



HAL
open science

**Étude systématique de la dynamique et de la
thermodynamique des systèmes nucléaires symétriques
ou quasi-symétriques étudiés avec le multidétecteur
INDRA par des méthodes probabilistes nouvelles**

E. Legouée

► **To cite this version:**

E. Legouée. Étude systématique de la dynamique et de la thermodynamique des systèmes nucléaires symétriques ou quasi-symétriques étudiés avec le multidétecteur INDRA par des méthodes probabilistes nouvelles. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2013. Français. NNT: . tel-00881082

HAL Id: tel-00881082

<https://theses.hal.science/tel-00881082>

Submitted on 8 Nov 2013

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.

Université de Caen Basse-Normandie

U.F.R : Sciences

École doctorale : SIMEM

Thèse de doctorat

Présentée et soutenue le 17 Octobre 2013

par

Mademoiselle Elodie LEGOUÉE

pour obtenir le

Doctorat de l'Université de Caen Basse-Normandie

Spécialité : Constituants Élémentaires et Physique Théorique

*Etude systématique de la dynamique et de la thermodynamique
des systèmes nucléaires symétriques ou quasi-symétriques
étudiés avec le multidétecteur INDRA
par des méthodes probabilistes nouvelles.*

Directeur de thèse : Monsieur Emmanuel Vient

Jury :

Monsieur Philippe Eudes, Professeur, Université de Nantes (Rapporteur).

Monsieur Daniel Guinet, Professeur, Université Claude Bernard Lyon 1 (Rapporteur).

Monsieur Elio Rosato, Professeur, Université de Naples Frédéric II.

Monsieur Dominique Durand, Directeur de Recherche, CNRS, Université de Caen Basse-Normandie.

Monsieur Emmanuel Vient, Maître de conférences, Université de Caen Basse-Normandie (Directeur de thèse).

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier l'ensemble des membres du jury de ma thèse pour avoir accepté d'examiner le travail de recherche que j'ai effectué. Je remercie Daniel Guinet et Philippe Eudes pour avoir rapporté ce manuscrit, ainsi que Elio Rosato pour l'avoir examiné.

Je remercie également les directeurs successifs du laboratoire, Jean-Claude Steckmeyer et Dominique Durand, pour m'avoir accueillie au sein du LPC et m'avoir permise de mener à bien ma thèse dans d'excellentes conditions. Je tiens à te remercier, Dominique, pour avoir présidé ma thèse, ainsi que pour ton soutien. Je tiens également à saluer l'aide que tu m'as apportée pour la partie théorique de cette thèse.

Je tiens tout particulièrement à remercier mon directeur de thèse, Emmanuel Vient. Merci pour ton accueil et ton soutien au long de ces trois années de thèse. L'enseignement de tes connaissances, ton aide rédactionnelle, ainsi que les nombreuses discussions que nous avons pu avoir, ont permis d'aboutir à ce travail.

J'en profite pour remercier l'ensemble des membres du groupe "Dynamique et Thermodynamique nucléaire" du laboratoire : Olivier Lopez, Rémi Bougault, Nicolas Le Neindre pour m'avoir accueillie et fait partager un savoir. Merci aussi à l'ensemble des membres de la collaboration INDRA, que j'ai pu côtoyer lors des journées d'analyses d'INDRA-FAZIA et INDRA-VAMOS (Bernard, Marie-France, Elio, Eric, John, Abdou, Paolo, Paola, Loredana, Marian, Guilain, Diego, Mark, ...).

J'adresse également mes remerciements à mes deux formateurs "ROOT", Daniel Cussol et John Frankland, sans qui les figures de cette thèse ne seraient pas ce quelles sont. Merci Daniel pour avoir été toujours présent lors de mes interrogations et pour avoir toujours répondu positivement à mes attentes.

Merci aussi à Grégory Lehaut, pour ton aide précieuse.

Durant ma thèse, j'ai également pu participer à différentes activités de diffusion de la culture scientifique. Pour cela, je tiens tout particulièrement à remercier Olivier Lopez, avec qui j'ai pu partager de bons moments. Merci pour ta bonne humeur et ta passion de la communication (conférences, fêtes de la science...) que tu as pu me transmettre, ce qui m'a permis de découvrir et d'apprécier l'enseignement.

Merci aussi à Jérôme Perronnel, grâce à qui j'ai pu intervenir auprès des élèves de troisième venant faire leur stage découverte au laboratoire, et à qui j'ai pu présenter le "Parcours universitaire".

Je remercie également les membres de Relais d'sciences (Virginie, François, Guillaume, Christine, Bruno, Matthieu, Stéphane et Arnaud) pour l'apprentissage de la vulgarisation scientifique. Les moments passés ensemble, dans une ambiance très conviviale, resteront pour moi d'excellents souvenirs.

Les remerciements qui suivent s'adressent à l'ensemble des personnes que j'ai pu côtoyer tous les jours, ces dernières années, et qui ont créé une ambiance chaleureuse permettant de travailler dans de bonnes conditions. Je pense, entre autres, aux pauses de 10H et 16H (annoncées principalement par Jean-Luc), à la "Dream Team" du laboratoire, pour les repas de Noël toujours réussis avec succès, et à tous les chercheurs, informaticiens, techniciens et services administratifs du LPC Caen.... Ce sont pour moi des moments inoubliables.

Je tiens également à remercier l'ensemble des thésards du laboratoire (Claire, Sylvain, Guillaume, François, Xavier, Alexandre, Lou, Thibault, Victor, Jesus) pour la bonne ambiance qu'ils apportent tous les jours, et en particulier ceux de mon bureau : Jérémie et Matthieu, avec qui j'ai toujours entretenu d'excellents rapports. Je vous souhaite à tous, beaucoup de succès pour la suite de vos travaux de recherche.

Merci à vous tous pour les bons moments passés ensemble, que cela soit lors des nombreuses sorties que nous avons pu faire, ou bien encore lors des soirées jeux (avec Lynda, Franck, Aurélie, Yves, Miguel).

Enfin, je remercie tout spécialement mes parents et ma tante pour m'avoir toujours soutenue et encouragée dans mes projets. Un grand merci à vous !

Amis lecteurs, je vous souhaite une bonne lecture !

Table des matières

Introduction	1
1 Descriptions du multidétecteur INDRA et des différentes campagnes étudiées	5
1.1 Caractéristiques du multidétecteur INDRA	7
1.1.1 Géométrie d'INDRA	7
1.1.2 Les différents détecteurs d'INDRA	8
1.2 Principe du dépouillement des données effectué	12
1.2.1 La méthode $\Delta E - E$	13
1.2.2 Application effective de la Méthode d'identification à partir des cartes $\Delta E - E$	15
1.3 Les systèmes étudiés	18
2 Les générateurs d'événements HIPSE et ELIE	21
2.1 Les modèles microscopiques "classiques" de collisions d'ions lourds	21
2.2 Le modèle HIPSE	23
2.2.1 Phase d'approche	25
2.2.2 Phase de formation des fragments	25
2.2.3 "freeze-out" chimique	28
2.2.4 Etat final et désexcitation en vol	28
2.3 Le modèle ELIE	29
2.3.1 Phase de formation des fragments	30
2.3.2 Phase de décroissance	33
2.3.3 Ajustement de certains paramètres du modèle	34
3 Validation des modèles et comparaisons avec les données expérimentales	39
3.1 Critères et variables utilisés pour faire les comparaisons quantitatives	39
3.2 Sections efficaces	44
3.2.1 Sections efficaces théoriques	44
3.2.2 Sections efficaces expérimentales	47
3.3 Comparaisons de base avec l'ensemble des événements détectés	49
3.3.1 Cas du système le plus important en taille : $Xe + Sn$	49
3.3.2 Cas d'un système de petite taille : $Ar + KCl$	52

3.4	Effets des sélections d'événements et corrélations intra-événements	54
3.4.1	Multiplicité moyenne en fonction de la charge	55
3.4.2	Multiplicité en fonction de la vitesse parallèle	57
3.4.3	Corrélations entre charge et vitesse parallèle	57
3.4.4	Energie cinétique moyenne des particules et ses fluctuations	59
3.4.5	Corrélations entre angle polaire et énergie cinétique dans le repère du centre de masse pour différentes particules.	62
3.4.6	Corrélations entre les trois plus gros fragments d'un événement . . .	63
3.5	Influence du filtre	65
3.5.1	Filtre classique	66
3.5.2	Filtre Panforte	66
3.5.3	Comparaison de deux filtrages d'événements	67
3.6	Conclusions	69
4	Deux méthodes de sélection de la composante évaporative	73
4.1	Principes généraux communs aux deux calorimétries	74
4.1.1	Bilan énergétique	74
4.1.2	Reconstruction de la vitesse de la source en utilisant deux repères distincts	75
4.2	La calorimétrie standard	81
4.2.1	Description de la calorimétrie standard	81
4.3	Nouvelle "Calorimétrie 3D"	85
4.3.1	Détermination du domaine spatial d'émission par le QP	85
4.3.2	Calcul des probabilités d'émission par le QP	87
5	Résultats expérimentaux des mesures calorimétriques	91
5.1	La calorimétrie du QP dans le cadre de la systématique	92
5.1.1	Mesure de la charge du Quasi-Projectile	92
5.1.2	Mesure de l'énergie d'excitation par nucléon	95
5.1.3	Discussion autour de la méthode 3D	97
5.2	Etude sur l'importance respective des fragments, des PLC et des neutrons dans la reconstruction du QP	98
5.2.1	Dans la reconstruction de la charge	98
5.2.2	Dans la reconstruction de la masse	100
5.2.3	Dans la reconstruction de l'énergie d'excitation	101
5.3	Rappels et indications sur la thermométrie utilisée	103
5.3.1	Détermination de la température apparente par ajustement d'une maxwellienne	104
5.4	Courbes caloriques	106
5.4.1	Courbes caloriques obtenues à partir des spectres de référence de l'évaporation du QP	106
5.4.2	Courbes caloriques obtenues à partir des spectres pondérés	110
5.4.3	Sélection de Quasi-Projectiles "optimaux"	110

5.4.4	Courbe calorique de QP "optimaux" obtenue à partir des spectres pondérés	113
5.5	Limite d'existence des noyaux chauds et instabilité de Coulomb	114
5.6	Conclusion sur les mesures calorimétriques	117
6	Détermination de la composante hors équilibre et validation alternative de la calorimétrie 3D	119
6.1	Étude de l'isolement de la partie non équilibrée à partir des probabilités d'évaporation du QP et de la QC	119
6.1.1	Détermination de la probabilité d'émission par la QC	120
6.1.2	Probabilité de n'être émise ni par le QP ni par la QC	123
6.2	Validation expérimentale de la nouvelle calorimétrie à l'aide de l'isospin . .	125
6.2.1	Diffusion d'isospin observée lors de la désexcitation de noyaux suivant différents mécanismes	126
6.3	Comparaison expérimentale de la nouvelle calorimétrie 3D avec les résultats du marquage radioactif	140
6.3.1	Construction de cartes bidimensionnelles de probabilité en fonction des vitesses parallèle et perpendiculaire	140
6.3.2	Comparaison avec les indications du marquage radioactif	140
6.4	Conclusions du chapitre	142
	Conclusions et Perspectives	144
A	Figures complémentaires sur l'étude de l'influence des sélections d'événements et des corrélations intra-événements appliquées aux données et aux modèles	151
B	Figures complémentaires sur les résultats expérimentaux des mesures calorimétriques	167
B.1	Mesure de la charge du Quasi-Projectile	168
B.2	Mesure de l'énergie d'excitation par nucléon	169
B.3	Etude sur l'importance des FMI, des PLC et des neutrons dans la reconstruction du QP	170
B.4	Courbes caloriques avec les incertitudes expérimentales obtenues à partir des spectres de référence de l'évaporation du QP	173
C	Figures sur l'étude de l'isolement de la partie non équilibrée à partir des probabilités d'évaporation du QP et de la QC	175
C.1	Pour différents types de particules	176
C.2	Pour différentes sélections en violence de la collision	178
D	Activités liées à la mission doctorale de diffusion de la culture scientifique	181
D.1	Fête de la science et autres communications scientifiques	182

D.2 Atelier du chercheur	182
D.3 Parcours culturels scientifiques	183
D.4 Exposition "ZOOM, balade entre les deux infinis"	184
Bibliographie	187
Table des figures	197

Introduction

La physique nucléaire consiste principalement à étudier les noyaux d'atomes mais pas seulement. L'analogie entre les potentiels nucléaires d'interaction et certains potentiels moléculaires ont suggéré un comportement thermodynamique de la matière nucléaire pouvant être similaire à celui observé pour un gaz de Van der Waals. La matière nucléaire pouvant se trouver dans l'univers sous forme d'étoiles à neutrons ou de supernovae, il apparaît important de connaître la thermodynamique de celle-ci pour la compréhension de leur physique. Les noyaux d'atomes constituent la seule matière nucléaire disponible sur terre. Donc en laboratoire, seule leur étude peut éventuellement permettre de comprendre les processus physiques, plus ou moins violents, se produisant dans les étoiles à neutrons ou bien encore dans les supernovæ, en se rapprochant de conditions physiques identiques à celles attendues pour de tels objets.

Pour atteindre ce but, il faut amener les noyaux dans des états extrêmes en terme de température (T), de pression (P), de densité (ρ), ou encore d'isospin (N/Z). Les expérimentateurs le font en faisant des collisions entre ions lourds, à des énergies proches de l'énergie de Fermi, de la matière nucléaire ($E_{Fermi} = 38 \text{ MeV}$). Ils peuvent ainsi chauffer ou comprimer la matière nucléaire. En effet, ces réactions nucléaires permettent un transfert important d'énergie entre le projectile et la cible. Lors de ce processus, une partie de l'énergie mécanique initiale est transformée en énergie thermique. On peut ainsi chauffer suffisamment la matière nucléaire pour étudier la transition de phase entre le liquide nucléaire et un gaz de nucléons et de fragments.

Pour réaliser de telles collisions, les physiciens nucléaires utilisent des accélérateurs d'ions lourds, fournissant une grande variété de faisceaux sur une large gamme en énergie de bombardement (de quelques MeV/u à quelques centaines de MeV/u). La compréhension des mécanismes de collisions et l'étude des noyaux chauds, produits dans les collisions entre noyaux ou entre particules élémentaires et noyaux, demande la construction d'un ensemble de détection le plus exhaustif possible. Cet ensemble idéal, qui détecterait tous les types de particules à toute énergie, n'existe pas. Les expérimentateurs essaient d'approcher cet idéal. Il a été ainsi construit au début des années 90, le multidétecteur INDRA (Identification de Noyaux et Détection avec Résolution Accrue), qui permet la détection de particules chargées, sur une large gamme en énergie et sur un angle solide représentant 90% de 4π [1] [2]. La mesure quasi-complète de l'ensemble des particules chargées produites lors de ces réactions, à l'exception des neutrons, a permis un progrès significatif dans le domaine.

