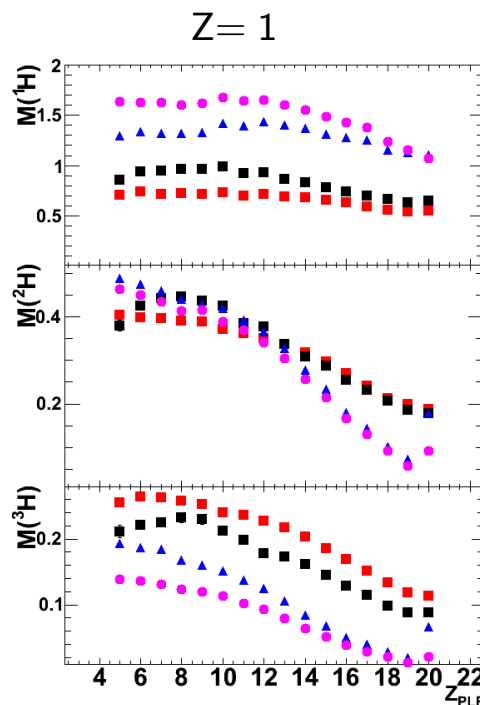
Sélection des particules chargées

- $V_{CM} > 0$: Éliminer les fragments émis par la cible
- $V_{rel} V < V_{rel} I$: Éliminer les particules associées au plus gros fragment dans INDRA
- Distributions angulaires asymétriques :
 - Acceptance de VAMOS
 - Moment angulaire



Multiplicités moyennes des particules légères

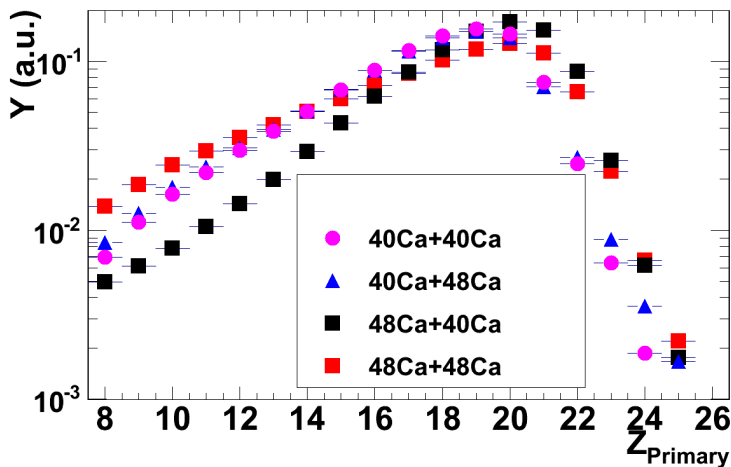
- Multiplicités moyennes p et α jusqu'à 1.50
 - Faibles multiplicités
- Énergie d'excitation modérée
- $M(p)$ et $M(^3\text{He})$ augmente avec la pauvreté en neutrons du système
 - $M(t)$ et $M(^6\text{He})$ augmente avec la richesse en neutrons du système
- neutrons disponibles à l'intérieur du système



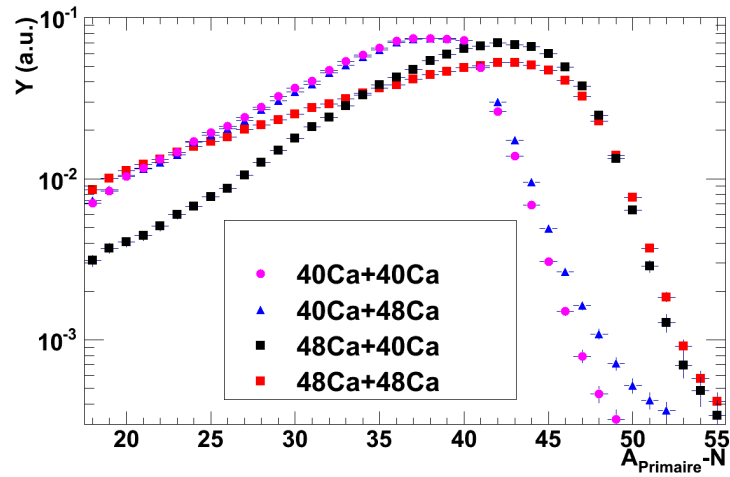
Reconstruction des fragments primaires

$$Z_{\text{Primaire}} = Z_{\text{PLF}} + \sum_i Z_i$$

$$A_{\text{Primaire}} - N = A_{\text{PLF}} + \sum_i A_i$$



- Distributions piquées autour de $Z_{\text{Primaire}}=20$
- Valeurs maximales $Z_{\text{Primaire}} = 25$



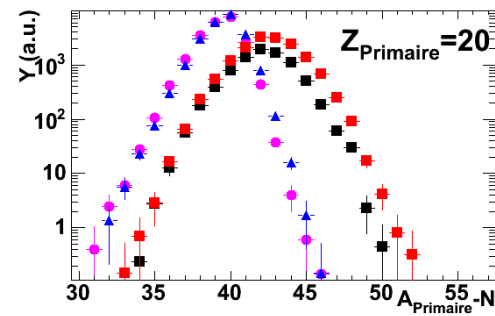
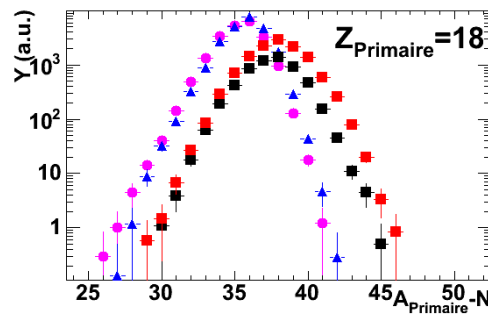
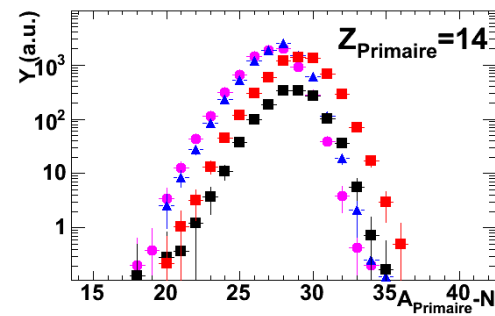
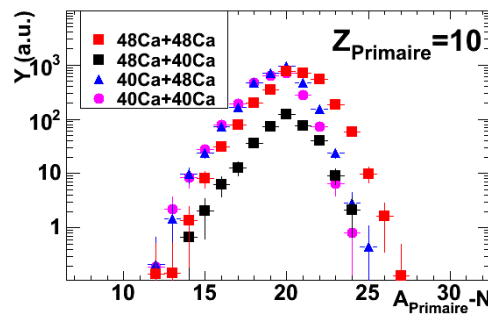
- Dépendance du projectile
- Valeurs maximales $A_{\text{Primaire}} - N = 55$ (+13% du ^{48}Ca)

Reconstruction des fragments primaires

$$Z_{\text{Primaire}} = Z_{\text{PLF}} + \sum_i Z_i$$

$$A_{\text{Primaire}} - N = A_{\text{PLF}} + \sum_i A_i$$

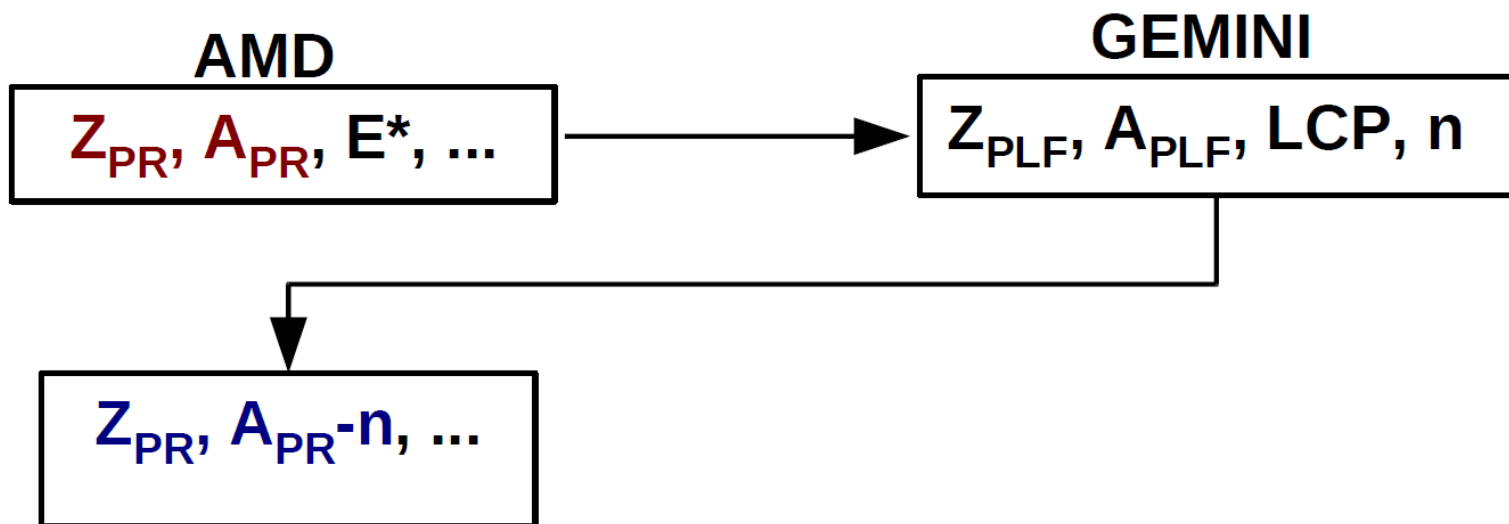
- Jusqu'à 20 isotopes
- $\langle A \rangle$ et σ :
- Augmente avec Z_{Primaire}
- Peu de différences pour les faibles Z_{Primaire}
- Dépendance du système pour les Z_{Primaire} plus élevées
- Faible dépendance de la cible pour les systèmes de projectile de ^{48}Ca