Pour étudier thermodynamiquement des collisions nucléaires, il faut mesurer l'énergie interne des noyaux chauds ainsi formés et leur température. La complexité des mécanismes de réaction rend, toutefois, difficile cette tâche. Effectivement, le processus de refroidissement des noyaux chauds donne lieu à une émission importante de particules et fragments, mais celle-ci se mélange avec toute la production de particules et fragments légers intervenant dans les premiers instants de la collision lorsque l'équilibre thermique n'est pas encore atteint. Il faut ensuite reconstruire les noyaux chauds à partir des différents morceaux qu'ils ont émis. C'est dans ce contexte que se place notre travail. Notre principal challenge expérimental consiste donc à trouver un moyen de séparer ces différentes contributions.

Au sein du laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen, une nouvelle méthode expérimentale, appelée calorimétrie 3D (voir la référence [3]), a été proposée pour déterminer les caractéristiques de la composante évaporative d'un noyau chaud donné et ensuite le reconstruire. Elle est basée sur la détermination expérimentale de la probabilité pour une particule d'être évaporée par celui-ci. Une fois celles-ci connues, il est possible de manière complémentaire d'obtenir expérimentalement la probabilité pour une particule de ne pas être évaporée par un noyau chaud.

Ce mémoire est fondamentalement articulé autour de l'application systématique de cette nouvelle calorimétrie à un ensemble de collisions « symétriques » ou « quasi symétriques » telles que Ar+KCl, Ni+Ni, ou Xe+Sn, étudiées avec le multidétecteur INDRA, par la collaboration du même nom, durant ses différentes campagnes.

Nous espérons ainsi d'une part :

- Obtenir un ensemble de noyaux chauds, caractérisés par un multidétecteur unique et reconstruits par une calorimétrie unique.

Cela permet l'obtention d'un jeu de noyaux chauds de taille différente, d'énergie et de température différentes. Nous souhaitons valider cette nouvelle calorimétrie pour ces différents systèmes à l'aide de simulations informatiques modélisant les processus physiques intervenant lors de ces collisions en tenant compte du fonctionnement de l'ensemble de détection. Nous pourrions ensuite éventuellement définir expérimentalement les limites d'existence de ces noyaux chauds ainsi formés.

Et d'autre part :

- Mettre au point une méthode probabiliste permettant de caractériser la contribution non évaporative dite de « prééquilibre ».

Pour des systèmes parfaitement symétriques, il est en effet possible en profitant de la connaissance de l'évaporation du Quasi-Projectile (QP) d'estimer celle de la Quasi-Cible (QC). Après soustraction de ces deux composantes, il ne reste alors que la contribution véritablement hors équilibre, isolée de la meilleure manière possible. Celle-ci est importante pour extraire des quantités fondamentales sur l'équation d'état. L'émission directe de pré-équilibre (particules légères émises dans les premiers instants de la collision) est sensible au champ nucléaire des noyaux en collision. Celle-ci, bien isolée, doit permettre d'avoir des informations sur la matière nucléaire « comprimée » (rôles respectifs du champ moyen et du nucléon-nucléon) par l'étude systématique et la caractérisation physique de ces flots de matière (directions privilégiées, énergie de balance) et leur éventuelle comparaison à des modèles nucléaires dynamiques (tels QMD, IQMD, AMD ou SMF).

Ce protocole peut aussi être envisagé pour isoler un col de matière entre les deux partenaires de la collision. L'intérêt et la validité de cette isolement sera de plus validé en partie en utilisant le marquage radioactif offert par certains systèmes étudiés lors de la cinquième campagne.

Le premier chapitre sera consacré, à une présentation rapide du multidétecteur INDRA. Une fois celui-ci replacé dans l'historique des multidétecteurs 4π , l'ensemble de ses caractéristiques sera décrit, de sa géométrie jusqu'aux fonctions des différents détecteurs, qui le compose. Il sera aussi présenté le principe et le travail de dépouillement fait lors de la thèse pour la 6^{ème} campagne de la collaboration INDRA. En outre, ce chapitre va également présenter les différents systèmes qui seront étudiés, dans le cadre de notre étude systématique, et les campagnes auxquelles ils sont associés.

Afin d'avoir un moyen de comparaison et surtout de validation de la nouvelle calorimétrie, qui va être utilisée au cours de cette thèse, nous allons nous appuyer sur des modèles théoriques. Après un rappel rapide des différents modèles microscopiques théoriques existants dans le domaine des collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi, le second chapitre va nous permettre de présenter les deux modèles phénoménologiques, que nous avons utilisés : HIPSE [4] et ELIE [5]. Nous allons mettre en avant l'importance d'utiliser ce genre de modèles pour notre analyse et essayer de les justifier. Nous exposerons les hypothèses ainsi que les différentes étapes de la description des réactions nucléaires, telles que simulées par ces deux générateurs d'événements, permettant de modéliser la plupart des phénomènes physiques observés pour ce domaine d'énergies incidentes.

Dans le chapitre 3, nous confronterons les événements simulés par les modèles, aux événements expérimentaux obtenus avec INDRA. Faire ce genre de comparaisons, dans le cadre d'une systématique, ne sera pas exempt de difficultés. Les résultats seront présentés dans un premier temps, au travers de comparaisons de base avec l'ensemble des événements détectés, puis pour des sélections d'événements. Ces sélections seront basées sur des observables simples, utilisées par l'ensemble de la collaboration INDRA. Elles permettront de couvrir une large gamme de collisions, des plus périphériques aux plus centrales. De plus, devant filtrer les événements, deux logiciels de filtrage seront utilisés : l'un classique, reproduisant la géométrie complète du multidétecteur INDRA ainsi que les principes de détection, l'autre plus simple, de type géométrique, appelé PANFORTE [6]. L'objectif d'une telle comparaison sera de comprendre l'influence et les limites de chacun.

Le chapitre 4 sera dédié à la description de deux calorimétries utilisées : la "Standard" utilisée par la collaboration INDRA [7], incluse dans le logiciel d'analyse KaliVeda, et la nouvelle "3D". Chacune de ces méthodes sera expliquée, en mettant en évidence leurs différences intrinsèques. Les résultats de leurs applications seront présentés au cours du chapitre 5. Pour l'ensemble des systèmes étudiés, ce chapitre va permettre de présenter les mesures de la charge du Quasi-Projectile, ainsi que l'énergie d'excitation par nucléon. La comparaison avec les générateurs d'événements permettra alors de valider notre nouvelle calorimétrie, et d'en extraire des améliorations possibles. Au delà de ces comparaisons, nous réaliserons des mesures de températures, dans le but de construire des courbes caloriques expérimentales [8]. Celles-ci nous permettront d'étudier expérimentalement les températures et les énergies d'excitation limites que peuvent supporter les noyaux chauds formés

dans le cadre de notre systématique. Ceci sera bien sûr fait, avec à l'esprit, les limites expérimentales de notre calorimétrie et de notre thermométrie.

Le sixième et dernier chapitre sera consacré au principe de détermination de la composante hors équilibre. Pour valider expérimentalement cette procédure, nous utiliserons d'une manière alternative le marquage radioactif pour obtenir une nouvelle représentation de la dynamique de la collision à partir des rapports de Rami [9]. Cela permettra aussi, dans le même temps, une validation alternative des hypothèses émises dans la calorimétrie 3D.

Enfin, nous finirons ce manuscrit en dressant un bilan du travail effectué et des résultats obtenus, puis envisagerons les perspectives ouvertes par ces différentes études, indiquant d'éventuelles améliorations possibles de ces nouvelles méthodes d'isolement.

Le travail relevant d'une étude systématique expérimentale de toutes les collisions "symétriques" ou "quasi-symétriques", l'ensemble des résultats expérimentaux ne pourra être présenté dans ce manuscrit. Toutefois, des figures complémentaires, notamment sur l'influence des sélections d'événements et des corrélations intra-événements, concernant à la fois les données et les modèles, et également sur les mesures calorimétriques, pourront être retrouvées sur les annexes [A], [B] et [C].

De même, en plus du travail de recherche réalisé durant la thèse, des activités, quantitativement importantes, liées à une mission doctorale de diffusion de la culture scientifique et autres communications, ont été menées. L'annexe [D] présentera l'ensemble de ces actions.

Chapitre 1

Descriptions du multidétecteur INDRRA et des différentes campagnes étudiées

Les multidétecteurs de particules chargées dits 4π sont particulièrement utilisés pour les études de collisions dissipatives entre ions lourds autour de l'énergie de Fermi.

Une des particularités d'un multidétecteur 4π est de détecter les réactions nucléaires de manière très exclusive, et donc de pouvoir maximiser la section efficace détectée pour les collisions les plus violentes. Il permet d'avoir une vue générale des différentes phases de la collision, et d'étudier un grand nombre de processus ayant lieu au cours de la réaction, comme la fusion, la fragmentation, les collisions profondément inélastiques, le pré-équilibre...etc. Ce genre de multidétecteur détecte tous les types de particules chargées. Il offre par son exhaustivité la possibilité de faire des études de corrélations intra-événements. Il est principalement utilisé dans le domaine des énergies de Fermi pour des études de dynamique nucléaire et de thermodynamique nucléaire. Cela sera le cas pour ce travail.

La construction de la première génération de multidétecteurs 4π de basse énergie s'est faite durant les années 1980, et s'est étalée jusqu'aux années 1990. Le dispositif expérimental associé à NAUTILUS, qui est une chambre de réaction de grand volume ($V = 50 m^3$) se trouvant au GANIL, était constitué de quatre multidétecteurs différents, DELF, XYZt, le MUR et le TONNEAU, spécialisés chacun dans la détection de différents types de particules.

Pour la détection des fragments lourds ($Z > 8$), DELF et XYZt étaient utilisés. Ils étaient construits suivant le même principe. Chacun possédait des modules constitués de deux détecteurs successifs : le premier était composé de plaques parallèles à avalanche et le second détecteur était une chambre d'ionisation. Ils permettaient notamment de mesurer de la charge de la particule détectée avec une précision de l'ordre de 10 à 20 % par la méthode dite "Energie-Temps de vol". Ils permettaient également une excellente détermination du vecteur vitesse. Il offrait la possibilité de construire de très bonnes fonctions de corrélations en vitesse entre fragments lourds.

Pour la détection des particules légères ou de fragments légers, le MUR ($Z=1$ à 8) et le TONNEAU ($Z=1$ à 3) étaient utilisés. Ils étaient composés de scintillateurs plastiques (NE102). Comportant 96 modules de détection pour le MUR et 144 pour le TONNEAU,

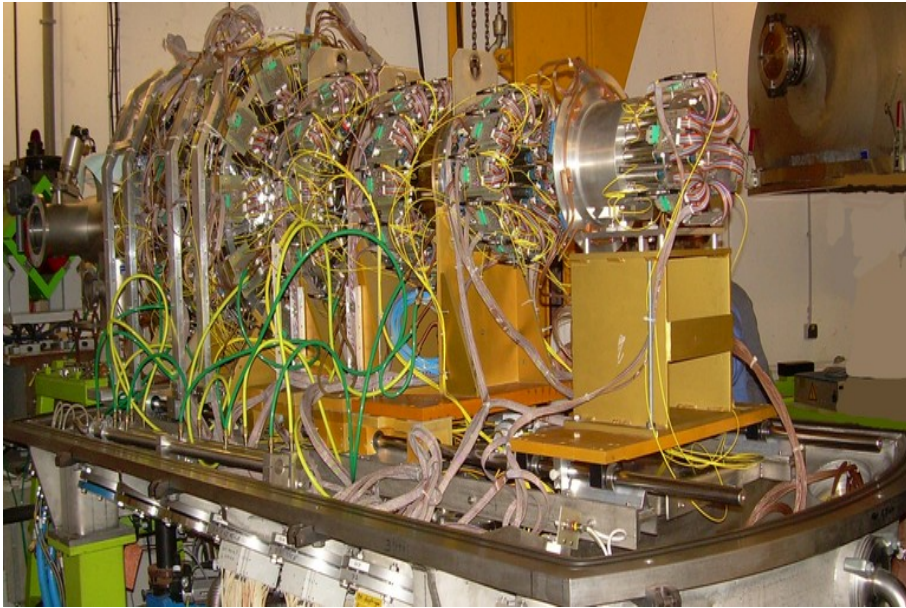


FIGURE 1.1 – INDRA

ils ont permis de réaliser des identifications en charge ($Z=1$ à 8) mais aussi en masse (pour des $Z=1$ à 3), toujours par la méthode dite "Energie-Temps de vol".

Malgré les nombreux points forts que possédait l'ensemble de détection associé à NAUTILUS, comme une excellente résolution angulaire, des seuils de détection très bas ou bien encore une acceptance raisonnable pour des événements multi-particules (70 % de 4π), l'appareillage présentait une trop mauvaise résolution en charge. Ces limitations ont conduit les physiciens à développer des multidétecteurs de seconde génération dans lesquels les caractéristiques d'identification en charge ont été grandement améliorées.

Cette seconde génération de multidétecteur 4π de particules chargées arriva avec INDRA au début des années 90. Sa présentation constituera une partie de ce chapitre.

Nous allons rappeler rapidement les principales caractéristiques d'INDRA. Ce multidétecteur a déjà été présenté en détails dans un grand nombre de thèses ou d'articles [1], [2], [10], [11], [12], [13], [14]. Puis, nous verrons le travail de dépouillement fait au cours de cette thèse. Nous expliciterons le principe de la méthode d'identification des particules chargées utilisée. Il s'agit de la méthode dite $\Delta E - E$. Enfin, en dernière partie de ce chapitre, nous rappellerons les différents systèmes étudiés. Ils seront détaillés, avec pour chacun d'entre eux, la composition du projectile et de la cible, ainsi que les énergies incidentes étudiées.

1.1 Caractéristiques du multidétecteur INDRA

1.1.1 Géométrie d'INDRA

Le multidétecteur INDRA est présenté sous forme de photographie sur la figure [1.1]. Il a été principalement conçu pour étudier la multifragmentation de noyaux chauds formés lors de collisions à des énergies incidentes de 20 à 100 MeV/u. La multifragmentation conduit à la production d'un grand nombre de fragments et particules, pour une grande gamme d'énergies cinétiques allant du MeV au GeV. Ce multidétecteur permet donc de détecter ces particules chargées produites lors d'une réaction nucléaire. Il couvre de l'ordre de 90 % de l'espace autour du lieu de la collision. Il permet d'enregistrer des collisions pour tous les paramètres d'impact, même s'il a été optimisé pour étudier les collisions centrales. Il possède 17 couronnes de détection centrées sur l'axe de la cible. Celles-ci sont constituées à partir de 336 télescopes "indépendants", ce qui lui procure une bonne granularité.

Ces 17 couronnes sont situées de part et d'autre du porte cible, comme il est possible de le voir sur la figure [1.2]. Les couronnes 1 ; 2-3 ; 4-5 ; 6-7 ; 8-12 se trouvent à l'avant et les couronnes 13-17 à l'arrière. Chaque couronne est divisée en un nombre variable de télescopes (8, 12, 16 ou 24) appelés modules.

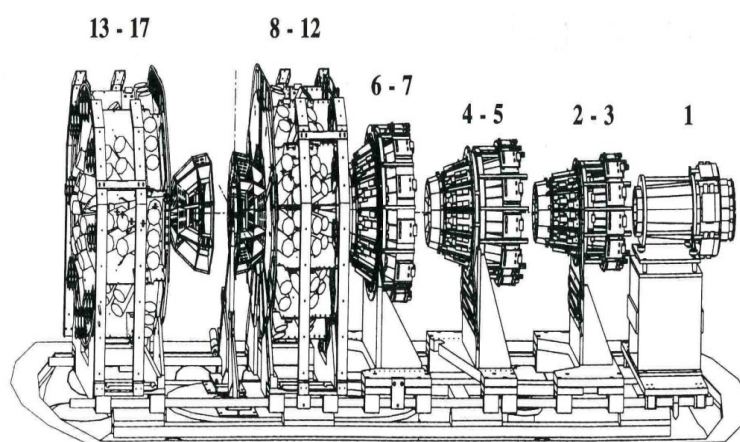


FIGURE 1.2 – Vue de profil du multidétecteur INDRA.

Lors des trois premières campagnes d'expériences faites avec INDRA, la première couronne (située entre 2° et 3° (voir sur la figure [1.3])) était constituée de douze modules, appelés "phoswichs". Ces modules étaient formés de deux étages différents, chacun étant composé de deux sortes de scintillateurs plastiques (se reporter au paragraphe [1.1.2]). Ils étaient capables de supporter les forts taux de comptage qui résultent des diffusions élastiques aux petits angles.

Les couronnes 2 à 9 (entre 3° et 45°) sont constituées par des télescopes à trois étages de détection : une chambre d'ionisation (ChiO), suivie de trois ou quatre siliciums (Si) et

derrière chacun d'eux un scintillateur inorganique, de l'iodure de césium (CsI(Tl)) dopé au thallium.

Les couronnes 10 à 17 (entre 45° et 176°) sont, quant à elles, constituées de télescopes à deux étages de détection, avec une chambre d'ionisation (ChiO) couplée à deux, trois ou cinq iodures de césium (CsI).

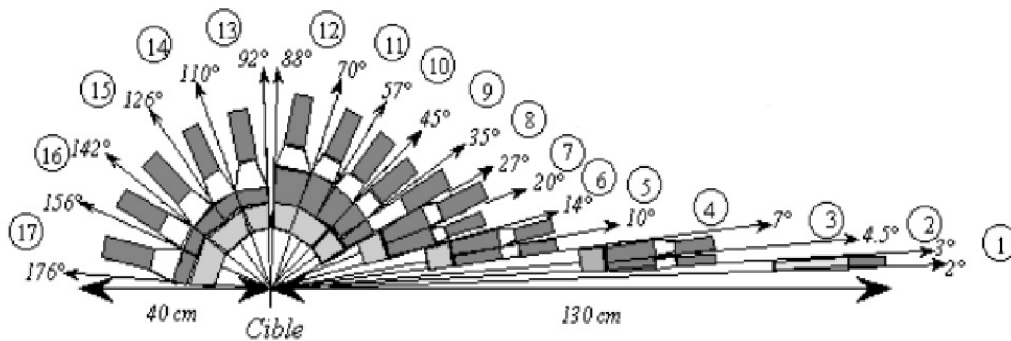


FIGURE 1.3 – Vue schématique en coupe transversale des différentes couronnes d'INDRA.

Chacune de ces couronnes est centrée sur l'axe du faisceau et de la cible. Cette dernière est toujours orientée perpendiculairement à la direction du faisceau durant l'expérience. Cependant, elle peut être tournée pour diffuser élastiquement des particules d'un faisceau connu pour arroser tous les détecteurs et permettre ainsi d'avoir des points de référence pour faire l'étalonnage en énergie des détecteurs.

Le trou, permettant le passage du faisceau (entre 0° et 2° et entre 176° et 180°), la cible (entre 88° et 92°) et la structure mécanique supportant les détecteurs sont les causes principales engendrant les zones mortes du multidétecteur (voir sur la figure [1.3]).

Le dispositif expérimental, qui a approximativement une longueur de 2 mètres et un diamètre de 0,8 mètre, est placé dans une chambre à vide. Sans celle-ci, pour la gamme d'énergies étudiées, les particules seraient ralenties dans l'air, sans détection possible ou correcte.

1.1.2 Les différents détecteurs d'INDRA

Chambre d'ionisation dite "ChiO"

Dans INDRA, les chambres d'ionisation, dites ChiO, couvrent les angles compris entre 3° et 176° (voir sur la figure [1.3]). Elles sont utilisées comme premier étage du télescope pour toutes les couronnes. Le choix de ce détecteur à gaz pour cet étage est une caractéristique unique à INDRA. Les chambres d'ionisation permettent la détection de gros

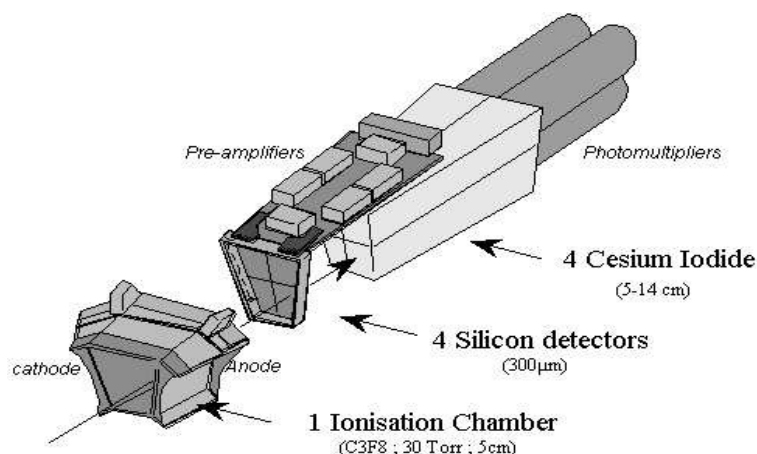


FIGURE 1.4 – Télescope à trois étages de détection des couronnes 4 à 9 : chambre d'ionisation, silicium divisé en quatre détecteurs, chacun suivi d'un iodure de césium et de son photo-multiplicateur.

fragments lents produits aux énergies GANIL. Cela permet de baisser les seuils énergétiques de détection et d'identification.

Les ChiOs sont des détecteurs gazeux minces, de 5 cm d'épaisseur. Leur surface d'entrée (formant la cathode) et de sortie (pour l'anode) (visibles sur la figure [1.4]) est composée de feuilles de mylar de 2,5 μm d'épaisseur. Le flux de gaz, circulant continuellement et renouvelé toutes les 20 minutes, est de l'octafluoropropane C_3F_8 (ou CF_4 à basse pression de 30 à 50 millibars selon la couronne), afin d'obtenir une bonne résolution en énergie.

Leur principe de fonctionnement est assez simple. Lorsqu'une particule chargée passe dans le gaz, elle ionise et excite tous les atomes de celui-ci tout au long de sa trajectoire. Les charges produites ainsi sont collectées. L'amplitude du signal obtenu est proportionnelle à l'énergie cédée par le rayonnement ionisant au milieu traversé.

L'avantage d'utiliser les ChiOs est la possibilité de faire des détecteurs de grande dimension. Ils sont peu sensibles aux rayonnements parasites, tels que les cosmiques ou la radioactivité ambiante, et offrent la possibilité de faire des lames de gaz de faible épaisseur pour des mesures de perte d'énergie ΔE d'ions lourds. Ceci sera expliqué au paragraphe suivant [1.2]. Cependant, leur résolution en énergie est moins bonne que celle des semi-conducteurs silicium.

En réalité, afin de déterminer les zones mortes et de garantir une meilleure granularité de l'ensemble de détection, une ChiO est commune à deux couronnes consécutives. Donc pour les couronnes 2 à 9, derrière une ChiO se trouvent 3 ou 4 Si (voir sur les figures [1.4]; [1.5]), et pour les couronnes 10 à 17, la ChiO est suivie de 2, 3 ou 5 CsI.

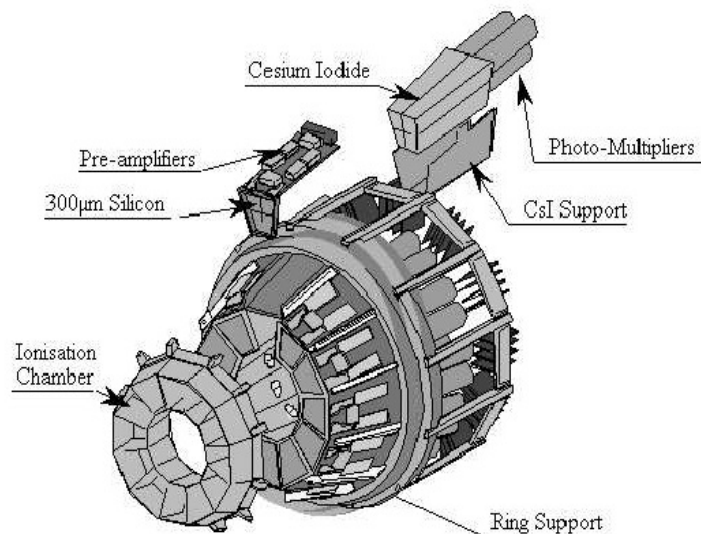


FIGURE 1.5 – Structure mécanique de la couronne 4-5.

Jonction Silicium dit "Si"

Le deuxième étage des télescopes d'INDRA des couronnes 2 à 9 est constitué de jonction Silicium de $300 \mu m$. Par leur pouvoir d'arrêt et par leur résolution en énergie, ce type de détecteur permet d'améliorer grandement la détection de particules chargées sur une grande gamme en charge de $Z=1$ à $Z=92$ et sur une grande gamme en énergie. Utilisés en association avec les ChiOs ou les CsI, (voir sur la figure [1.3]), les Si permettent d'identifier en charge les ions lourds et les particules légères lentes avec une résolution en charge d'une unité.

Les cellules de silicium correspondantes à une même chambre d'ionisation sont obtenues en divisant une même plaque de silicium en trois ou quatre zones selon la couronne (voir sur la figure [1.3]). Les zones mortes sont ainsi minimisées, afin de n'avoir que celles dues aux structures mécaniques soutenant la plaque de silicium globalement (voir sur la figure [1.5]).

Scintillateur Iodure de Césium dopé au Thallium dit "CsI(Tl)"

Pour mieux identifier en charge et en masse les particules légères les plus rapides, c'est un iodure de césium (CsI) seul qui est utilisé en troisième et dernier étage du télescope. Il s'agit d'un scintillateur inorganique, de 5 à 14 cm d'épaisseur, dopé au thallium. Egalement utilisé en tant que deuxième étage, après le silicium, le CsI permet alors l'identification en charge d'une grande gamme de noyaux en mode $\Delta E - E$. Comme tout scintillateur, il a la particularité d'émettre de la lumière suite à un dépôt d'énergie lors de l'interaction d'un rayonnement.

Les CsI sont des cristaux. Comme dans toute structure cristalline, les énergies des électrons dans le cristal sont modélisées à l'aide de la théorie des bandes d'énergie. Il existe donc une bande de valence et une bande de conduction. En recevant de l'énergie lors de l'interaction du rayonnement détecté avec le scintillateur, un électron passe à un niveau énergétique supérieur. Il quitte la bande de valence, en y laissant un trou, et arrive au niveau de la bande de conduction. Ce phénomène de création de paires électron-trou peut donner lieu, si l'électron et le trou restent liés spatialement, à une structure de quasi-particule appelée "exciton", correspondant pour l'électron à un niveau d'énergie dans la bande interdite, un peu en dessous du bas de la bande de conduction. Cet "exciton" a une certaine durée de vie et peut se déplacer dans le réseau cristallin. Lorsqu'il va rencontrer un atome de thallium, dopant présent dans le cristal, l'électron peut tomber sur un niveau excité de celui-ci. En se désexcitant, il émet un photon de scintillation. Une partie de l'énergie déposée par la particule détectée, donne lieu ainsi à un flux de photons de scintillation. La durée de cette impulsion lumineuse totale est de quelques microsecondes. Un photomultiplicateur, placé derrière chaque CsI, convertit la lumière en un signal électrique.

Ayant autant de CsI que de télescopes, suivant la couronne, le nombre de CsI est différent. Pour les couronnes 1 et 2, il y a 12 CsI ; pour les couronnes 3 à 13, il y en a 24 ; pour les couronnes 14 et 15, il y en a 16 ; enfin, pour les couronnes 16 et 17, il y en a 8.

Phoswichs

Lors des trois premières campagnes d'expérience d'INDRA, la première couronne ($2^\circ < \theta < 3^\circ$) du multi-détecteur INDRA était équipée avec douze "phoswichs" plastiques (voir sur la figure [1.6]). Ce sont des télescopes $\Delta E - E$ constitués d'un scintillateur plastique rapide (NE 102) suivi par un scintillateur plastique lent (NE 115), de respectivement $500 \mu m$ et 25 cm d'épaisseur. La lumière produite est convertie en un signal électrique par un photomultiplicateur. Leur présence est indispensable pour les angles proches du faisceau pour supporter les comptages attendus compte tenu des sections efficaces de diffusion élastique à ces angles.

Les phoswichs servent à l'identification isotopique des Particules Légères Chargées (PLC), ainsi qu'à l'identification en charge des Fragments de Masse Intermédiaire (FMI) [15] et des fragments lourds. Les intégrations d'une part du début, d'autre part de la totalité du signal, permettent de mesurer l'énergie déposée dans le plastique rapide ainsi que l'énergie totale déposée globalement dans le phoswich. Ces deux mesures permettent alors par la méthode $\Delta E - E$ de déterminer le numéro atomique de la particule incidente.

Ils offrent une large dynamique de détection ($\sim 200 \text{ MeV}$ pour les protons jusqu'à 5 GeV pour ^{84}Kr), avec des seuils raisonnables ($\sim 6 \text{ MeV}/u$ pour les particules légères, jusqu'à $23 \text{ MeV}/u$ pour ^{84}Kr).

La qualité de la mesure de l'énergie ainsi que celle de l'identification en charge étant insuffisantes vis à vis de celles des autres couronnes à l'avant du détecteur, les phoswichs

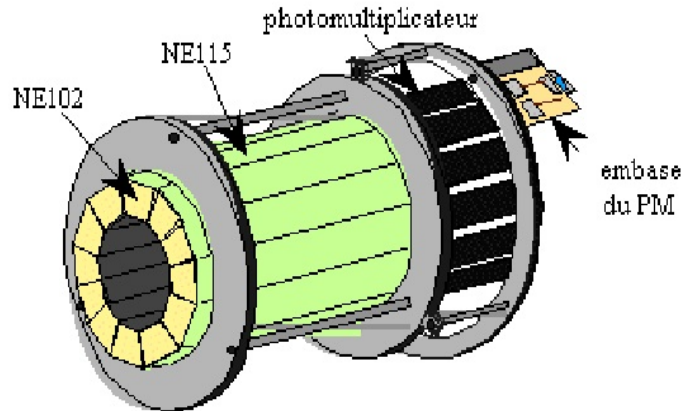


FIGURE 1.6 – Vue longitudinale de la première couronne composée de phoswichs, scintillateurs plastiques NE102-NE115.