Influence des neutrons sur les largeurs des distributions isotopiques

Rouge : AMD (Chauds)

Bleu : AMD - N(GEMINI)



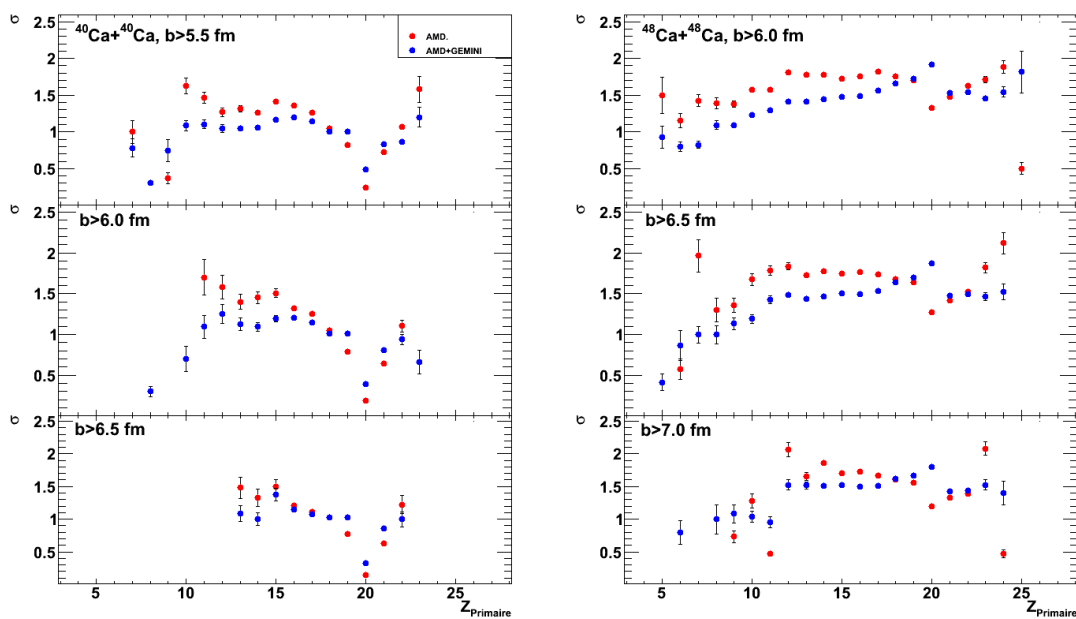
Influence des neutrons sur les largeurs des distributions isotopiques

Rouge : AMD (Chauds)

Bleu : AMD - N(GEMINI)

Influence des neutrons est faible dans le cadre de collisions périphériques et semi-périphériques.

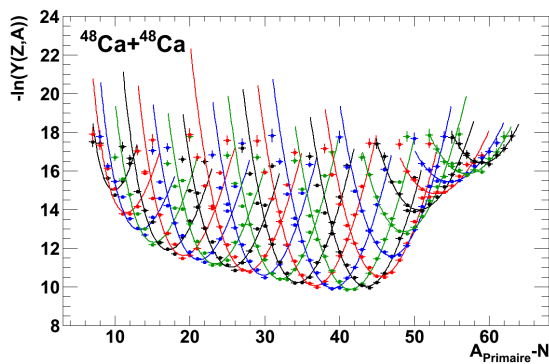
Permet d'utiliser la variable qu'est A_{Primaire} sans la contribution des neutrons pour l'étude de l'énergie de symétrie.



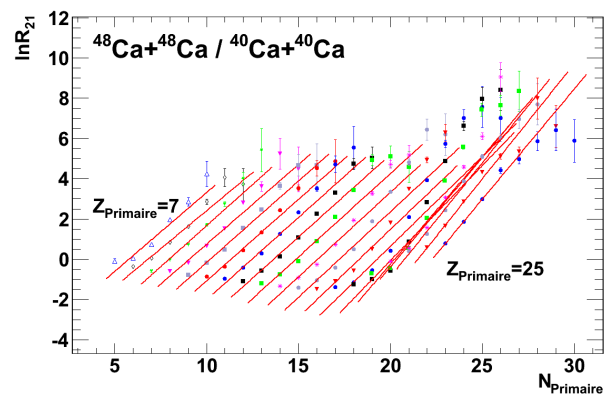
Différence entre AMD et AMD - N utilisée comme erreur sur les données expérimentales.

Quantités sensibles à C_{sym}

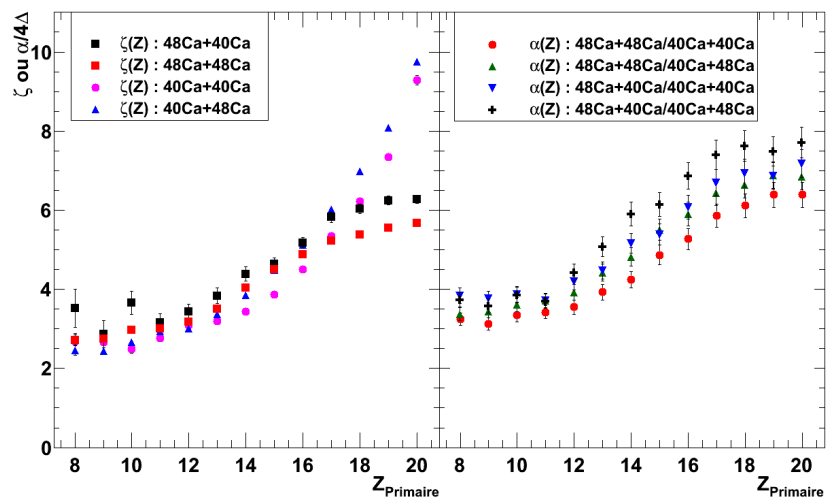
Largeurs des distributions isotopiques



Isoscaling



- Disparition de l'effet pair-impair
- Augmentation moins prononcée que les PLF
- Résultats similaires sur tout la gamme en charge



Caractérisation des sources primaires

Estimation d'une énergie d'excitation

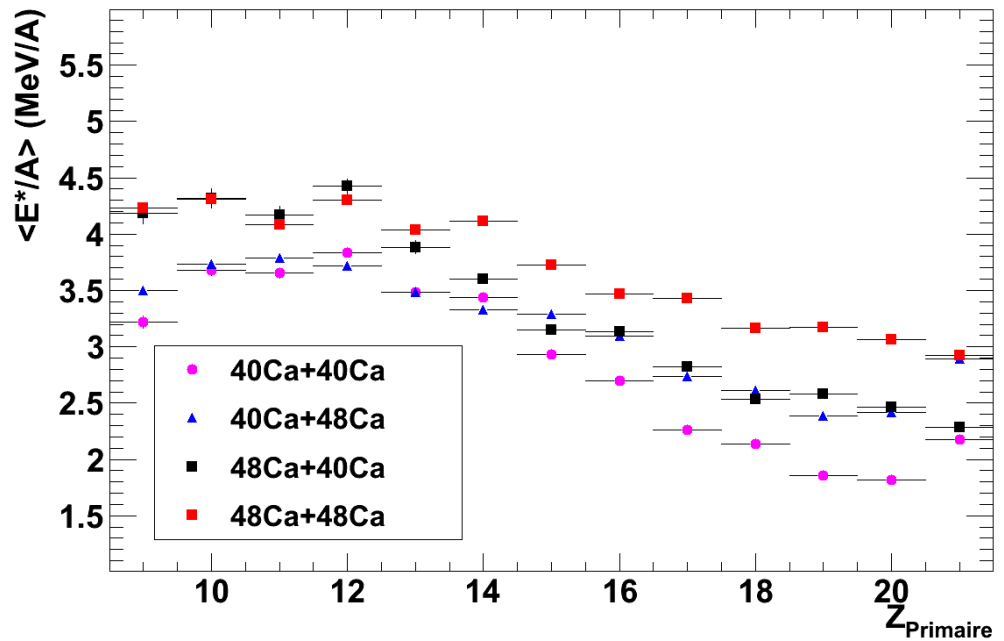
Neutrons :

$$N = Z_{\text{Primaire}} \left(1 + \frac{n}{Z} \right) - A_{\text{Primaire}}$$

$n/z = 1.40$ ($^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$), 1.30 ($^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$), 1.10 ($^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$), 1.00 ($^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$)

E^* calculée par calorimétrie

- $E^*/A_{4848} > E^*/A_{4040}$
- $\theta_{gr}(4040) > \theta_{gr}(4848)$
- On impose la détection d'au moins une particule en coïncidence avec le PLF