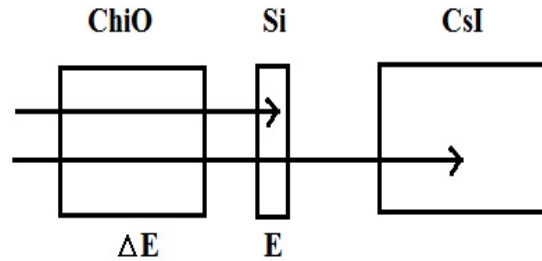
ont été abandonnés pour les campagnes de mesures qui ont suivi, au profit de $\Delta E - E$ avec des siliciums.

Des descriptions techniques plus complètes du multidétecteur INDRA ainsi que de l'électronique sont présentées dans les références [1], [2], [10], [11], [12], [13], [14].

1.2 Principe du dépouillement des données effectué

Une fois les données enregistrées lors d'une expérience, il faut les dépouiller. Cela consiste essentiellement à identifier les particules détectées, déterminer leur direction spatiale ainsi que leur énergie cinétique dans le laboratoire. Le travail de dépouillement, fait pendant la thèse, a essentiellement consisté à identifier les particules. Pour cela, INDRA permet d'utiliser deux techniques d'identification des particules chargées détectées. Il s'agit d'une part de la méthode dite " $\Delta E - E$ " et d'autre part de l'identification par discrimination en forme du signal. La combinaison de ces techniques peut "maximiser" les possibilités de détection et d'identification d'un télescope.

Effectivement, la combinaison de plusieurs types de détecteurs rend possible l'identification en charge et éventuellement celle en masse de certaines particules pour une grande gamme en énergie incidente. Elle se fait par la méthode " $\Delta E - E$ ", et plus précisément à l'aide de cartes $(\Delta E(ChiO), E(CsI))$, $(\Delta E(Si), E(CsI))$ ou $(\Delta E(ChiO), E(Si))$.

FIGURE 1.7 – Exemples de détection des particules en mode $\Delta E - E$ dans INDRA

1.2.1 La méthode $\Delta E - E$

La méthode $\Delta E - E$ est fondée sur l'étude de la corrélation entre les pertes d'énergie dans deux détecteurs successifs d'une particule chargée, qui traverse le premier détecteur et s'arrête dans le deuxième (voir sur la figure [1.7]). Dans le cas des particules chargées, la perte d'énergie par collision nucléaire est faible. Les particules sont peu déviées lorsqu'elles traversent la matière. Leur trajectoire reste quasiment rectiligne. De plus, au cours de leur ralentissement continu et progressif, on peut définir une perte d'énergie moyenne par unité de longueur, appelée "pouvoir d'arrêt linéaire" ($-\frac{dE}{dx}$). Ces pertes d'énergie peuvent être déterminées à partir de la formule de Bethe-Bloch [16].

Pour une épaisseur dx de matière traversée par une particule incidente d'énergie $E_{incidente}$, on peut montrer que la perte d'énergie dE est telle que :

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) \propto C \times \frac{AZ^2}{E_{incidente}} \quad (1.1)$$

avec le coefficient C correspondant au type de matériau traversé (densité, numéro atomique, potentiel d'ionisation ...), Z et A respectivement les charge et masse de la particule.

Prenons l'exemple des télescopes ChiO-Si, dont les cartes $\Delta E - E$ seront utilisées dans le paragraphe [1.2.2] suivant. La particule détectée, selon son énergie cinétique et sa nature, peut s'arrêter soit dans la ChiO, soit dans le Si. Si la particule s'arrête dans la ChiO, il nous

est impossible de l'identifier compte tenu de la technique d'identification utilisée comme nous allons le voir par la suite. Elle doit donc posséder une énergie minimale lui permettant de traverser le première étage pour pouvoir être caractérisée. Cela entraîne donc l'existence d'un seuil énergétique d'identification. Cependant, la particule peut traverser le premier étage de détection et atteindre le second situé derrière. Dans ce cas, l'énergie $E_{incidente}$ de la particule est mesurée en additionnant la perte d'énergie ΔE perdue dans le premier étage avec l'énergie résiduelle $E_{residuelle}$ perdue dans ce second détecteur, ce qui se traduit par la formule suivante :

$$E_{incidente} = E_{residuelle} + \Delta E \quad (1.2)$$

La perte d'énergie étant toutefois faible dans le premier détecteur, on a $\Delta E \ll E_{residuelle}$. On fait souvent l'approximation que l'énergie incidente est telle que $E_{incidente} \approx E_{residuelle}$, avec $E_{residuelle}$ l'énergie perdue dans le deuxième étage du télescope. On peut alors en déduire que

$$\Delta E \approx -\frac{dE}{dx} \Delta x \quad (1.3)$$

Sachant que l'on mesure ΔE et $E_{residuelle}$ dans les deux détecteurs successifs, la relation précédente et celle déduite de la formule de Bethe permettent de définir l'expression suivante :

$$E \times \Delta E \propto AZ^2 \quad (1.4)$$

Ce qui signifie qu'à chaque type d'isotopes détectés, correspond une hyperbole dans le plan $(E, \Delta E)$, dont les caractéristiques dépendent de A et Z^2 . La dépendance en Z^2 implique une plus forte dépendance en fonction de la charge.

A partir des mesures simultanées de E et ΔE , nous créons donc des cartes bidimensionnelles $\Delta E - E$, comme le montre les figures [1.8] et [1.9]. Sur celles-ci, les particules de même AZ^2 se regroupent le long d'une même ligne hyperbolique, comme prévu par la relation mathématique de l'équation (1.4).

Pour un module de détection d'INDRA donné, cette méthode peut s'appliquer pour les différents doublets de détecteurs possibles, avec pour chacun d'entre eux des objectifs de détection bien particuliers. Comme cela est indiqué ici :

- $\Delta E_{ChiO} - E_{CsI}$ pour l'identification des fragments de charge $Z \geq 3$ dans les couronnes 10 à 17.
- $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ pour l'identification des fragments de haute énergie dans les couronnes 1 à 9.

- $\Delta E_{ChiO} - E_{Si}$ pour l'identification des fragments de basse énergie dans les couronnes 2 à 9.

Au cours de cette thèse, nous avons essentiellement étudié les particules, qui traversent la ChiO et s'arrêtent dans le silicium. Ce travail sera détaillé dans le paragraphe suivant.

Une autre méthode possible d'identification est donc celle utilisant la corrélation $CsI_{rapide} - CsI_{lent}$ pour l'identification isotopique des particules légères de toutes les couronnes. Cette identification est reliée à une propriété du signal de détection. Effectivement, on exploite la faculté qu'ont les particules chargées d'engendrer des formes de signaux différents dans l'iodure de césium suivant leur charge et/ou masse. Pour construire cette matrice rapide-lent, on décompose le signal en deux composantes temporelles distinctes. Cette dernière ne sera pas détaillée ici car elle n'a pas été utilisée. Elle peut se retrouver dans la référence [18].

1.2.2 Application effective de la Méthode d'identification à partir des cartes $\Delta E - E$

Une partie de mon travail expérimental a consisté à participer au dépouillement de la 6^{ème} campagne d'INDRA, datant de 2007, en faisant l'identification en charge des particules détectées dans les ChiO et les Si. Pour cette expérience, INDRA a été couplé au spectromètre VAMOS. Il s'agit d'un spectromètre magnétique dédié à l'identification des noyaux produits dans les expériences utilisant les faisceaux secondaires radioactifs de Spiral. Ces faisceaux présentent des spécificités par rapport aux faisceaux habituels du GANIL, à savoir une faible intensité (au mieux 100 millions de particules par seconde) et une basse énergie (quelques 10 MeV/u). C'est pourquoi ils ont nécessité la réalisation d'un nouvel équipement de grande efficacité et de grande acceptance, capable de rejeter le faisceau ou de trier les ions intéressants.

INDRA a été tourné à l'intérieur de son enceinte à vide, par rapport aux expériences précédentes, pour des raisons d'encombrement de cette chambre à vide. Il a été aligné avec VAMOS qui était situé à 8 mètres de distance. Le travail de dépouillement a été effectué pour le système symétrique Ca+Ca, pour différents isotopes, à 35 MeV/u, qui doit permettre d'étudier l'influence de l'isospin sur la fragmentation de noyaux de fusion.

La figure [1.8] présente l'amplitude du signal dans la ChiO en fonction de l'amplitude du signal dans le Silicium situé après, pour le module 4 de la couronne 4. Il s'agit donc d'une carte $E - \Delta E$, telle que définie précédemment au paragraphe [1.2.1]. On distingue clairement les hyperboles correspondantes aux lignes de Z. La résolution en énergie des détecteurs, principalement celle de la chambre d'ionisation, empêche l'identification en masse. Mon travail a donc consisté à repérer et identifier ces différentes hyperboles. Pour cela, sur cette même carte, des lignes (noires sur la figure) de charge ont été tracées (voir sur la figure [1.9]).

Cependant, l'identification des lignes de charge était assez délicate en ce qui concerne les charges Z inférieures à 2 et les charges Z les plus élevées. Compte tenu de cela, des

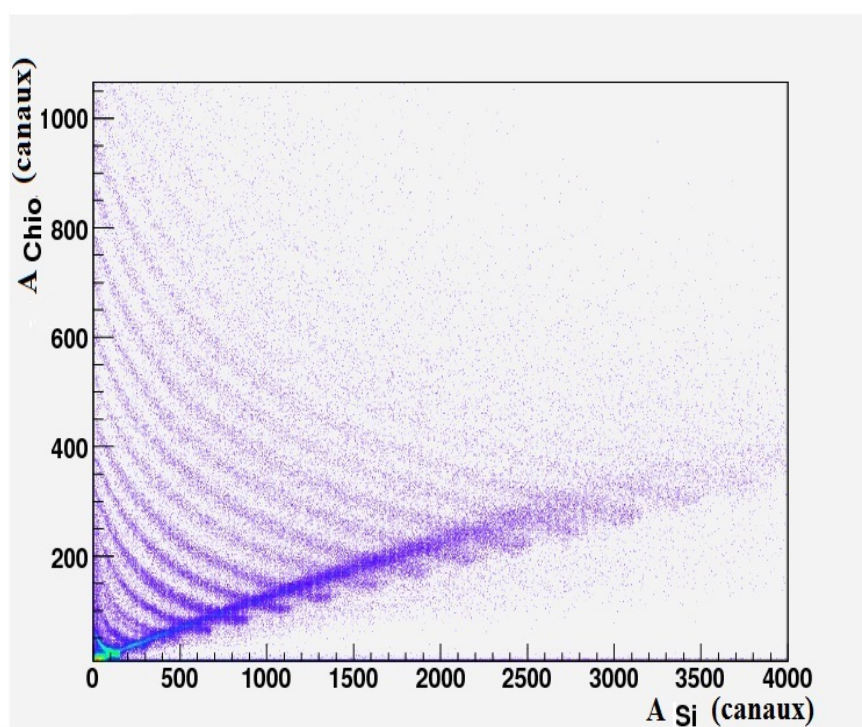


FIGURE 1.8 – Carte présentant l'amplitude du signal de la ChiO en fonction de l'amplitude du signal dans le Si, en canaux, obtenue avec INDRA, pour le module 4 de la couronne 4.

lignes dites de "cuts" ou de "coupures" ont été mises en place (lignes rouges sur la figure [1.9]). Elles permettent de marquer ce qui n'est pas facilement exploitable, afin de conserver une certaine qualité de détection, associée aux éléments bien identifiés. Cela implique donc un seuil d'identification à basse énergie, qui n'autorise une identification qu'à partir de Z supérieures ou égales à 2. La ligne de $Z = 1$ se trouvant dans le bruit, elle a donc été enlevée. En ce qui concerne les charges les plus élevées, les lignes ne sont pas suffisamment visibles pour pouvoir les identifier. Plusieurs critères peuvent expliquer ce manque de visibilité. La première explication, qui serait la plus compréhensible, est le manque de statistique. Effectivement, chaque point de la carte correspond à une particule détectée. S'il y a moins de statistique, il y aura moins de points pour permettre le tracé à l'oeil de la ligne de charge. De plus, pour les charges Z les plus importantes, c'est-à-dire les lignes les plus élevées, le nombre d'isotopes augmente. Cela élargit donc de fait la ligne associée à une charge Z donnée, celle-ci étant formée par la somme des hyperboles dues aux différents A possibles.

Dans le cas des figures [1.9] et [1.10], les lignes se situant au-delà de $Z = 16$ sont éliminées.

L'ensemble de ces lignes va constituer des grilles d'identification. 91 grilles comme celles-ci ont été créées, réparties sur 4 couronnes et 24 modules en ChiO-Si.

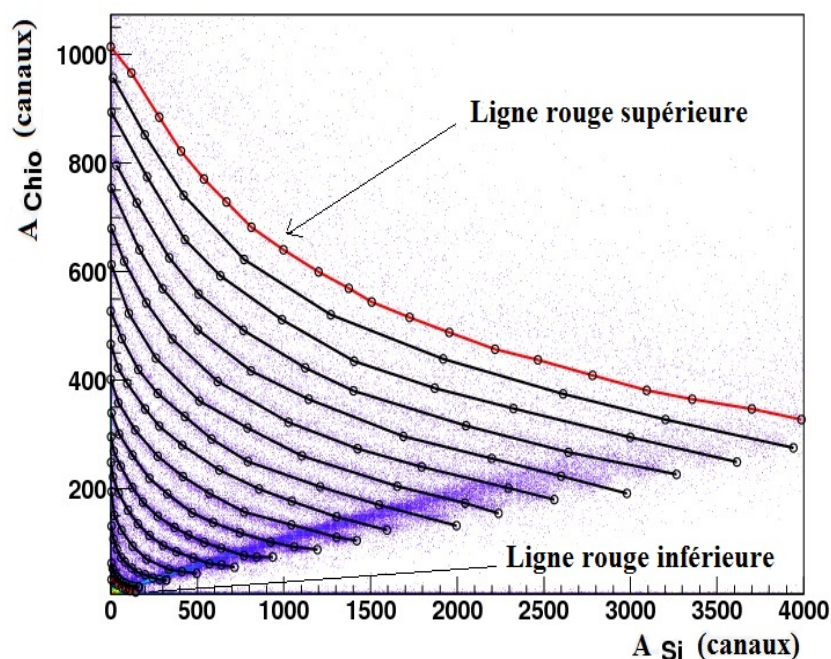


FIGURE 1.9 – Carte présentant l'amplitude du signal de la ChiO en fonction de l'amplitude dans le Si, en canaux, obtenue avec INDRA pour le module 4 de la couronne 4. Les lignes noires tracées correspondent aux lignes de charge. Les lignes rouges définissent les zones de la carte permettant une bonne qualité de détection des charges.

A partir de ces grilles, il est possible de construire des distributions de charges. Comme un point de la carte correspond à une particule détectée, il est possible de remonter à la valeur de son Z à partir de sa position par rapport aux lignes de Z déterminées. Pour cela, une interpolation linéaire ou "fit" est réalisée, en utilisant la fonctionnelle de Tassan-Got [19], qui modélise ces lignes expérimentales de Z , en prenant en compte la position de chaque point des lignes tracées. Une fois les paramètres de la fonctionnelle connus, il est possible de déterminer une valeur réelle de la charge à partir des distances entre un point expérimental de la carte et les lignes de Z définies à partir de cette fonctionnelle.