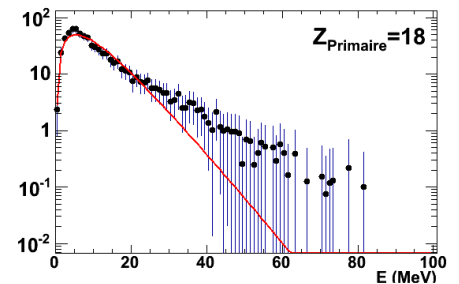
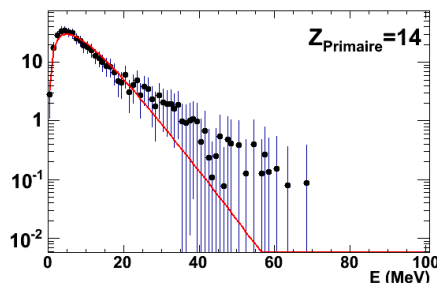
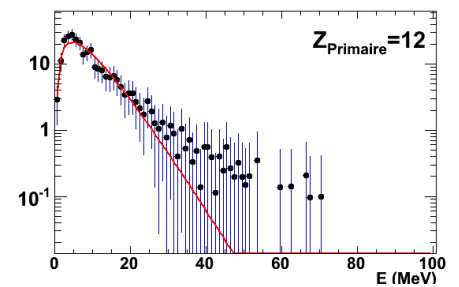
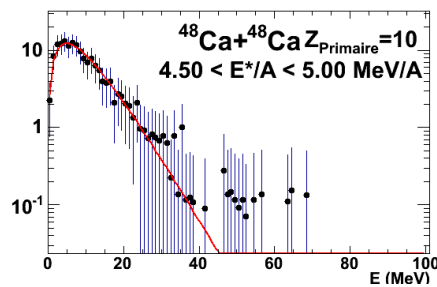
Caractérisation des sources primaires

Estimation d'une température

Émission de surface :
$$P_i(e) = \frac{e - B_i^{Coul}}{T^2} \exp\left(-\frac{e - B_i^{Coul}}{T}\right) \quad e \geq B_i^{Coul}$$

• $T_{4848} > T_{4040}$

- $\theta_{gr}(4040) > \theta_{gr}(4848)$
- On impose la détection d'au moins une particule en coïncidence avec le PLF
- Températures utilisées pour estimer C_{sym}



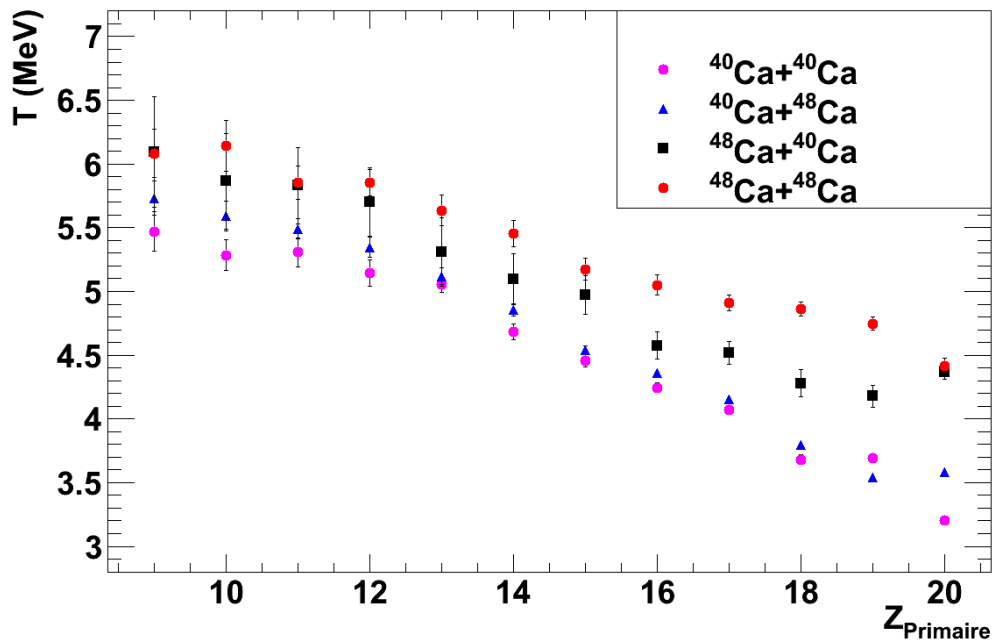
Caractérisation des sources primaires

Estimation d'une température

Émission de surface : $P_i(e) = \frac{e - B_i^{Coul}}{T^2} \exp\left(-\frac{e - B_i^{Coul}}{T}\right)$ $e \geq B_i^{Coul}$

- $T_{4848} > T_{4040}$

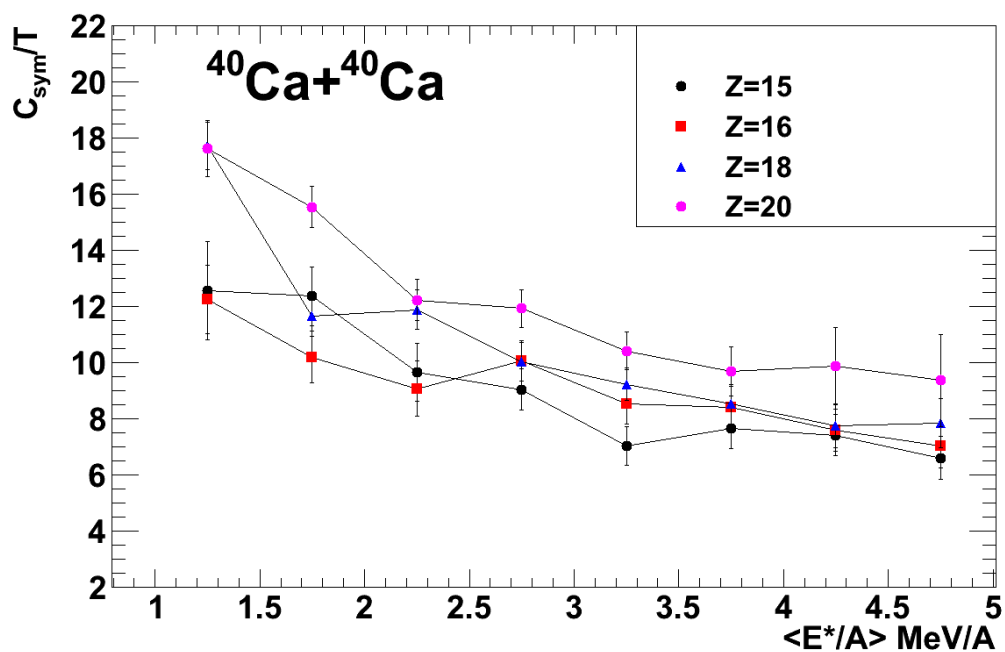
- $\theta_{gr}(4040) > \theta_{gr}(4848)$
- On impose la détection d'au moins une particule en coïncidence avec le PLF
- Températures utilisées pour estimer C_{sym}



Coupures possibles

Méthode des formes des distributions isotopiques

Énergie d'excitation



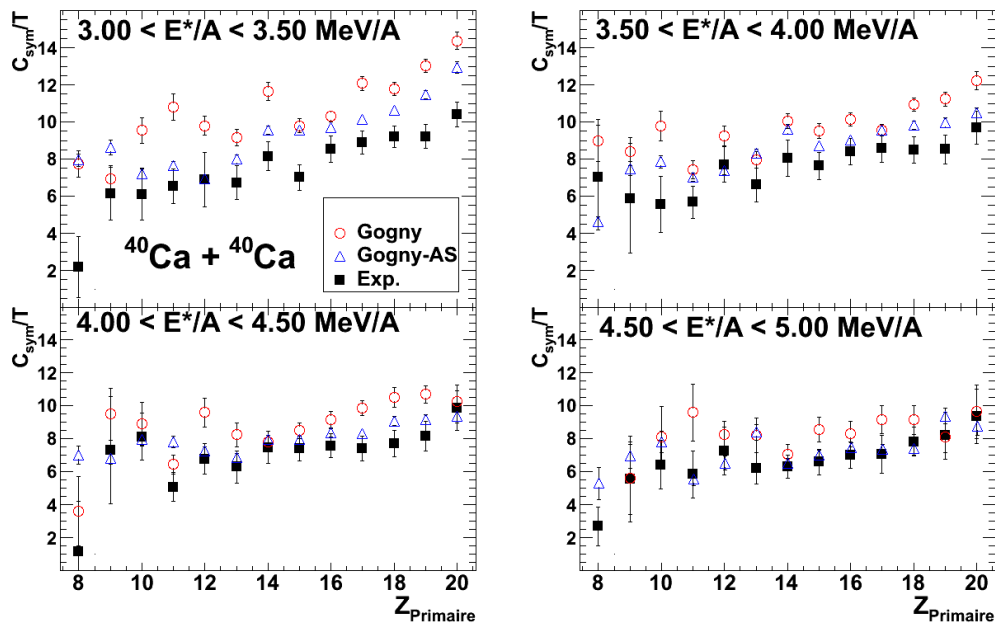
Évolution de C_{sym}/T en fonction du paramètre d'impact expérimental et de l'énergie d'excitation