La distribution en charge présentée sur la figure [1.10] pour le système Ca+Ca à 35 MeV/u, qui résulte des grilles tracées (voir sur la figure [1.9]), permet de montrer la qualité typique de l'identification effectuée. Sur cette figure, il est possible de voir que les pics, correspondants aux différents noyaux, sont clairement séparés, depuis $Z = 2$ jusqu'à $Z = 16$. Cela signifie que tous les fragments sont identifiés à une charge près. Cette méthode permet donc de couvrir une large gamme de numéros atomiques.

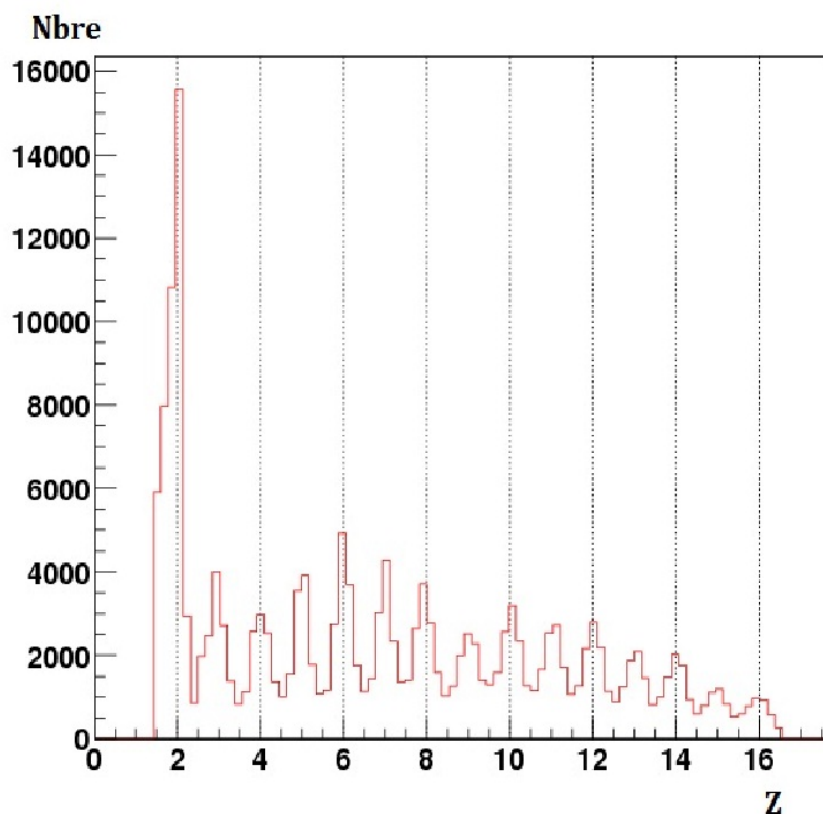


FIGURE 1.10 – Résultat de l'identification obtenue à partir d'une carte du type de celles présentées sur les figures [1.8] et [1.9] pour le module 4 de la couronne 4. La distribution correspond à l'identification à partir de la fonctionnelle ajustée sur les lignes de charge tracées sur la carte.

1.3 Les systèmes étudiés

Etant utilisé depuis plus de 20 ans, INDRA a acquis un ensemble de données expérimentales très important, et unique dans le monde. Un jeu de plus de 50 systèmes à différentes énergies est disponible. Ces données ont été obtenues durant plusieurs campagnes de mesures, avec pour chacune d'entre elles, un programme expérimental bien défini.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéresserons essentiellement aux systèmes symétriques ou quasi-symétriques extraits des campagnes 1, 2, 4 et 5. Nous allons maintenant rappeler les principales caractéristiques de ces systèmes.

Le système $^{40}\text{Ar} + ^{36}\text{KCl}$

Le système $\text{Ar} + \text{KCl}$ est extrait de la première campagne de mesures datant de 1993, et réalisé au GANIL. L'objectif était d'étudier la multifragmentation de systèmes symétriques. Il s'agit d'un système quasi-symétrique. Un faisceau d'argon 40 est envoyé sur une cible de KCl de masse moyenne égale à 36. Plus précisément, la cible de KCl était constituée de ^{39}K à 93,2581 %, de ^{41}K à 6,7302 %, et de ^{40}K à 0,0117 %, de ^{35}Cl à 75,77 % et de ^{37}Cl à 24,223 %.

Il s'agit du système le plus léger qui servira pour l'analyse, et sera étudié de 32 à 74 MeV/u.

Le système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$

Durant la deuxième campagne d'INDRA, datant de 1994 au GANIL, le système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ a été étudié. Le projectile était composé de nickel naturel. La composition isotopique de celui-ci est de 68.0769 % de ^{58}Ni , 26.2231 % de ^{60}Ni , et 3.6365 % de ^{62}Ni pour les principaux isotopes. Il n'est donc pas tout à fait symétrique, et sera considéré comme un système quasi-symétrique. Ce système sera étudié pour des énergies allant de 32 à 90 MeV/u.

Les systèmes $\text{Xe} + \text{Sn}$

Le système $\text{Xe} + \text{Sn}$ a été étudié au cours de trois campagnes différentes, lors de la première, de la quatrième (au GSI) et enfin durant la cinquième campagne. Pour ces deux dernières campagnes, différents isotopes du xénon et de l'étain ont été utilisés dans les collisions.

Pour le travail effectué pendant cette thèse, nous nous sommes à nouveau servis du système $^{129}\text{Xe} + (^{\text{nat}})\text{Sn}$ de la première campagne de mesure. Celui-ci à l'avantage de constituer un jeu de données de référence par rapport aux autres campagnes. Pour les énergies communes, il permet, entre autre, de caler les campagnes entre elles, et notamment de vérifier la qualité du dépouillement, mais également la cohérence expérimentale.

Lors de la cinquième campagne de 2001 au GANIL, les isotopes utilisés ont permis d'étudier l'influence de l'isospin sur la production de fragments et particules légères lors de collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi. Plus précisément, cette cinquième campagne a permis d'étudier la diffusion d'isospin suivant les axes parallèle et perpendiculaire à la vitesse du faisceau en fonction d'un paramètre d'impact et du mécanisme de

réaction observé.

Pour cela, des faisceaux de Xe avec des isotopes différents ont été utilisés :

- ^{124}Xe ($\frac{N}{Z} = 1, 29$) et ^{136}Xe ($\frac{N}{Z} = 1, 52$)

De même, deux cibles d'étain différents en isospin ont servi :

- ^{112}Sn ($\frac{N}{Z} = 1, 24$) et ^{124}Sn ($\frac{N}{Z} = 1, 48$)

Il existe alors quatre couples projectile-cible potentiels répartis en deux groupes par :

- la conservation du nombre de nucléons, avec le même isospin total :

$^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ (projectile enrichi en protons et cible enrichie en neutrons)

$^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ (projectile enrichi en neutrons et cible enrichie en protons), avec $\frac{N}{Z} = 1, 38$

- et les valeurs extrêmes en isospin :

$^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ (système riche en protons)

$^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ (système riche en neutrons)

Ces systèmes seront utilisés principalement à 32 MeV/u, afin de comparer mon travail avec des études antérieures [18].

Pour réaliser notre étude, nous avons besoin d'avoir un système le plus symétrique possible pour pouvoir utiliser notre caractérisation expérimentale du processus d'évaporation du Quasi-Projectile pour déterminer expérimentalement la partie de la composante évaporative de la Quasi-Cible, effectivement détectée. Le système le plus symétrique pouvant exister à l'heure actuelle est le système $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ de la sixième campagne de mesure d'INDRA. Etant en cours de dépouillement, il ne fera malheureusement pas l'objet d'étude dans cette thèse.

Voici un tableau récapitulatif concernant les différentes campagnes, regroupant les différents systèmes qui seront utilisés dans cette thèse, en fonction de leurs énergies.

campagne	Système	Energie incidente (MeV/u)
1	$^{40}\text{Ar} + ^{36}\text{KCl}$	32, 40, 52, 74
1	$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$	32, 39, 50
2	$^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$	32, 40, 52, 64, 74, 82, 90
4	$^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	80
4	$^{129}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$	100
5	$^{124,136}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$	32

Chapitre 2

Les générateurs d'événements HIPSE et ELIE

Pour la suite de l'étude faite dans ce document, des modèles de collisions sont indispensables pour valider nos méthodes de mesures. Nous avons choisi d'utiliser des modèles phénoménologiques : HIPSE (Heavy Ion Phase Space Exploration) [4], et ELIE [20]. Nous allons voir pourquoi par la suite.

Ces générateurs d'événements vont avoir essentiellement deux rôles. D'une part, être une aide pour essayer de comprendre et d'appréhender les différents processus ayant lieu lors des collisions d'ions lourds aux alentours de l'énergie de Fermi, et d'autre part, ils vont nous permettre d'étudier la réponse expérimentale des détecteurs.

Simuler la physique des collisions nucléaires autour de l'énergie de Fermi est une tâche extrêmement difficile. Il faut, pour cela, une description complète du début de la collision, jusqu'aux derniers instants de la réaction. Son évolution temporelle est souvent découpée en deux grandes étapes dans les modèles : la phase de formation des fragments et de détermination de la partition en masse et en charge du système, puis la phase de désexcitation. Chacune de ces étapes va être reprise et détaillée dans la description des deux modèles choisis. Mais voyons dans un premier temps, la problématique plus générale des modèles de la physique de collisions d'ions lourds.

2.1 Les modèles microscopiques "classiques" de collisions d'ions lourds

Nous allons d'abord rappeler rapidement quels sont les modèles théoriques développés depuis 40 ans pour décrire la physique des collisions d'ions lourds. Le problème posé est extrêmement complexe puisqu'il s'agit essentiellement d'un problème de dynamique à N corps quantiques, les interactions étant nucléaire et coulombienne. Pour essayer de le résoudre et le simplifier, il est souvent réduit à un problème à N fermions indépendants évoluant dans le champ d'interaction moyen créé par ces N fermions eux-mêmes. Cette approche "champ moyen", dite TDHF (Time Dependent Hartree-Fock) [21], plus adap-

tée aux basses énergies, n'est pas suffisante pour le domaine des énergies autour de celle de Fermi. La dynamique des réactions n'est plus exclusivement dominée par le champ moyen. Il faut introduire l'effet des interactions résiduelles, liées principalement aux interactions à deux corps, type nucléon-nucléon dans le milieu. Les valeurs des impulsions des nucléons à ces énergies, permettent de simplifier le problème en faisant des approximations de type semi-classique. Ceci offre alors la possibilité de traiter cette physique à l'aide d'équations cinétiques, type Boltzmann. La nature fermionique des nucléons nécessite cependant une prise en compte minimale de la statistique et le terme de collisions de Boltzmann peut ainsi être modifié de façon ad-hoc en suivant la prescription originale de Nordheim, Uehling et Uhlenbeck [22]. Depuis une trentaine d'années, le modèle BUU ("Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck") [23], [24], [25] en est l'un des principaux exemples. Pour reproduire les fluctuations observées pour certaines grandeurs physiques, BUU peut être agrémenté d'une composante stochastique, un terme de Langevin, [27], [28], dans l'esprit du modèle du mouvement Brownien [26].

Pour essayer de conserver les corrélations à N-corps, perdues par l'approche "champ moyen", une seconde approche, héritée de la physique moléculaire, a été envisagée : c'est les modèles de type dynamique moléculaire (QMD [29], [30], AMD [31], [32] et FMD [33]). Le premier modèle, mis en place par Pandharipande [34] dans la deuxième moitié des années 80, a été un modèle de dynamique purement classique à N corps. Le potentiel nucléaire à deux corps était reproduit par un potentiel de type Lennard-Jones [35], [36]. Le défaut évident d'un tel modèle en physique nucléaire tient au traitement complètement classique des nucléons. Pour tenir compte de leur caractère fermionique et donc du principe d'exclusion de Pauli [37], il a été introduit un potentiel répulsif dans l'espace de phase. Mais ces calculs présentaient deux défauts principaux : les états fondamentaux sont cristallins et l'application du principe de Pauli se fait deux à deux et pas de manière globale sur l'ensemble du noyau. Pour améliorer cela, un modèle de dynamique moléculaire "quantique" (ou QMD pour Quantum Molecular Dynamics) a été ensuite développé pour fournir une description réaliste des collisions d'ions lourds en tenant compte d'effets quantiques. Deux différences majeures le distinguent des méthodes de dynamique moléculaire standards : les particules classiques sont maintenant des "paquets d'ondes" classiques, gaussiens et certaines propriétés de la diffusion quantique par des interactions résiduelles sont censées être rétablies par une composante stochastique type BUU [22].

Au début des années 90, devant les difficultés rencontrées pour prendre en compte de manière satisfaisante le principe de Pauli dans les méthodes de dynamique moléculaire classique, il a été développé des modèles de dynamiques moléculaires fermioniques (FMD pour Fermionic Molecular Dynamics [33] et AMD pour Antisymmetrized Molecular Dynamics [31], [32]). Il a été essayé de tenir compte dans ces modèles du principe de Pauli de manière globale, en représentant le ket à N corps du système par un déterminant de Slater de kets à un corps particulier, à savoir des paquets d'onde gaussiens. Chaque nucléon est alors représenté par une fonction d'onde gaussienne. Les spins sont également pris en compte. L'équation du mouvement, quant à elle, est obtenue à l'aide du même principe variationnel que dans le cas TDHF [21]. Ce principe variationnel conduit à des équations du mouvement pour les paramètres $\langle r_i \rangle$, $\langle p_i \rangle$, σ_i décrivant chaque gaussienne, qui

sont les seules variables dynamiques du modèle.

Malgré une quarantaine d'années d'efforts théoriques, ces modèles restent encore très loin d'être capables de rendre compte de la diversité des processus physiques observés lors des collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi. Pour la plupart, ils ne peuvent être utilisés que pour modéliser uniquement le début de la collision. Ils ne permettent pas toujours d'obtenir des entités effectivement thermalisées à la fin de cette phase. Il est ensuite nécessaire d'utiliser des procédures de "clustérisations" pour obtenir des noyaux à partir des fonctions de densité semi-classiques à un corps ou des fonctions d'onde gaussiennes. Il faut alors faire un bilan en énergie et utiliser un modèle permettant d'assurer la désexcitation des noyaux chauds ainsi formés. Il est donc clairement impossible de traiter l'ensemble de la réaction avec un modèle unique. Il peut donc y avoir des problèmes de cohérence entre ces différentes étapes de la réaction. La complexité intrinsèque de certains de ces modèles ne facilitent pas la compréhension des phénomènes observés expérimentalement.

Quels que soient ces modèles, à un degré plus ou moins important, ils présentent tous la caractéristique d'être aussi complexe à mettre en place d'un point de vue numérique. Les temps de calculs peuvent être extrêmement importants pour avoir un nombre d'événements par paramètre d'impact suffisamment grand pour être statistiquement comparable aux données.

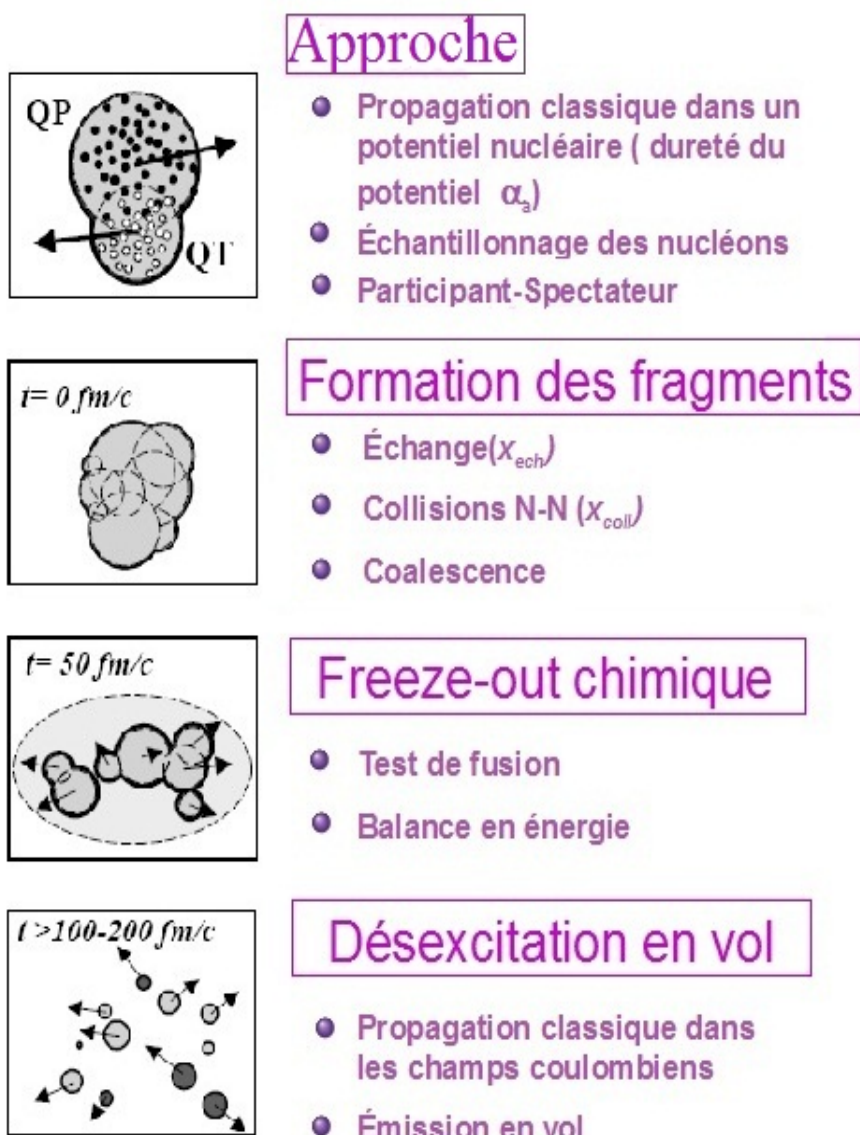
Avec l'arrivée de nouveaux multidétecteurs 4π beaucoup plus efficaces, il est apparu nécessaire de disposer de modèles permettant de générer relativement rapidement un très grand nombre d'événements. Il devait aussi être possible de passer les événements ainsi produits par un filtre informatique reproduisant l'acceptance expérimentale du dispositif expérimental utilisé. Cela a engendré la création de modèles basés sur un certain nombre d'hypothèses, qui permettent de rendre compte de la physique mais de manière simplifiée par rapport aux modèles microscopiques standards de collisions nucléaires. HIPSE et ELIE font partie de ces nouveaux modèles. Nous allons les présenter maintenant.

2.2 Le modèle HIPSE

Le générateur d'événements HIPSE, développé par Denis Lacroix et Dominique Durand, permet de modéliser la plupart des phénomènes physiques observés lors des collisions nucléaires autour des énergies de Fermi [4], [38]. Il simule des événements pour des réactions à des énergies incidentes proches de la barrière de fusion (5 - 10 MeV/u) jusqu'aux plus hautes énergies (100 MeV/u) et permet l'exploration de l'espace des phases occupé durant la collision.

La réaction est globalement basée sur un modèle géométrique de collisions de type participant-spectateur en se plaçant dans le cadre de l'approximation soudaine.

Le développement du générateur d'événements HIPSE a été influencé par les observations expérimentales. Grâce à cela, le déroulement de la réaction a été séparé temporellement en quatre étapes distinctes. La figure [2.1] représente ces différentes étapes de construction.



Approche

- Propagation classique dans un potentiel nucléaire (dureté du potentiel α_s)
- Échantillonnage des nucléons
- Participant-Spectateur

Formation des fragments

- Échange(x_{ech})
- Collisions N-N (x_{coll})
- Coalescence

Freeze-out chimique

- Test de fusion
- Balance en énergie

Désexcitation en vol

- Propagation classique dans les champs coulombiens
- Émission en vol

FIGURE 2.1 – Illustration des différentes étapes temporelles au cours de la génération d'événements par HIPSE. De haut en bas : la phase d'approche, la formation des fragments, le "freeze-out" chimique, la désexcitation en vol.

2.2.1 Phase d'approche

La phase d'approche de la collision constitue la première étape du scénario de la collision (voir le premier icône de la figure [2.1]). Pour un paramètre d'impact donné, cette étape est régie par une équation classique du mouvement, dans un potentiel d'interaction mutuel entre les deux partenaires de la collision. L'évolution associée est définie par l'Hamiltonien :

$$E_0 = \frac{p^2}{2\mu} + V_{ACAP}(r) \quad (2.1)$$

où $E_0 = [\frac{A_C}{(A_C+A_P)}]E_B$ est l'énergie disponible dans le centre de masse, avec E_B l'énergie du faisceau. $\mu = \frac{m_C m_P}{M}$ est la masse réduite, avec respectivement les masses des cible et projectile, et M la somme des masses du projectile et de la cible. Le potentiel d'interaction, entre le projectile et la cible, est noté $V_{ACAP}(r = |r_C - r_P|)$, avec r la distance entre le centre des deux noyaux.

Le concept de potentiel nucléaire est défini lorsque les deux noyaux sont bien séparés. A cet instant, et dans le cadre de l'approximation soudaine, les deux noyaux interagissant sont décrits par une collection de nucléons.

En pratique, c'est le potentiel de proximité qui est utilisé, et qui est de la forme suivante :

$$V_{ACAP}(r) = e^2 \frac{Z_C Z_P}{r} + 4\pi \frac{R_C R_P}{R_C + R_P} \Phi(r - R_C - R_P) \quad (2.2)$$

avec R_C et R_P respectivement les rayons de la cible et du projectile, Z_C et Z_P leurs charges associées. La seconde partie du potentiel correspond à l'attraction nucléaire à courte portée entre les deux noyaux. Elle s'exprime par Φ qui est une fonction universelle exponentiellement décroissante lorsque r diminue [39].

Ce potentiel dépend de la réorganisation interne des degrés de liberté durant cette phase d'approche. Si l'énergie du faisceau augmente, les degrés de liberté internes ont moins de temps pour se réorganiser. Pour tenir compte de cela, un paramètre α_a est introduit. Il définit la dureté du potentiel. Il est fixé par comparaison avec les données expérimentales pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{120}\text{Sn}$. Sa valeur $\alpha_a = 1$ correspond à une non réorganisation des degrés de liberté internes, et impose un potentiel dur. Par contre, si sa valeur est négative, il y a réorganisation instantanée permettant la formation du noyau composé.

Cette phase d'approche, ou de contact, se termine, lorsque les deux partenaires de la réaction, sont en recouvrement maximal. La réaction se poursuit alors avec la phase de formation des fragments.

2.2.2 Phase de formation des fragments

La phase de formation des clusters et fragments lourds, est aussi appelée création de la partition en masse de la réaction. Il s'agit du réarrangement de trois groupes de nucléons : celui du Quasi-Projectile (QP), de la Quasi-Cible (QC) et de la zone de recouvrement. Ces trois groupes sont définis suivant un critère géométrique, comme le montre le second icône de la figure [2.1].

En effet, à la distance d'approche minimale, les deux partenaires de la réaction sont plus ou moins en recouvrement, de par leur paramètre d'impact et la valeur du paramètre α_a .

Tous les nucléons, qui ne se trouvent pas dans la zone de recouvrement, constituent ce que l'on appelle le Quasi-Projectile (QP), pour ceux provenant du projectile, et la Quasi-Cible (QC) pour ceux provenant de la cible. Leurs propriétés sont liées aux caractéristiques dynamiques des nucléons, qui leur sont associées. Dans le repère de leur noyau originel, ceux-ci ont une impulsion initiale déterminée à partir de la distribution de Thomas-Fermi associée à ce noyau.

Les nucléons appartenant à l'intersection de deux sphères sont les nucléons de la région participante dite aussi de recouvrement. Leur impulsion est obtenue suivant le même principe que celle des nucléons du Quasi-Projectile ou de la Quasi-Cible. On est clairement dans le cadre d'un modèle type "participant-spectateur".

Il peut y avoir entre la zone de recouvrement et la Quasi-Cible ou le Quasi-Projectile un échange d'une fraction des particules. Dans HIPSE, cela est introduit à l'aide du paramètre x_{tr} , permettant le transfert d'une fraction des nucléons de la zone de recouvrement, venant initialement de la cible vers le Quasi-Projectile, et inversement. Comme le nombre de nucléons transférés décroît avec l'énergie du faisceau, x_{tr} doit être dépendant de l'énergie. Ce processus induit une réduction des vitesses relatives entre les deux partenaires de la réaction.

Dans la zone de recouvrement, les nucléons présents après les échanges, vont soit appartenir à des particules de pré-équilibre issues des collisions nucléon-nucléon, soit former des fragments ou particules de mi-rapidité. Pour déterminer les particules de pré-équilibre, il est introduit dans HIPSE un pourcentage x_{coll} qui, multiplié par le nombre de nucléons disponibles dans la zone participante A_{over} , permettra de connaître le nombre de collisions nucléon-nucléon N_{coll} donnant lieu à du pré-équilibre, comme indiqué par la formule suivante (2.3).

$$N_{coll} = x_{coll} \times A_{over} \quad (2.3)$$

De telles collisions ont tendance à thermaliser le système et peuvent finalement mener à la formation d'un état nucléaire composé. Nous nous attendons à ce que les collisions distordent plus ou moins la distribution initiale de Fermi des nucléons, et modifient les propriétés des particules émises.

Pour les nucléons de la zone participante n'ayant pas subi de collision, un algorithme de coalescence est introduit. Il permet de produire les fragments et les particules légères. Les nucléons se trouvant géométriquement présents dans la zone de recouvrement et n'ayant participé ni à la phase initiale d'échange ni aux collisions se trouvent dans une région de haute densité. Différentes méthodes de clusterisation ont été testées et il s'est avéré qu'un

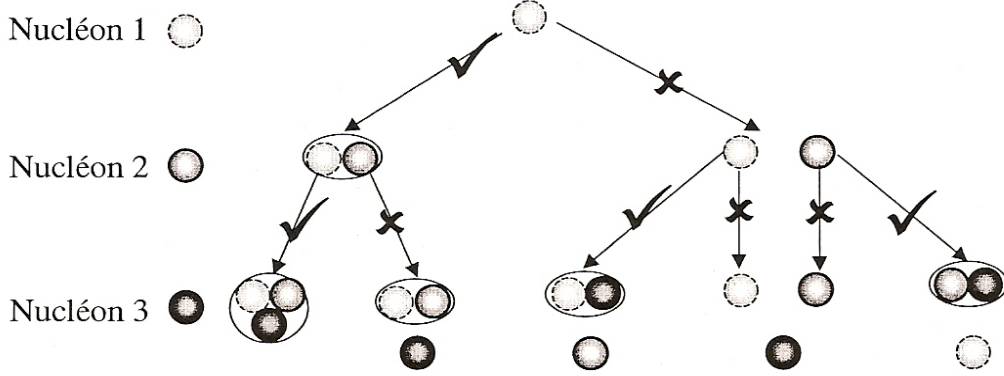


FIGURE 2.2 – Algorithme de coalescence

algorithme de type coalescence était préférable.

Ce processus de coalescence fait intervenir tous les nucléons, jusqu'à ce qu'il n'y en ait plus. Effectivement, le premier nucléon est choisi aléatoirement, et va servir de premier point de coalescence. Puis, pour le second nucléon, les critères de lien sont testés, c'est-à-dire que l'on teste sa disposition à s'agréger au seul point de coalescence disponible. D'un point de vue physique, les critères permettant l'agrégation d'un nucléon par un noyau ne sont pas réellement connus. Cependant, l'interaction nucléaire n'étant attractive qu'à courte portée, il est raisonnable d'utiliser un critère de proximité. Les règles de coalescence choisies correspondent aux deux critères suivants. Il y a tout d'abord le critère d'existence. Il stipule que le noyau formé par absorption de nucléons doit figurer dans une table de masse expérimentale utilisée comme entrée du calcul, afin de ne pas explorer une région en N/Z très instable et afin d'obtenir une description fiable. Si ce cas est réalisé, le test est considéré comme positif. Le second critère concerne la position et l'impulsion. Il s'agit d'un critère énergétique simple, qui est positif, à condition que :

$$\frac{p_i^2}{2m} - \frac{V_{cut}}{1 + \exp\left(\frac{r_i - d_f}{a}\right)} < 0 \quad (2.4)$$

où $d_f = R_f + r_{cut}$ avec R_f le rayon du fragment d'intérêt. Les variables r_i , p_i et m sont respectivement la position, l'impulsion et la masse du nucléon, a est un paramètre de diffusivité qui est fixé arbitrairement à 0.6 fm. Les paramètres de r_{cut} et V_{cut} représentent donc des coupures dans l'espace des positions et des impulsions. Leurs valeurs ont été fixées à 2,5 fm et $V_{cut} = \frac{p_{cut}^2}{2m}$ avec $p_{cut} = 500 \text{ MeV}/c$. Notons que les coupures choisies sont relativement larges. On s'attend à un grand nombre de liens possibles.

Si les tests sont réalisés avec succès (représentés par un ✓ sur la figure [2.2]), il y a création d'une particule di-nucléonique soit un cluster de masse 2. Dans le cas contraire, si le test est négatif (représenté par un ✗ sur cette même figure) le nucléon devient un deuxième point de coalescence, et ainsi de suite.... (voir la figure [2.2]).

Une fois ce processus terminé, il y a tout un échantillonnage de fragments. Cette partition, formée de N fragments, possède les caractéristiques sommées, impulsion, charge, masse et moment angulaire des nucléons qui les composent. A ce point, on est à l'instant $t = 0 \text{ fm}/c$.

2.2.3 "freeze-out" chimique

Le "freeze-out" chimique constitue la troisième étape lors de la génération d'un événement par HIPSE (voir le troisième icône de la figure [2.1]). Les fragments, qui viennent d'être produits, peuvent se recouvrir pendant des temps proches des temps de réaction (typiquement de quelques fm/c). Il est alors indispensable de propager la partition avant le freeze-out. Cette période de propagation peut atteindre $50 \text{ fm}/c$. Durant cette période, une importante réorganisation spatiale est effectuée. Celle-ci tend généralement vers une configuration moins compacte. Il peut alors se produire que deux fragments ne peuvent se séparer car leur énergie relative est plus faible que la barrière de fusion. Dans ce cas, les deux noyaux fusionnent.