Étude en détail $C_{sym} = f(E^*)$

Étude en fonction de E^*/A

Méthode des formes des distributions isotopiques

Comparaison avec AMD-N (GEMINI), $b > 6$ fm avec mêmes coupures en E^*/A



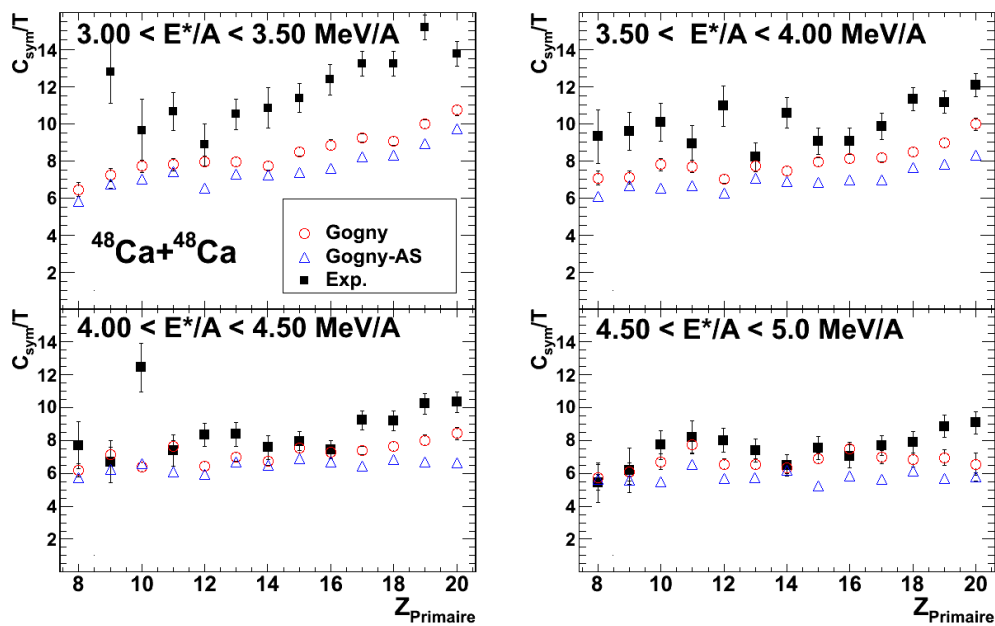
$$\sqrt{\frac{1}{N} \sum_i (\text{exp.} - \text{calcul})^2}$$

E^*/A (MeV/A)	Gogny	Gogny-AS
3.00 - 3.50	3.11	1.71
3.50 - 4.00	2.28	1.36
4.00 - 4.50	1.89	1.06
4.50 - 5.00	1.68	0.98

Étude en fonction de E^*/A

Méthode des formes des distributions isotopiques

Comparaison avec AMD-N (GEMINI), $b > 6$ fm avec mêmes coupures en E^*/A



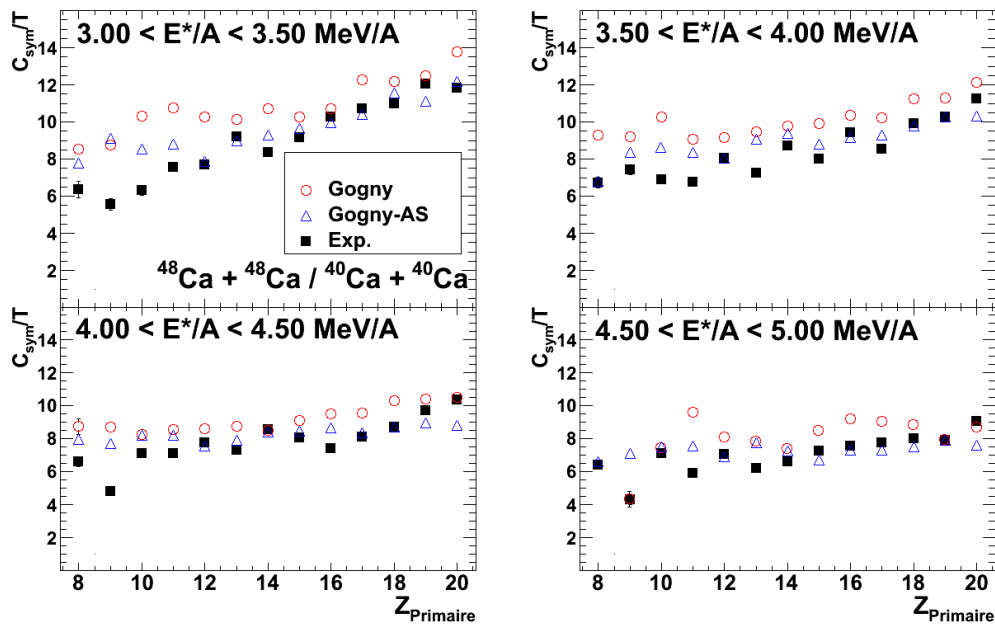
$$\sqrt{\frac{1}{N} \sum_i (\text{exp.} - \text{calcul})^2}$$

E^*/A (MeV/A)	Gogny	Gogny-AS
3.00 - 3.50	3.54	4.36
3.50 - 4.00	2.25	3.16
4.00 - 4.50	2.17	2.68
4.50 - 5.00	1.16	2.07

Étude en fonction de E^*/A

Isoscaling

Comparaison avec AMD-N (GEMINI), $b > 6$ fm avec mêmes coupures en E^*/A



$$\sqrt{\frac{1}{N} \sum_i (\text{exp.} - \text{calcul})^2}$$

E^*/A (MeV/A)	Gogny	Gogny-AS
3.00 - 3.50	2.21	1.34
3.50 - 4.00	1.79	1.02
4.00 - 4.50	1.64	1.16
4.50 - 5.00	1.44	1.19

Contributions de surface et de volume

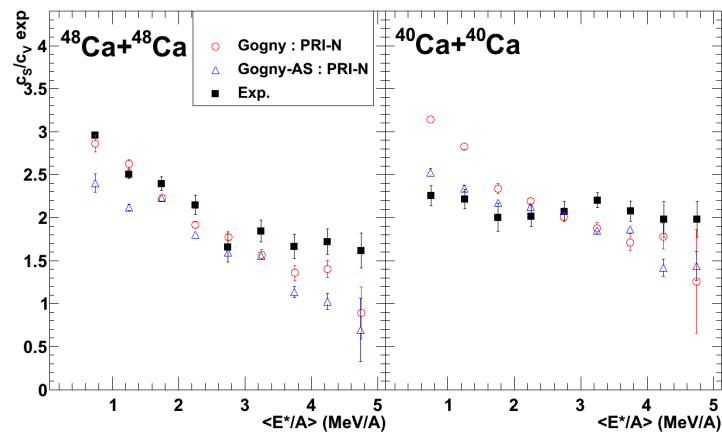
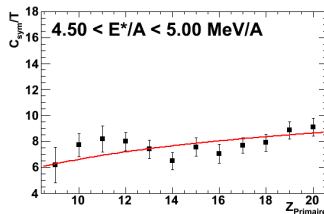
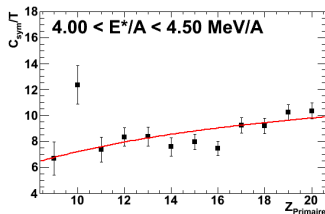
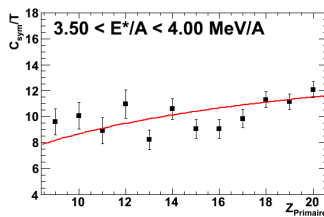
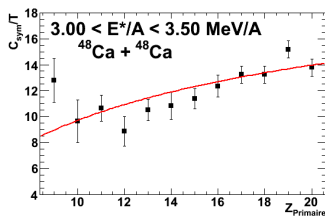
Ajustement des distributions C_{sym}/T

Ajustement :

$$C_{sym}/T \approx 1 - \frac{C_S}{C_V} (2Z)^{-1/3}$$

$$C_{sym}/T = f(Z_{Primaire}, E^*)$$

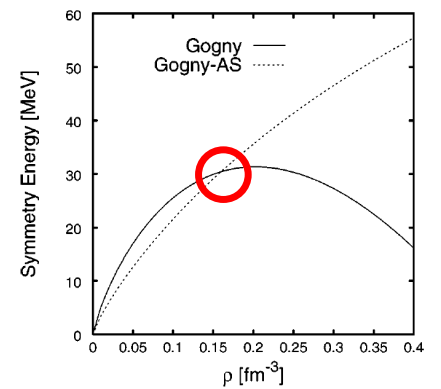
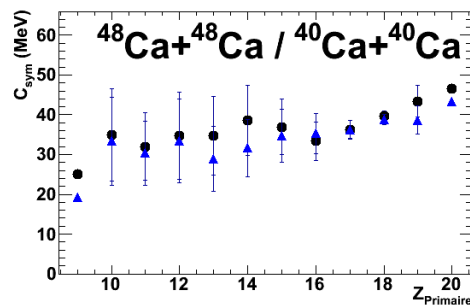
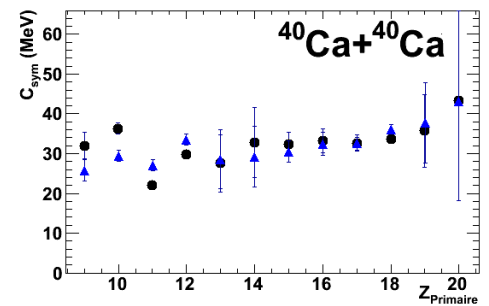
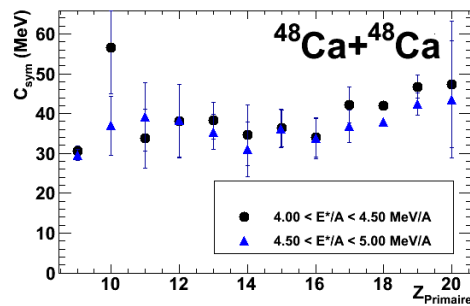
$$\frac{C_S}{C_V} = f(\langle E^*/A \rangle)$$



- Effet de surface important indiqué par les modèles et les données
- Peu de différences entre les deux interactions

Énergie de symétrie

- À partir des températures
- Valeurs cohérentes pour une densité autour de la densité de saturation
- Méthode utilisée peut être appliquée pour des collisions plus dissipatives ($\rho < \rho_0$)



Conclusions

- Expérience INDRA-VAMOS : **Mesure unique** des PLF avec une haute résolution isotopique en coïncidence avec les particules légères
- Extraction des largeurs des distributions isotopiques et étude de l'isoscaling pour les PLF
- Effet pair-impair observé pour les PLF
- L'extraction directe d'une information sur C_{sym} à partir de l'étude des PLF est impossible
- Nécessité de reconstruire le fragment primaire

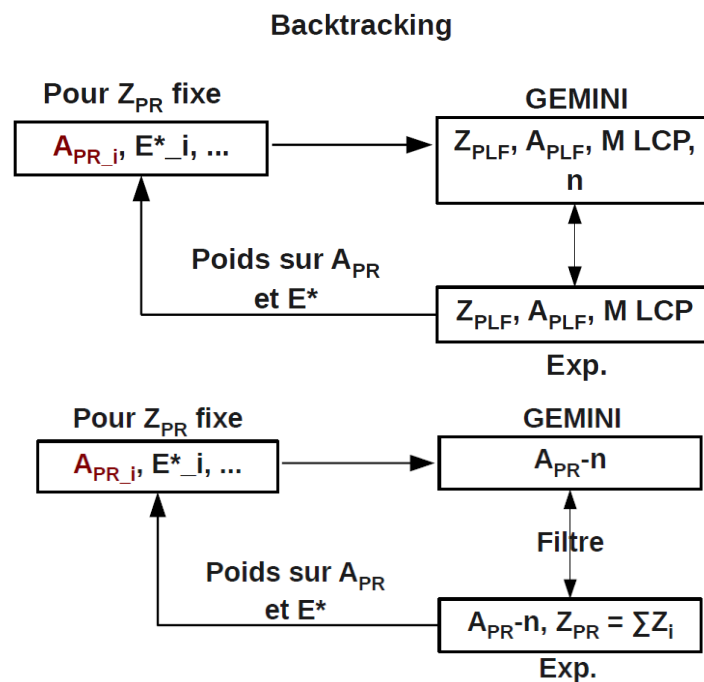
Conclusions

- Reconstruction du fragment primaire événement par événement : PLF dans VAMOS + LCP INDRA
- Distributions en Z_{Primaire} et $A_{\text{Primaire}}-N$ ont été reconstruites
- Pour les deux méthodes différentes (isoscaling et la forme des distributions), des résultats similaires de C_{sym}/T sont obtenus
- Évolution de C_{sym}/T : mise en évidence de l'importance des effets de surface
- Valeurs de C_{sym} autour de 30 MeV en fonction de la charge primaire,

Compatibilité avec une densité autour de la densité de saturation : preuve de la validité de la méthode employée pour extraire expérimentalement l'énergie de symétrie***

Perspectives

- Application à des collisions plus dissipatives afin d'explorer des régions en densité $\rho < \rho_0$: En cours (Analyse Chlo-Si)
- Amélioration de la méthode : simulations GEMINI afin de reproduire les distributions isotopiques des fragments détectés (PLF) à partir d'une distribution des fragments primaires et d'une énergie d'excitation



Bibliographie

- [1] E. Suraud D. Durand and B. Tamain. *Nuclear Dynamics In The Nucleonic Régime*. Institute Of Physics Publishing, Bristol, (1999).
- [2] W. Schroder et al., *Phys. Rep.*, 45 301, (1978).
- [3] W. U. Schroder and J. R. Huizenga. *Treatise on Heavy-Ion Science*. Bromley (Plénum Press, New York), (1984).
- [4] A. Stefanini et al., *Z. Phys. A*, 351 167, (1995).
- [5] H. Fuchs et K.Möhring, *Rep. Prog. Phys.*, 57 231, (1994).
- [6] J.P. Alard et al., *Phys. Rev. Lett.*, 69 889, (1992).
- [7] Y. Larochelle et al., *Phys. Rev. C*, 55 1869, (1997).
- [8] J. Łukasik et al., *Phys. Rev. C*, 55 1906, (1997).
- [9] D. Thériault. Thèse de doctorat, Université Laval, (2005).
- [10] L. Gingras. Thèse de doctorat, Université Laval, (2001).
- [11] J. Colin et al., *Phys. Rev. C*, 67 064603, (2003).
- [12] D. Shetty et al., *Phys. Rev. C*, 68 054605, (2003).
- [13] L. Gingras et al., *Phys. Rev. C*, 65 061604, (2002).
- [14] S. Piantelli et al., *Phys. Rev. Lett.*, 88 052701, (2002).
- [15] Z. He et al., *Phys. Rev. C*, 65 014606, (2002).
- [16] H. Xu et al., *Phys. Rev. C*, 65 061602, (2002).
- [17] A. Chernomoretz et al., *Phys. Rev. C*, 65 054613, (2002).
- [18] G. Poggi et al., *Nucl. Phys. A*, 685 296, (2001).
- [19] P.M. Milazzo et al., *Phys. Lett. B*, 509 204, (2001).
- [20] Y. Larochelle et al., *Phys. Rev. C*, 62 051602, (2000).
- [21] D. Doré et al., *Phys. Lett. B*, 491 15, (2000).
- [22] E. Plagnol et al., *Phys. Rev. C*, 61 014606, (1999).
- [23] T. Lefort et al., *Nucl. Phys. A*, 662 397, (2000).
- [24] Y. Larochelle et al., *Phys. Rev. C*, 57 R1027, (1998).
- [25] Ph. Eudes et al., *Phys. Rev. C*, 56 2003, (1997).
- [26] J.F. Dempsey et al., *Phys. Rev. C*, 54 1710, (1996).
- [27] J. Toke et al., *Phys. Rev. Lett.*, 75 2920, (1995).
- [28] J.F. Lecomte et al., *Phys. Lett. B*, 354 202, (1995).
- [29] C.P. Montoya et al., *Phys. Rev. Lett.*, 73 3070, (1994).

- [30] L. Beaulieu et al., *Phys. Rev. C*, 54 R973, (1996).
- [31] P. Pawłowski et al., *Phys. Rev. C*, 54 R10, (1996).
- [32] P. Pawłowski et al., *Phys. Rev. C*, 57 1771, (1998).
- [33] R. Yanez et al., *Phys. Rev. C*, 68 011602(R), (2003).
- [34] M. B. Tsang et al., *Phys. Rev. Lett.*, 92 062701, (2004).
- [35] C.A. Ogilvie, *Phys. Rev. Lett.*, 67 1214, (1991).
- [36] G.J.Wozniak and L.G.Moretto, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 43 379, (1993).
- [37] G.Peilert et al., *Rep. Prog. Phys.*, 57 553, (1994).
- [38] G.F. Peaslee, *Phys. Rev. C*, 49 2271, (1994).
- [39] P.Désésquelles, *Phys. Rev. C*, 48 1828, (1994).
- [40] G.Bizard, *Phys. Lett. B*, 302 162, (1993).
- [41] M.B. Tsang et al., *Phys. Rev. Lett.*, 71 1502, (1993).
- [42] D.R. Bowman, *Phys. Rev. Lett.*, 67 1527, (1991).
- [43] J.Pochodzalla et al., *Phys. Rev. Lett.*, 75 1040, (1995).
- [44] S. Salou. Thèse de doctorat, Université de Caen, Basse-Normandie, (1997).
- [45] L.Beaulieu et al., *Phys. Rev. Lett.*, 84 5971, (2000).
- [46] K.Hagel et al., *Phys. Rev. C*, 62 034607, (2000).
- [47] Z.He et al., *Phys. Rev. C*, 63 011601, (2000).
- [48] J.B.Natowitz et al., *Phys. Rev. C*, 65 034618, (2002).
- [49] Y.G.Ma et al., *Phys. Rev. C*, 71 054606, (2005).
- [50] D. Durand, *Nucl. Phys. A*, 630 52c, (1998).
- [51] G.E. Brown, *Phys. Rep.*, 163 171, (1988).
- [52] H.A. Bethe, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 38 1, (1988).
- [53] S.H. Kahana, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 39 231, (1989).
- [54] Bao-An Li, *Phys. Rev. Lett.*, 88 192701, (2002).
- [55] C.M. Ko L.W. Chen, V. Greco and B.-A. Li, *Phys. Rev. Lett.*, 90 162701-2, (2003).
- [56] M.B. Tsang et al., *Phys. Rev. Lett.*, 86 5023, (2001).
- [57] W.A. Friedman W.G. Lynch A. Ono, P. Danielewicz and M.B. Tsang, *Phys. Rev. C*, 70 041604(R), (2004).
- [58] W. P. Tan et al., *Phys. Rev. C*, 64 051901, (2001).
- [59] H. Xi M.B. Tsang, W.G. Lynch and W.A. Fridman, *Phys. Rev. Lett.*, 78 3836, (1997).
- [60] M.B. Tsang et al., *Phys. Rev. C*, 64 041603, (2001).
- [61] H.S. Xu et al., *Phys. Rev. Lett.*, 85 716, (2000).
- [62] W.A. Friedman W.G. Lynch A. Ono, P. Danielewicz and M.B. Tsang, *Phys. Rev. C*, 68 051601(R), (2003).
- [63] A. Ono, *AIP Conf. Proc.*, 884 292, (2007).
- [64] Z. Chen et al., *Phys. Rev. C*, 81 064613, (2010).
- [65] F. Rami et al., *Phys. Rev. Lett.*, 84 1120, (2000).
- [66] M. Di Toro M. Zielinska-Pfabé V. Baran, M. Colonna and H.H. Wolter, *Phys. Rev. C*, 72 064620, (2005).