Après avoir testé toutes les possibles fusions de paires de fragments, l'ensemble est gelé. Cela signifie que la modification de la masse des fragments devient alors impossible.

2.2.4 Etat final et désexcitation en vol

La dernière phase correspond à la désexcitation des différents noyaux chauds formés (voir le quatrième icône de la figure [2.1]).

Après le freeze-out, un bilan énergétique global, dans le repère du centre de masse, est effectué. Ce bilan permet de calculer l'énergie d'excitation totale de la partition (eq. 2.5).

$$E_0 = Q + E_K + E_{pot} + E^* + E_{rot} \quad (2.5)$$

où E_0 est l'énergie disponible dans le centre de masse lors de la réaction, avec E_K la somme des énergies cinétiques des fragments dans le centre de masse ; E_{pot} l'énergie potentielle totale du système ; E^* l'énergie d'excitation totale ; E_{rot} la somme des énergies de rotation des fragments, estimée ici en considérant ceux-ci comme des sphères rigides ; et Q la balance en énergie de masse entre la phase d'entrée et la partition considérée.

Connaissant tous les ingrédients de l'équation (2.5), il est alors possible de déterminer l'énergie d'excitation totale E^* associée à la partition. Notons que si la quantité de l'énergie d'excitation est négative, la partition est rejetée, puisqu'elle correspond à un espace des phases non accessible selon l'énergie initiale disponible. Cette énergie d'excitation, ainsi obtenue, doit alors être partagée entre tous les fragments. En raison de la nature discrète des états excités des noyaux légers, au moins à basse énergie d'excitation, nous allons considérer séparément les cas des noyaux légers, des noyaux plus lourds.

Il existe donc deux manières de partager l'énergie d'excitation totale, selon qu'il s'agisse de fragments légers ou lourds. La première manière fait intervenir les fragments légers, c'est-à-dire les $Z \leq 6$. Au vu de la nature discrète de leurs niveaux d'énergie les plus bas, si E^*

est proche d'un état discret tabulé expérimentalement, l'énergie d'excitation du fragment est mise à la valeur de l'état discret. Autre manière de faire, on procède au calcul suivant :

$$E_f^* = E^* \frac{A_f}{A_{tot}} \quad (2.6)$$

où E_f^* est l'énergie d'excitation du fragment, et A_f la masse du fragment considéré.

Une fois celui-ci terminé pour l'ensemble des fragments légers, nous calculons l'énergie d'excitation totale restante, notée E_H^* .

Pour les fragments les plus lourds, deux méthodes sont possibles. La première est basée sur le fait que le E^* traduit le désordre interne des nucléons. Il est alors possible de calculer l'énergie cinétique interne, pour chaque fragment. La seconde méthode implique une répartition au prorata de la masse du fragment. Il a cependant été montré dans la référence [39], que les deux méthodes présentaient de fortes corrélations, et donc que la première méthode n'imposant aucune hypothèse a été préférée. Ce résultat est important, car une énergie d'excitation proportionnelle à la masse signifie une température unique de chaque fragment de la partition, par la formule $E_f^* = aT^2$ avec $a = \frac{A}{10}$, le paramètre de densité de niveau.

Donc, pour les fragments les plus lourds, l'énergie d'excitation est calculée à partir de l'équation :

$$E^* = x_f \times E_H^* \quad (2.7)$$

où x_f est la quantité égale à $x_f = \frac{E_{int}^f/A_f}{\sum_f E_{int}^f/A_f}$; avec E_{int}^f l'énergie cinétique interne des fragments définie comme :

$$E_{int}^f = \sum_{i \in f} \frac{m(\vec{v}_i - \vec{P}_f/A_f)^2}{2} = \sum_{i \in f} \frac{1}{2} m(\vec{v}_i - \vec{v}_f)^2 \quad (2.8)$$

avec \vec{P}_f les impulsions de chaque fragment calculées à partir des propriétés des nucléons.

La phase de décroissance est ensuite réalisée à l'aide de l'"after-burner" du générateur SIMON [38], qui simule la désexcitation séquentielle d'un noyau chaud. Il est également utilisé dans le cas du modèle ELIE et sera décrit ultérieurement dans ce chapitre. Dans cette partie, le modèle HIPSE a été décrit selon les différentes étapes du déroulement de la réaction. Cependant, la physique de ce modèle a été revisitée, en particulier la partie dédiée à la formation des noyaux. Ceci a mené à la réalisation d'un nouveau générateur d'événements baptisé ELIE.

2.3 Le modèle ELIE

Suivant le même principe de base qu' HIPSE sur le déroulement d'une collision, mais avec quelques hypothèses différentes, un autre modèle a été étudié et utilisé : ELIE. Il

s'agit d'un générateur alternatif d'événements [5], développé par Dominique Durand au LPC Caen, utilisé aussi dans le cadre de l'étude des collisions d'ions lourds, dans le domaine des énergies de Fermi.

ELIE est un modèle phénoménologique permettant, tout comme HIPSE, une description complète mais simplifiée de l'ensemble de la réaction. Effectivement, deux étapes sont indispensables pour décrire le scénario des collisions nucléaires : la phase de formation des fragments, des particules à mi-rapacité, du Quasi-Projectile et de la Quasi-Cible puis celle de la décroissance des Quasi-Projectile et Quasi-Cible, à l'aide d'un modèle d'évaporation des fragments. Ces étapes vont être explicitées par la suite.

2.3.1 Phase de formation des fragments

La première phase, dite phase de formation des fragments, constitue la première étape du scénario de la collision dans le cadre du modèle ELIE, comme le montre la figure [2.3]. Elle va nous permettre d'expliquer d'une part la géométrie de la collision pour les différents paramètres d'impact, puis d'autre part comment sont construits les fragments produits lors de la collision, tout en indiquant les différences avec HIPSE. Nous verrons également comment sont déterminées les vitesses et énergies internes des fragments formés.

Cette première étape a donc un rôle fondamental dans le déroulement de la réaction nucléaire. Effectivement, des ingrédients et conditions initiales du modèle vont avoir un rôle prépondérant [20].

Le projectile et la cible, dans l'espace des impulsions, sont considérés comme des sphères de Fermi. Celles-ci sont modifiées par les collisions nucléon-nucléon, traitées classiquement.

Effectivement, le rôle principal de cette étape est de traiter la question du transfert de moment linéaire (ou impulsion). Dans cette approche, le moment linéaire transféré vers la cible dépend d'une part de la géométrie de la collision (par le paramètre d'impact) et d'autre part du libre parcours moyen, noté λ , utilisé dans la cascade, permettant de connaître la distance moyenne que parcourt un nucléon entre deux collisions.

Ce libre parcours moyen, noté λ , étant un paramètre libre du modèle, plusieurs valeurs ont été testées, afin d'obtenir des résultats comparables avec les données d'INDRA, pour l'ensemble des systèmes étudiés.

En ce qui concerne la géométrie de la collision, les nombres de masse du Quasi-Projectile, de la Quasi-Cible et des participants sont obtenus en considérant le recouvrement géométrique des noyaux, pour chaque paramètre d'impact, en accord avec l'image de participant-spectateur de haute énergie, comme dans le cas de HIPSE. On introduit pour cela le facteur de participant-spectateur, noté par la suite " $factor_{ps}$ ", permettant de déterminer une largeur de zone "effective" de recouvrement entre les noyaux présents lors de la collision, pouvant varier de 0 à 1. Différentes valeurs ont été testées afin d'ajuster au mieux les résultats obtenus avec les résultats expérimentaux d'INDRA. Des explications complémentaires peuvent se retrouver au paragraphe suivant.

Si l'on étudie les collisions, où il y a un recouvrement total, c'est-à-dire pour les colli-

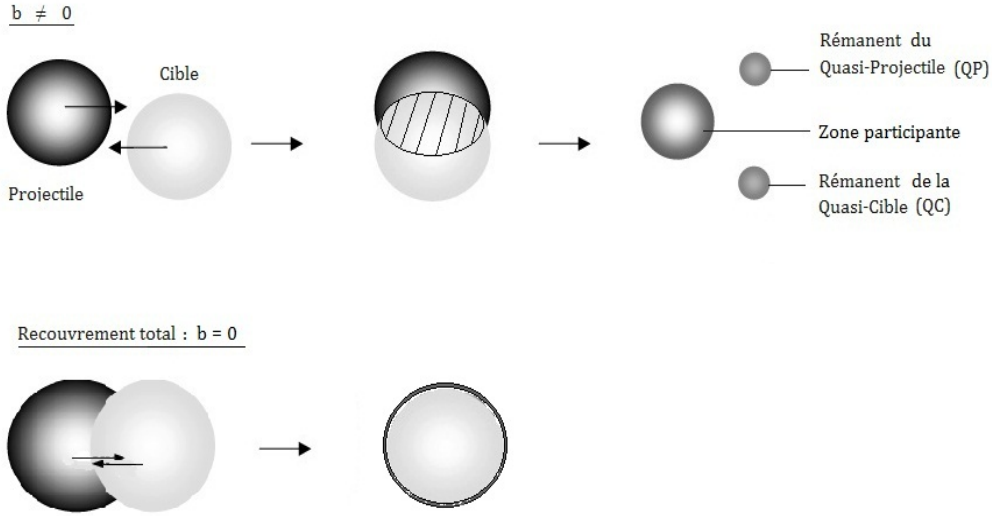


FIGURE 2.3 – Schéma représentant le processus d'une collision dans l'espace des positions, selon le modèle ELIE. La partie du haut montre le projectile et la cible entrant en collision, suivant un certain paramètre d'impact b . Celle du bas, une collision en recouvrement total.

sions centrales (à paramètre d'impact nul), tous les nucléons, venant du projectile et de la cible, se trouvent dans la zone participante. Il n'y a alors plus de rémanents du QP et de la QC. Par contre, on considère qu'il y a une phase de production "aléatoire" de fragments de masse intermédiaires (FMI) et de particules légères (PLC) dans l'espace des phases, appelées "clusterisation". Une fois cette clusterisation obtenue dans l'espace des phases, on effectue la détermination de la partition des événements.

Le choix d'une partition implique le fait que les fragments ($A \geq 4$) sont produits à la température T , si l'énergie cinétique totale, calculée dans le centre de masse des fragments, des A nucléons choisis aléatoirement dans la distribution des moments, remplit la condition suivante :

$$E^* = \sum_{A \text{ nucléons}} E_{kinCM} \leq E_{lim} = \frac{3}{5} E_{Fermi} + aT^2 \quad (2.9)$$

où $a = A/10$ est le paramètre de densité de niveau, et T est la température interne des fragments. Il s'agit d'un paramètre libre du modèle, déterminé par comparaison avec les données expérimentales obtenues avec INDRA.

Si l'énergie d'excitation E^* est plus grande qu'une certaine valeur maximale E_{lim} , associée à une température maximale T_{max} , le fragment est rejeté et un nouveau tri est réalisé.

La valeur $T_{max} = 5,5 \text{ MeV}$ permet de reproduire les données expérimentales, avec un paramètre de densité de niveau égal à $a = A/10$. Cela implique une énergie d'excitation

maximale $E_{lim} = 3MeV/u$ [43]. On impose donc une température limite, en montrant par comparaison avec les données que celle-ci est indépendante du système, en terme de masse, d'énergie incidente ou bien encore de paramètre d'impact. Cette valeur choisie pour T_{max} sera expliquée au paragraphe suivant. C'est la différence majeure entre les deux modèles étudiés. Pour ELIE, l'introduction d'une température limite, restreint l'énergie d'excitation aux alentours de $3MeV/u$, alors que pour HIPSE, l'énergie d'excitation peut atteindre des valeurs plus importantes.

Le principe de cette partition implique également le fait que les fragments primaires ne peuvent pas être produits avec des temps de vie plus courts que les temps de réaction (de l'ordre de 50 à 100 fm/c).

Ces explications, pour les collisions centrales, peuvent être étendues au cas des collisions non centrales, dans lesquelles le rapport isotopique $\frac{N}{Z}$ du Quasi-Projectile (et respectivement de la Quasi-Cible), doit être en accord avec le $\frac{N}{Z}$ du projectile (et respectivement de la cible). Les partitions sont compatibles avec un processus de clusterisation aléatoire avec une contrainte basée sur des considérations énergétiques dans l'espace des phases, équivalent aux collisions centrales.

$$\left(\frac{N}{Z}\right)_{QP, QC} = \left(\frac{N}{Z}\right)_{projectile, cible} \quad (2.10)$$

et

$$\left(\frac{N}{Z}\right)_{participants} = \left(\frac{N}{Z}\right)_{systeme-compose} \quad (2.11)$$

En outre, concernant le recouvrement des deux partenaires de la réaction, quelques particules peuvent s'échapper de la cible après une ou deux collisions nucléon-nucléon. Cet effet est de plus en plus important lorsque l'énergie incidente augmente. En effet, à plus haute énergie, la vitesse relative entre les nucléons de la cible et du projectile peut être si grande que le champ moyen n'est pas assez fort pour inciter la fusion.

Dans ce cas, les particules sont appelées particules de pré-équilibre. Afin d'estimer le nombre et les caractéristiques des particules de pré-équilibre, une cascade de chaque nucléon de la zone de recouvrement est prévue. Pour chaque collision, les nucléons perdent une partie de leur énergie et peuvent finalement être piégés si leur énergie cinétique est trop faible pour surmonter le potentiel de la cible. La partition, ainsi formée, est propagée dans l'espace-temps, lorsque tous les fragments et toutes les particules sont bien séparés dans l'espace. Un bilan énergétique de cette partition est alors réalisé.

$$E_{partition} = E_{kin} + Q_{value} + E_{thermal} + E_{rot} + E_{coul} \quad (2.12)$$

L'énergie de la partition $E_{partition}$ implique E_{kin} , la somme des énergies cinétiques des particules et fragments; Q_{value} , la balance en énergie de masse entre la phase d'entrée et

la partition considérée; $E_{thermal}$, la somme des énergies thermiques; E_{rot} , la somme des énergies de rotation; E_{coul} , l'énergie coulombienne.

Cette équation, traduisant le bilan en énergie de la partition (eq. 2.12), doit être égale à l'énergie totale disponible dans le centre de masse.

$$E_{partition} = E_{CM} \quad (2.13)$$

La conservation de cette énergie est toutefois obtenue par itération par une modification de l'énergie cinétique totale en échangeant des nucléons entre les fragments.

Cette première phase a donc permis de voir comment les fragments sont formés dans le cas du modèle ELIE. Elle a également permis de comprendre quelles étaient les différences avec l'approche de HIPSE, où l'application d'un algorithme d'agrégation, basé sur des coupures dans l'espace des moments, permet la formation des fragments et la constitution de la partition.

2.3.2 Phase de décroissance

Il nous faut à présent considérer la décroissance de la partition ainsi formée.