- [67] T.X. Liu et al., *Phys. Rev. C*, 76 034603, (2007).
- [68] M.B. Tsang et al., *Phys. Rev. Lett.*, 102 122701, (2009).
- [69] A. Klimkiewicz et al., *Phys. Rev. C*, 76 051603, (2007).
- [70] P. Danielewicz et al., *Nucl. Phys. A*, 818 36, (2009).
- [71] L. Trippa et al., *Phys. Rev. C*, 77 061304(R), (2008).
- [72] P. Bonche, La matière nucléaire dans tous ses états, *École Joliot-Curie*, (1985).
- [73] E. Galichet et al., *Phys. Rev. C*, 79 064614, (2009).
- [74] D. V. Shetty et al., *Phys. Rev. C*, 76 024606, (2007).
- [75] L.-W. Chen B.-A. Li and C.M. Ko, *Phys. Rep.*, 464 113, (2008).
- [76] M. Di Toro et al., *J. Phys. G*, 37 083101, (2010).
- [77] I. Lombardo et al., *Phys Rev C*, 82 014608, (2010).
- [78] E. Geraci et al., *Nucl. Phys. A*, 732 171, (2004).
- [79] G.A. Souliotis et al., *Phys. Lett. B*, 588 35, (2004).
- [80] Z.Y. Sun et al., *Phys. Rev. C*, 82 051603(R), (2010).
- [81] M. Veselsky et al., *Phys. Rev. C*, 62 041605(R), (2000).
- [82] E. De Filippo et al., *Phys. Rev. C*, 86 014610(R), (2012).
- [83] A.B. McIntosh et al., *Phys. Rev. C*, 81 034603, (2010).
- [84] I. Bombaci and U. Lombardo, *Phys. Rev. C*, 44 1892, (1991).
- [85] W.G. Lynch P. Danielewicz, R. Lacey, *Science*, 298 1592, (2002).
- [86] G.A. Souliotis et al., *Phys. Rev. C*, 68 024605, (2003).
- [87] V. Greco V. Baran, M. Colonna and M. Di Toro, *Phys. Rep.*, 410 335, (2005).
- [88] D. V. Shetty et al., *Phys. Rev. C*, 75 034602, (2007).
- [89] J.M. Lattimer and M.Prakash, *Ap. J.*, 550 426, (2001).
- [90] W. Weisskopf, *Phys. Rev.*, 52 295, (1937).
- [91] N. Bohr and J.A. Wheeler, *Phys. Rev.*, 56 426, (1939).
- [92] R.J. Charity et al., *Nucl. Phys. A*, 483 371, (1988).
- [93] W. Hauser and H. Feshbach, *Phys. Rev.*, 87 366, (1952).
- [94] L.G. Moretto, *Nucl. Phys. A*, 247 211, (1975).
- [95] A. Ono et al., *Prog. Theor. Phys.*, 87 1185, (1992).
- [96] A. Ono et al., *Phys. Rev. Lett.*, 68 2898, (1992).
- [97] A. Ono and H.Horiuchi, *Phys. Rev. C*, 53 2958, (1996).
- [98] A. Ono, *Phys. Rev. C*, 59 853, (1999).
- [99] A.Chbihi J.D.Frankland A.Ono, S.Hudan, *Phys. Rev. C*, 66 014603, (2002).
- [100] J. Aichelin, *Phys. Rep.*, 202 233, (1991).
- [101] J.Dechargé and D.Gogny, *Phys. Rev. C*, 21 1568, (1980).
- [102] J.Brzychczyk et al., *Phys. Rev. C*, 47 1553, (1993).
- [103] V.V.Volkov et al., *Phys. Rep*, 44 93, (1978).
- [104] P. Marini et al., *Phys. Rev. C*, 85 034617, (2012).

- [105] Marie-France Rivet, Constraining the density dependence of the symmetry energy with experimental results from heavy-ion collisions, *École Joliot-Curie*, (2009).
- [106] M.B. Tsang et al., *Phys. Rev. C*, 64 054615, (2001).
- [107] O.V. Lozhkin A.S. Botvina and W.Trautmann, *Phys. Rev. C*, 65 044610, (2002).
- [108] W.D. Myers and W. Swiatecki, *Nucl. Phys. A*, 81 1, (1996).
- [109] P.Danielewicz, *Nucl. Phys. A*, 727 233, (2003).
- [110] T.W. O'Donnell J. Janecke and V.I. Goldanski, *Nucl. Phys. A*, 728 23, (2003).
- [111] F. Gulminelli G. Lehaut and O. Lopez, *Phys. Rev. Lett.*, 102 142503, (2009).
- [112] R.H. Burch R.E Tribble and C.A. Gagliardi, *NIM A*, 285 441, (1989).
- [113] G.A. Souliotis et al., *Phys. Lett. B*, 543 163, (2002).
- [114] S. Wuenschel et al., *Phys. Rev. C*, 79 061602(R), (2009).
- [115] J. Pouthas et al., *NIM A*, 357 418, (1995).
- [116] J. Pouthas et al., *NIM A*, 369 222, (1996).
- [117] H.Savajols, *Nuclear Physics A*, 654 1027c, (1999).
- [118] H.Savajols et al., *NIM B*, 204 146, (2003).
- [119] H.Savajols et al., *Nuclear Physics A*, 746 260c, (2004).
- [120] S. Pullanhiotan et al., *NIM B*, 266 4148, (2008).
- [121] S. Pullanhiotan et al., *NIM A*, 593 343, (2008).
- [122] M.Rejmund et al., *NIM A*, 646 184, (2011).
- [123] K.Lau and J.Pyrlik, *NIM A*, 366 298, (1995).
- [124] P. Marini. Thèse de doctorat, Università de Bologna, (2009).
- [125] O.B. Tarasov and D.Bazin, *NIM B*, 266 4657, (2008).
- [126] F. Gagnon-Moisan et al., *Phys. Rev. C*, 86 044617, (2012).
- [127] G. Ademard et al., *Eur. Phys. J A*, 50 33, (2014).
- [128] S. Barlini et al., *Phys. Rev. C*, 87 054607, (2013).
- [129] M. Huang et al., *Phys. Rev. C*, 81 044620, (2010).
- [130] M.A. Famiano et al., *Phys. Rev. Lett.*, 97 052701, (2006).
- [131] G.C. Yong B.-A. Li, L.W. Chen and W. Zuo, *Phys. Lett. B*, 634 378, (2006).
- [132] M.V. Ricciardi et al., *Nucl. Phys. A*, 733 299, (2004).
- [133] P. Napolitani et al., *Phys. Rev. C*, 76 064609, (2007).
- [134] M. D'Agostino et al., *Nucl. Phys. A*, 861 47, (2011).
- [135] G. Casini et al., *Phys. Rev. C*, 86 011602(R), (2012).
- [136] D.H. Ewing and W. Weisskopf, *Phys. Rev.*, 57 472, (1940).
- [137] A.J. Cole. *Statistical Models for Nuclear Decay*. IOP Publishing Ltd, (2000).
- [138] T. Ericson, *Adv. Phys.*, 9 425, (1960).
- [139] A.S. Goldhaber, *Phys. Rev. C*, 17 2243, (1978).
- [140] R. Wada et al., *Phys. Rev. C*, 39 497, (1989).
- [141] G. Lanzano et al., *Nucl. Phys. A*, 683 566, (2001).
- [142] S.Galanopoulos et al., *Nucl. Phys. A*, 837 145, (2010).
- [143] M. Colonna and M.B. Tsang, *Eur. Phys. J. A*, 30 165, (2006).

Table des figures

1	Représentation des contraintes des paramètres S_0 et L . Figure tirée de [68].	4
1.1	Dépendance en densité de l'énergie de symétrie de la matière nucléaire pour la force de Gogny et Gogny-AS	9
1.2	Schéma du principe des simulations	9
1.3	Émission des neutrons donnée par GEMINI en coïncidence avec une charge $Z_{PLF}=18$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	10
1.4	Rapports R_{21} pour les systèmes $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ et $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ à 50 MeV/A, en fonction de N et de Z	11
1.5	Le facteur d'isoscailing $S(Z) = R_{21}(-\beta Z)$ dessiné en fonction de N pour divers types de collisions	12
1.6	Valeurs de $\alpha/4\Delta$ pour l'isoscailing des systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca} / ^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour les fragments chauds et les fragments froids	14
1.7	Valeurs de $K(N,Z)$ pour $3 \leq Z \leq 18$ [57] montrées en fonction de A. Les valeurs sont obtenues en combinant les résultats des simulations AMD de $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$, $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$, $^{60}\text{Ca}+^{60}\text{Ca}$ et $^{46}\text{Fe}+^{46}\text{Fe}$	15
1.8	Valeurs de $\zeta(Z)$, $\Delta(Z/A)^2$ et de α pour les fragments primaires et les fragments désexcités avec des forces de Gogny et de Gogny-AS [63].	16
1.9	Valeurs de ζ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour les fragments chauds et les fragments froids.	17
1.10	Distribution isotopique obtenue pour une charge $Z=32$ pour la réaction $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ à 25 MeV/A. Figure tirée de [113].	18
1.11	Facteur α pour les combinaisons de deux systèmes pour les réactions $^{86}\text{Kr} + ^{124,112}\text{Sn}$ et $^{86}\text{Kr} + ^{64,58}\text{Ni}$ à 25 MeV/A. Figure tirée de [86].	19
1.12	Valeurs expérimentales de C_{sym}/T en fonction de la charge Z. Figure tirée de [64].	19
1.13	Valeurs expérimentales de C_{sym}/T en fonction de la charge A. Différentes coupures en énergie d'excitation ainsi que diverses valeurs de Δ sont utilisées. Figure tirée de [104].	20
1.14	Valeurs expérimentales de α pour les systèmes $^{86,78}\text{Kr}+^{64,58}\text{Ni}$. Figure tirée de [114].	20
1.15	Valeurs de α/Δ en fonction de l'énergie d'excitation pour les systèmes $^{86,78}\text{Kr}+^{64,58}\text{Ni}$. Figure tirée de [114].	21
2.1	Vue en coupe du multidétecteur INDRA	25
2.2	Vue du montage mécanique d'INDRA	26
2.3	Vue en coupe des chambres d'ionisation pour les couronnes 8-9 et 10-11-12.	28

2.4	Vue générale d'un télescope d'une couronne avant d'INDRA : une chambre d'ionisation suivie par quatre détecteurs Si ($300 \mu m$) et de quatre détecteurs à iodure de césium.	29
2.5	Carte ChIo-Si pour le module 3 de la couronne 5. Les deux flèches rouges indiquent les fragments pour $Z=4$ et $Z=14$	31
2.6	Spectre de l'identification en Z fait en ChIo-Si pour tous les modules des couronnes 4 et 5 du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	31
2.7	Exemple d'une carte Si-CsI(Tl). L'histogramme a été construit selon les données provenant du module 3 de la couronne 5.	32
2.8	Exemple d'une carte Si-CsI(Tl). L'histogramme a été construit selon les données provenant du module 3 de la couronne 5.	32
2.9	Exemple d'une carte CsI(Tl) rapide-lente. L'histogramme a été construit selon les données provenant du module 1 de la couronne 5 du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	33
2.10	Exemple de spectre ChIo-Si pour les différents réglages en rigidité magnétique.	34
2.11	Disposition des secteurs de la chambre à ionisation et des détecteurs Si à l'intérieur du spectromètre VAMOS. Les chiffres indiquent les numéros des détecteurs.	38
2.12	Photo des détecteurs siliciums. 18 Si sont réparties sur 2 rangées.	39
2.13	Épaisseurs en μm des Si de VAMOS de la campagne INDRA-VAMOS	39
2.14	Photo des détecteurs CsI. 80 CsI sont réparties sur 6 rangées couvrant une majorité du plan focal.	40
2.15	Schéma de la disposition des détecteurs Si et CsI à l'intérieur du spectromètre VAMOS	41
2.16	Perte d'énergie dans le Si18 en fonction du temps de vol pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Les événements avec $A/Q=2$ se trouvent à l'intérieur de la région aux contours noirs.	42
2.17	Signal du Si en fonction du signal du CsI pour le télescope 18-42 pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour les fragments $A/Q=2$	42
2.18	Valeurs de A en fonction de la première approximation de A , pour les fragments complètement épluchés du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. La ligne rouge correspond à $A_{PLF} = A_{bisection}$	43
2.19	Montage expérimental INDRA-VAMOS	44
3.1	Calcul de la distance à partir des angles au plan focal	46
3.2	Positions au plan focal des fragments de la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{129}\text{Au}$ à une énergie de $35 \text{ MeV}/A$	47
3.3	Distribution ΔE - E pour le télescope 18-41 du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour une identification Si-CsI	48
3.4	Spectre en Si-CsI pour les simulations LISE++ pour des collisions de $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ à $35 \text{ MeV}/A$ et pour une valeur de $B\rho=1.7501 \text{ Tm}$	49
3.5	Distribution ΔE - E pour le télescope 03-15 du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour une identification ChIo-Si	49
3.6	Comparaison de l'identification Si-CsI avec le spectre Si-Tof pour les fragments identifiés $Z=10$ en Si-CsI.	50
3.7	Spectre en Si-Tof pour les simulations LISE++ pour des collisions de $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ à $35 \text{ MeV}/A$ et pour une valeur de $B\rho=1.7526 \text{ Tm}$	50
3.8	Comparaisons de l'identification des fragments $Z=10$ quand une identification Si-Tof est demandée.	51
3.9	Distribution en Z pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	51

3.10	Distribution du signal du temps des siliciums pour les signaux envoyés par le time calibrator dans un des TAC avec un période de 10 ns.	52
3.11	Schéma des temps de vol pour l'expérience.	53
3.12	Spectre Si-Tof pour une valeur de $B\rho=1.401$ Tm pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	54
3.13	Q en fonction de $B\rho$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	55
3.14	Z en fonction du rapport A/Q pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	55
3.15	Etat de charge Q en fonction du rapport A/Q pour le CsI 50 pour une valeur $B\rho_0=1.656$ Tm pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	56
3.16	Q en fonction de $B\rho$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ après correction	57
3.17	Distribution isotopique pour Z=16 du système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	57
3.18	Distribution en masse du système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	58
3.19	Distribution en $B\rho / B\rho_0$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. Les lignes rouges présentent les coupures faites en $B\rho / B\rho_0$	59
3.20	Angle ϕ en fonction de l'angle θ pour les fragments détectés par VAMOS pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	59
3.21	Temps mort en fonction du run pour les quatre systèmes à l'étude.	61
3.22	Angle ϕ en fonction de l'angle θ pour les fragments détectés par INDRA et VAMOS pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	63
3.23	Visualisation de l'acceptance en ϕ de VAMOS pour $\delta = 1$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$. La flèche noire permet de visualiser grossièrement l'ouverture en ϕ_{lab} pour $\theta_{lab} = 5.7^\circ$	64
3.24	Distributions en Brho pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	64
3.25	Efficacité de reconstruction pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	65
3.26	Comparaison des distributions en charges PLF pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	66
3.27	Comparaison des distributions normalisées avec l'aire sous la courbe en masses des PLF pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	67
3.28	Comparaison des distributions isotopiques des PLF pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	67
4.1	Somme des fragments chargés en fonction de la charge du PLF pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	70
4.2	Multiplicité totale des particules chargées, émises à l'avant du centre de masse, en fonction de la charge du PLF pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	71
4.3	Énergie transverse construite à partir des particules légères Z=1,2 à l'avant du centre de masse pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	72
4.4	Énergie transverse construite à partir des particules légères Z=1,2 émises à l'avant du centre de masse pour tous les systèmes à l'étude.	73
4.5	Paramètre d'impact expérimental pour les différents systèmes.	73
4.6	Rapport du paramètre d'impact expérimental sur la valeur b_{max} pour les différents systèmes.	74
4.7	Charge du PLF en fonction de l'énergie transverse pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	74
4.8	Charge du PLF en fonction du paramètre d'impact expérimental pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	75
4.9	Charge détectée par INDRA pour les différents systèmes.	76
4.10	Charge détectée par INDRA en fonction de la charge détectée dans VAMOS pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	76
4.11	Vitesse parallèle dans le référentiel du laboratoire pour différentes charges du PLF pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	77

4.12	Vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle dans le référentiel du laboratoire pour les PLF et les protons émis en coïncidence pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	78
4.13	Taux de production entre $Z=5$ et $Z20$ pour les quatre systèmes étudiés.	79
4.14	Valeurs moyennes et écarts-types des distributions isotopiques en fonction de la charge du PLF pour les différents systèmes à l'étude.	80
4.15	Rapport $\langle N \rangle / Z$ pour les différents systèmes	81
4.16	Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge.	82
4.17	Paramètre $\zeta(Z)$ en fonction de la valeur de Z pour les différents systèmes	83
4.18	Valeurs de χ^2 réduits extraites de l'ajustement fait sur chaque charge pour les différents systèmes.	83
4.19	Isoscaling pour les systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	84
4.20	Les paramètres d'isoscaling $-\beta$ en fonction de α pour toutes les combinaisons de deux systèmes.	85
4.21	Scaling $S(N)$ pour les systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	86
4.22	Rapports C_{sym}/T pour la méthode de l'isoscaling pour les différentes combinaisons de deux systèmes	87
4.23	Comparaison des rapports $\langle N \rangle / Z$ pour les différents systèmes	88
4.24	Comparaison des valeurs C_{sym}/T pour la méthode de l'isoscaling.	89
4.25	Comparaison des valeurs C_{sym}/T pour la méthode des formes des distributions isotopiques.	90
4.26	Valeurs de $\alpha/4\Delta$ et de ζ pour l'ensemble des systèmes pour l'étude des PLF.	91
5.1	Spectres de la vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle dans le référentiel du centre de masse du PLF pour des protons et alphas émis en coïncidence avec une charge du PLF égale à 10 et 18 pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	95
5.2	Distributions angulaires dans le référentiel du centre de masse du PLF pour des protons et alphas émis en coïncidence pour une charge du PLF égale à 10 et 18 pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	95
5.3	Simulations AMD+GEMINI filtrées pour les distributions angulaires dans le référentiel du centre de masse du PLF pour des protons et les charges $Z \leq 2$ émis en coïncidence pour une charge du PLF égale à 10 et 14 pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	96
5.4	Simulations GEMINI filtrées pour les distributions angulaires dans le référentiel du centre de masse du PLF pour des alphas pour la désexcitation d'un noyau de ^{48}Ca à une énergie d'excitation de 144 MeV avec deux valeurs de moment angulaire.	96
5.5	Multiplicités des particules légères chargées ($Z=1,2$) en fonction de la charge du PLF pour les différents systèmes.	98
5.6	Multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges paires du système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	99
5.7	Multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges impaires du système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	99
5.8	Multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges paires du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	100
5.9	Multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges impaires du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	100

5.10	Multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges paires du système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	101
5.11	Multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges impaires du système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	101
5.12	Multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges paires du système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	102
5.13	Multiplicités des particules légères chargées en fonction de la différence $N_{PLF} - Z_{PLF}$ pour les charges impaires du système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	102
5.14	Rapport des multiplcitiés de ^3H et de ^3He pour les différents systèmes.	103
5.15	Distributions des charges primaires reconstruites pour les différents systèmes.	104
5.16	Distributions en charge des fragments primaires pour les différents systèmes : Comparaison entre les données expérimentales et les calculs AMD.	104
5.17	Distributions des charges primaires pour une charge PLF=10 et 18 pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$; valeurs moyennes et écart-type des distributions en charges des primaires en fonction des charges PLF pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	105
5.18	Distributions des charges PLF pour une charge primaire=10 et 18 pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$; valeurs moyennes et écarts types des distributions en charges des PLF en fonction des charges primaires pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	106
5.19	Distributions des masses primaires sans la contribution des neutrons reconstruites pour les différents systèmes.	107
5.20	Taux de production pour les valeurs de $Z_{\text{Primaire}}=9$ à 20.	107
5.21	Valeurs moyennes et écart-type des distributions isotopiques des fragments primaires sans les neutrons en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes à l'étude.	108
5.22	Comparaison des distributions isotopiques primaires sans la contribution des neutrons pour différentes charges du système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	109
5.23	Différences des valeurs moyennes et des largeurs des distributions isotopiques sans la contribution des neutrons entre les simulations et les données expérimentales pour les système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	110
5.24	Comparaison des rapports $\langle N/Z \rangle$ pour les différents systèmes.	111
5.25	Multiplicités des particules légères chargées ($Z=1,2$) en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes.	112
5.26	Rapport des taux de production par rapport aux valeurs ajustées en fonction de la charge PLF pour les différents systèmes.	113
5.27	Rapport des taux de production par rapport aux valeurs ajustées en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes.	114
5.28	Énergie d'excitation par nucléon moyenne $\langle E^*/A \rangle$ pour les différents systèmes. Ces valeurs sont construites à partir des fragments primaires sans la contribution des neutrons.	115
5.29	Énergie d'excitation par nucléon moyenne $\langle E^*/A \rangle$ pour les différents systèmes. Ces valeurs sont construites à partir des fragments primaires avec une estimation du nombre de neutrons libres.	116
5.30	Ajustement des fonctions maxwelliennes sur les spectres en énergies des protons associées à différentes charges primaires, pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et pour une fenêtre en énergie d'excitation 4.50 et 5.00 MeV/A.	117
5.31	Températures en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes.	117
5.32	Schéma des quantités des fragments primaires et des fragments primaires sans la contribution des neutrons.	118

5.33	Largeurs des distributions isotopiques pour les différents systèmes, pour les simulations filtrées sans coupure dans le paramètre d'impact.	118
5.34	Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes, pour les simulations filtrées sans coupure dans le paramètre d'impact.	119
5.35	Largeurs des distributions isotopiques pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.	119
5.36	Largeurs des distributions isotopiques pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.	120
5.37	Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.	120
5.38	Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.	121
5.39	Les paramètres d'isoscaling $-\beta$ en fonction α pour toutes les combinaisons de deux systèmes.	123
5.40	Isoscaling pour les systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	124
5.41	Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge.	125
5.42	Valeurs de χ^2 extraites de l'ajustement fait sur chaque charge pour les différents systèmes.	126
5.43	Valeurs de $\alpha/4\Delta$ et de ζ pour l'ensemble des systèmes pour l'étude des fragments primaires.	127
5.44	Rapport C_{sym}/T pour la méthode de la forme des distributions isotopiques en fonction de la charge PLF ou de la charge primaire pour les différents systèmes.	131
5.45	Comparaison des valeurs de C_{sym}/T pour la méthode de l'isoscaling.	132
5.46	Comparaison des valeurs de C_{sym}/T pour la méthode des formes des distributions isotopiques.	133
5.47	Valeurs C_{sym} pour les différents systèmes en fonction de la charge primaire pour la méthode des formes des distributions isotopiques.	134
5.48	Valeurs de C_{sym}/T pour la méthode des distributions isotopiques pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ en fonction des fenêtres en énergie d'excitation.	135
5.49	Valeurs de C_{sym}/T pour la méthode des distributions isotopiques pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour différentes fenêtres en énergie d'excitation.	136
5.50	Valeurs de C_{sym}/T pour la méthode des distributions isotopiques pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour différentes fenêtres en énergie d'excitation.	137
5.51	Valeurs de C_{sym}/T pour la méthode de l'isoscaling pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ en fonction du système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour différentes fenêtres en énergie d'excitation.	138
5.52	Exemple d'ajustement de la fonction $\frac{C_{sym}}{T} \propto 1 - \frac{c_S}{c_V} (2Z)^{-1/3}$ pour les données provenant de la méthode des formes des distributions isotopiques pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et pour différentes fenêtres en énergie d'excitation.	139
5.53	Rapport c_S/c_V pour la méthode des formes des distributions isotopiques pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ en fonction des fenêtres en énergie d'excitation.	140
5.54	Valeurs de l'énergie de symétrie C_{sym} en fonction de la charge primaire pour différentes fenêtres en énergie d'excitation.	141
5.55	Schémas du principe de backtracing pour les fragments des PLF (haut) et les fragments primaires sans la contribution des neutrons (bas).	144

A.1	Distribution en Z pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.	147
A.2	Distribution en masse du système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.	148
A.3	Composition isotopique des fragments pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.	148
A.4	Distribution en Z pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.	149
A.5	Distribution en masse du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.	149
A.6	Composition isotopique des fragments pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.	150
A.7	Distribution en Z pour le système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.	150
A.8	Distribution en masse du système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.	151
A.9	Composition isotopique des fragments pour le système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.	151
A.10	Distribution en Z pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.	152
A.11	Distribution en masse du système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.	152
A.12	Composition isotopique des fragments pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.	153
B.1	Multiplicité totale des fragments en fonction de la charge PLF pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.	155
B.2	Multiplicité totale des fragments en fonction de la charge PLF pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.	156
B.3	Multiplicité totale des particules chargées en fonction de la charge PLF pour le système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.	156
B.4	Multiplicité totale des fragments en fonction de la charge PLF pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.	157
B.5	Charge PLF en fonction du paramètre d'impact expérimental pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.	157
B.6	Charge PLF en fonction du paramètre d'impact expérimental pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.	158
B.7	Charge PLF en fonction du paramètre d'impact expérimental pour le système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.	158
B.8	Charge PLF en fonction du paramètre d'impact expérimental pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.	159
B.9	Valeurs du paramètre Δ et du paramètre α pour le couple de systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.	160
B.10	Valeurs du paramètre Δ et du paramètre α pour le couple de systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.	160
B.11	Valeurs du paramètre Δ et du paramètre α pour le couple de systèmes $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.	161
B.12	Valeurs du paramètre Δ et du paramètre α pour le couple de systèmes $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.	161
B.13	Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge.	162
B.14	Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge.	162
B.15	Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge.	163
B.16	Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge.	163
B.17	Valeurs du paramètre Δ et du paramètre α pour le couple de systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$.	164
B.18	Valeurs du paramètre Δ et du paramètre α pour le couple de systèmes $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$.	165

B.19	Valeurs du paramètre Δ et du paramètre α pour le couple de systèmes $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	165
B.20	Valeurs du paramètre Δ et du paramètre α pour le couple de systèmes $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	166
B.21	Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge primaire.	166
B.22	Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge primaire.	167
B.23	Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge primaire.	167
B.24	Distribution $-\ln(Y(Z,A))$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et avec l'ajustement fait sur chaque charge primaire.	168
C.1	Largeurs des distributions isotopiques pour les différents systèmes, pour les simulations non-filtrées.	169
C.2	Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes, pour les simulations non-filtrées.	170
C.3	Largeurs des distributions isotopiques pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.	171
C.4	Largeurs des distributions isotopiques pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.	171
C.5	Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.	172
C.6	Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.	172
C.7	Largeurs des distributions isotopiques pour les différents systèmes, pour les événements dont le PLF est dans la région angulaire en θ de VAMOS.	173
C.8	Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les différents systèmes, pour les événements dont le PLF est dans la région angulaire en θ de VAMOS.	173
C.9	Largeurs des distributions isotopiques pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.	174
C.10	Largeurs des distributions isotopiques pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.	174
C.11	Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.	175
C.12	Rapports C_{sym}/T en fonction de la charge primaire pour les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour différentes coupures en paramètres d'impact.	175

Liste des tableaux

1	Longueurs d'onde réduites $\lambda/2\pi$ en fonction de l'énergie incidente par nucléon pour des systèmes symétriques.	1
1.1	Caractéristiques des différents systèmes à l'étude. La variable <i>ECM</i> indique l'énergie totale disponible dans le référentiel du centre de masse, alors que la variable θ_{gr} indique l'angle d'effleurement.	22
2.1	Arrangement géométrique d'INDRA	27
2.2	Evolution de la pression de gaz (mb) dans les chambres d'ionisation. Les runs utilisés pour produire les événements physiques de l'analyse correspondent aux runs 322-606.	28
2.3	Positions en mm par rapport à la cible des différents éléments de détection de VAMOS. La position du plan focal est également indiquée.	37
3.1	Résolutions (FWHM) des différentes observables pour un fragment $Z=18$ et $A=36$ du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ pour une identification Si-CsI.	57
3.2	Lecture des échelles issues de INDRA pour chaque configuration en $B\rho$ pour le système $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	62