Le processus de désexcitation, des espèces excitées formées, est réalisé à l'aide d'un code d'évaporation standard : l'"after-burner" de SIMON [38] [5], utilisé de la même manière pour ELIE que pour le générateur d'événements HIPSE. Il s'agit d'un traitement statistique, utilisé pour refroidir et donc permettre la désexcitation du noyau chaud et fragments primaires par évaporation séquentielle, et propager les particules dans l'espace des vitesses. Cette propagation des particules évaporées est suivie jusqu'à $25000 \text{ fm}/c$.

Ce code utilise la théorie de Weisskopf [40], pour simuler l'évaporation d'une particule. Il s'agit d'une description statistique de la désexcitation des noyaux. Cette théorie se place dans le cadre microcanonique où tous les états accessibles sont peuplés d'une façon équiprobable. La probabilité de transition de deux états ne dépend que de la densité de niveaux des deux états concernés. Ce formalisme permet la description de l'émission d'une particule émise dans son état fondamental.

Pour l'émission de fragments, le formalisme de Weisskopf n'est pas utilisé. Il est préférable de considérer la méthode de l'état transitoire [41] [42]. Effectivement, les fragments peuvent être émis avec une énergie d'excitation non nulle, au quel cas le formalisme précédent ne serait plus justifié. La méthode de l'état transitoire est donc utilisée pour l'émission de particules de tailles plus importantes que celles du carbone 12. Une option de renormalisation a cependant été prise en compte, afin que les largeurs obtenues par Weisskopf soient équivalentes à celles fournies par la théorie de l'état transitoire. Ceci a permis d'assurer une continuité de l'émission entre particules légères et fragments plus lourds. Le paramètre densité de niveau alors utilisé est $A/10$.

Dans la description de ce modèle, faite ci-dessus, on a vu qu'il y avait un certain nombre de paramètres ajustables ou non, liés à la physique et aux hypothèses implicites du modèle.

Il va falloir les faire varier et les ajuster de manière à ce que le modèle colle le plus possible à la réalité.

2.3.3 Ajustement de certains paramètres du modèle

Certains paramètres du modèle ont été ajustés sur des données collectées avec INDRA pour les réactions symétriques ou quasi-symétriques d'intérêt pour notre étude (citées dans le premier chapitre).

Cependant, selon l'énergie étudiée, les paramètres peuvent ou non varier, indépendamment de la taille du système. Tous ces paramètres vont être présentés, et détaillés, en commençant par les paramètres fixes, c'est-à-dire valables quels que soient le système et l'énergie. Le tableau ci-dessous récapitule l'ensemble des valeurs des paramètres fixes du modèle ELIE, utilisés ici.

$T_{max}(MeV)$	5,5
$b_0(fm)$	0,65
σ	0,085

TABLE 2.1 – Tableau récapitulatif regroupant l'ensemble des paramètres fixes pour ELIE.

Un paramètre supplémentaire, considéré comme fixe dans ELIE, peut être étudié. Il s'agit du facteur de spin. Il correspond à une renormalisation du moment angulaire pour chaque paramètre d'impact. Toutefois, pour des raisons de simplification, il n'a pas été pris en compte de moment angulaire dans le calcul, dans notre cas.

Température

T est la température interne des fragments. Il s'agit de l'un des principaux paramètres fixes introduits dans ELIE. Ce paramètre libre, déterminé par comparaison avec les données, est indépendant du système étudié (masse, énergie incidente, paramètre d'impact). Il existe cependant une limite : T_{max} , ou température maximale supportable par les noyaux. Cela vient du fait que les fragments primaires ne peuvent être produits avec un temps de vie plus court que les temps de réaction, de l'ordre de 50 à 100 fm/c , ce qui conduit à une température maximale d'environ 5 à 6 MeV [20] [43].

Ce paramètre marque une différence essentielle entre les deux modèles : HIPSE et ELIE. Effectivement, la distribution en énergie d'excitation des fragments étant limitée dans le cas d'ELIE à 3 MeV/u , avec un paramètre de densité de niveau $a = \frac{A}{10}$, la valeur unique prise pour la température maximale est $T_{max} = 5,5MeV$.

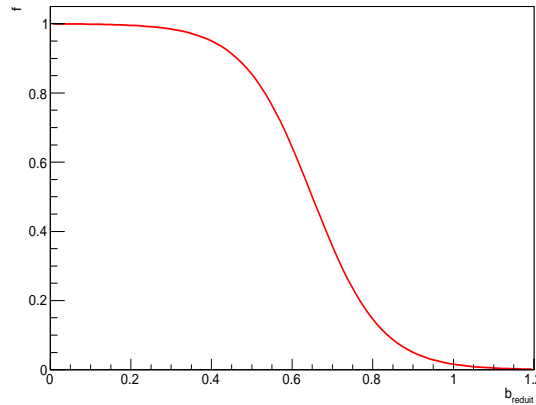


FIGURE 2.4 – Représentation de la paramétrisation de la température en fonction du paramètre d'impact réduit b , pour une valeur de $b_0 = 0,65 fm$, et une valeur de σ est de $0,085$.

b_0 et σ

La notion de température limite n'a toutefois pas de signification pour des paramètres d'impact finis. En effet, pour des raisons de continuité, il est nécessaire d'interpoler l'évolution de la température du Quasi-Projectile et de la Quasi-Cible entre $b = 0$ et $b = 1$. En effet, pour $b = 1$, cette température doit être nulle, car cela correspond à des collisions rasantes, pour lesquelles il n'y a pas d'énergie. Mais, cette fonction permet le calcul de l'énergie d'excitation des fragments. Un choix simple de paramétrisation de la température du QP et de la QC en fonction du paramètre d'impact est proposé sous la forme :

$$f = \frac{1 + \exp -\frac{b_0}{\sigma}}{1 + \exp \frac{b_{reduit} - b_0}{\sigma}} \quad (2.14)$$

Le paramètre d'impact réduit, ainsi introduit, se définit comme suit :

$$b_{reduit} = \frac{b}{r_{proj} + r_{cible}} \quad (2.15)$$

où r_{proj} et r_{cible} sont respectivement le rayon du projectile et celui de la cible, et b le paramètre d'impact compris entre 0 et 1 fm. b_0 et σ sont des paramètres libres qui sont ajustés sur les paramètres expérimentaux. On trouve $b_0 = 0,65 fm$ et $\sigma = 0,085$ (voir figure [2.4]).

Libre parcours moyen

Différentes valeurs ont été testées, afin de déterminer une valeur optimale du libre parcours moyen des nucléons dans les noyaux en interaction. Il est possible de voir, dans le

E (MeV/u)	λ (fm)	$factor_{ps}$
32	2000	0,8
40	1000	0,9
52	20	1
64	15	1
74	12	1
80	10	1
90	7	1
100	10	1

TABLE 2.2 – Tableau récapitulatif des paramètres libres du modèle ELIE : le libre parcours moyen " λ " et le facteur participant-spectateur " $factor_{ps}$ ", pour toutes les énergies étudiées dans notre étude, quel que soit le système.

tableau précédent, que λ décroît lorsque l'énergie incidente, des systèmes étudiés, augmente. Il varie de 2000 fm à 32 MeV/u jusqu'à 7 fm à 90 MeV/u. L'évolution de ce paramètre s'interprète comme la transition d'un mode de dissipation à un corps ($\lambda \rightarrow \infty$) à basse énergie, vers un mode de dissipation à deux corps ($\lambda \rightarrow 0$) à haute énergie.

Facteur de participant-spectateur

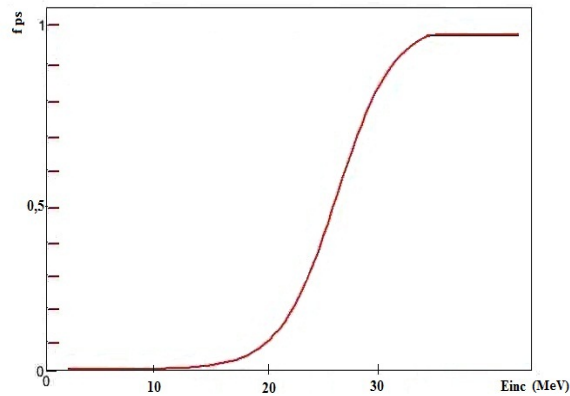


FIGURE 2.5 – Représentation schématique du facteur participant-spectateur en fonction de l'énergie incidente.

ELIE est, tout comme HIPSE, basé sur un modèle participant-spectateur, mais avec un schéma plus simple de la collision, sans potentiels nucléaires d'interaction entre les noyaux. Pour tenir compte d'une façon simple de possibles déviations du modèle participant-spectateur aux énergies de Fermi, un paramètre noté " $factor_{ps}$ " est introduit. Il permet

de faire varier simplement le volume de recouvrement, calculé dans un cadre purement géométrique, selon la formule :

$$V_{participant} = V_{geometrique}(b) \times factor_{ps} \quad (2.16)$$

Au vu des résultats collectés dans le tableau ci-contre, faisant référence aux meilleures valeurs obtenues par comparaison avec les données d'INDRA, $factor_{ps}$ atteint sa valeur maximale (1), pour une énergie de 50 MeV/u (voir figure [2.5]). A basse énergie, $factor_{ps} \rightarrow 0$ correspond donc à un régime de collision binaire, tandis qu'au delà de 50 MeV/u ($factor_{ps} = 1$), nous entrons dans un régime participant-spectateur.

Dans ce chapitre après un rapide rappel des modèles microscopiques "classiques" utilisés dans la physique des collisions d'ions lourds, nous nous sommes concentrés sur des modèles plus simples : HIPSE et ELIE. Ceux-ci permettent par cette simplicité une appréhension plus directe des facteurs physiques principaux, dirigeant l'évolution temporelle des collisions d'ions lourds à ces énergies incidentes. Ils permettent de plus de générer des quantités importantes d'événements, qui ensuite peuvent être filtrés par des logiciels simulant le fonctionnement du dispositif expérimental. Nous avons décrit en détail ces deux générateurs d'événements HIPSE et ELIE, et mis en avant leurs différences. Nous allons voir maintenant, dans le chapitre suivant, leurs capacités à rendre compte de la réalité.

Les comparaisons entre les données expérimentales obtenues avec INDRA, et les données simulées, qui vont être présentées, montrent le rôle clé joué par les conditions initiales de ces modèles (géométrie, mouvement de Fermi).

Chapitre 3

Validation des modèles et comparaisons avec les données expérimentales

Les événements, simulés par les générateurs décrits au chapitre précédent, vont à présent être comparés aux événements obtenus avec le multidétecteur INDRA au cours des différentes campagnes de mesures. Dans un premier temps, nous allons présenter une comparaison globale des simulations et des données sur l'ensemble de la section efficace détectée ; puis, nous nous concentrerons sur des sélections d'événements plus spécifiques, adaptés à la calorimétrie des Quasi-Projectiles qui sera présentée au chapitre suivant. Nous serons amenés à définir et à utiliser différentes variables physiques de sélection, statiques ou dynamiques, celles-ci devant permettre une comparaison synthétique entre calculs et données. L'ensemble de ces comparaisons doit nous permettre de pouvoir juger de la capacité de ces modèles à rendre compte de la physique de ces réactions et de la pertinence de leur utilisation, pour juger des qualités ou non des différentes calorimétries de noyaux chauds utilisées.

Pour cette étude, les événements générés auront été dans un premier temps filtrés, à l'aide d'un filtre informatique simulant la détection et le fonctionnement du multidétecteur (techniques d'identification incluses, prise en compte et gestion des détections multiples..etc). Il s'agit du filtre classique utilisé par l'ensemble de la collaboration INDRA [11], [48]. Cependant, pour s'assurer de la validité de ce filtre et comprendre son influence sur les résultats compte tenu de sa complexité, nous avons voulu réaliser également des comparaisons avec un autre filtre plus simple : PANFORTE. Le fait de filtrer les événements de deux manières différentes, peut permettre d'appréhender les limites de l'un et l'autre filtre.

3.1 Critères et variables utilisés pour faire les comparaisons quantitatives

Dans le but de valider les modèles, et principalement ELIE, nous souhaitons comparer quantitativement les modèles aux données obtenues avec INDRA.

Pour faire des mesures quantitatives, nous avons besoin premièrement de juger la qualité de détection des produits de chaque réaction nucléaire observée. Nous devons plus particulièrement nous assurer de la qualité de la détection des fragments et particules provenant du Quasi-Projectile. Nous allons donc faire un tri des événements pour ne conserver que les événements que nous pouvons considérer comme suffisamment bien mesurés. Deuxièmement, nous aurons aussi besoin d'avoir une estimation du paramètre d'impact lors d'une collision, pour la comparaison avec les modèles, car il s'agit d'une variable d'entrée importante des calculs. Cette variable doit permettre également d'avoir une indication de la violence de la collision, donc potentiellement de l'énergie emmagasinée dans les noyaux lors de la collision.

Pour chacune de ces sélections, les variables qui vont être présentées dans la suite de ce paragraphe sont de deux types : des variables globales statiques et des variables globales cinématiques.

Pour faire une sélection des collisions détectées en fonction d'un paramètre d'impact expérimental, nous pouvons utiliser une variable globale statique : la multiplicité des particules chargées détectées lors de la collision. Cette variable a notamment servi dans de nombreuses thèses ou articles dont celui de G. Lehaut [18] pour sélectionner par exemple les collisions centrales. Dans notre cas, ce n'est pas la multiplicité que nous utiliserons, mais l'énergie transverse des particules légères chargées de charge inférieure ou égale 2 [49]. L'énergie transverse de ces particules légères, notée Etr_{12} , est une variable globale dynamique. Elle est également corrélée à la violence de la collision. Elle est déterminée à partir de l'expression mathématique suivante :

$$Etr_{12} = \sum_{i=1}^{Mul_{LCP}} T_i \times \sin^2(\theta_i) \quad (3.1)$$

où T_i : l'énergie cinétique dans le laboratoire de la $i^{ème}$ particule légère chargée (PLC) détectée, de charge inférieure ou égale à 2,

Mul_{LCP} : la multiplicité des PLC détectées

θ_i : l'angle colatitude associé à la $i^{ème}$ particule légère chargée détectée dans le repère du laboratoire

L'énergie transverse est généralement utilisée normalisée. Elle est normalisée à l'énergie disponible dans le centre de masse, dans la direction perpendiculaire à l'axe du faisceau, et se calcule par la relation suivante :

$$Etr_{12N} = \frac{Etr_{12}}{E_{CM} \times (\frac{2}{3})} \quad (3.2)$$

où E_{CM} correspond à l'énergie du système en collision disponible dans le centre de masse. Si le système est thermalisé, les trois directions de l'espace sont équivalentes. On a alors une distribution en énergie des nucléons isotrope. L'énergie disponible initialement est alors répartie équitablement dans les trois directions de l'espace d'où le coefficient multiplicatif ($\frac{2}{3}$) pour la composante totale transverse au faisceau.

Un exemple de distribution d'énergie transverse normalisée des particules légères chargées est représenté sur l'histogramme de gauche de la figure [3.1], pour le système Ni+Ni

à $32 \text{ MeV}/u$ et un autre sur l'histogramme de droite pour le même système à $52 \text{ MeV}/u$, étudié lors de la deuxième campagne de mesures d'INDRA.

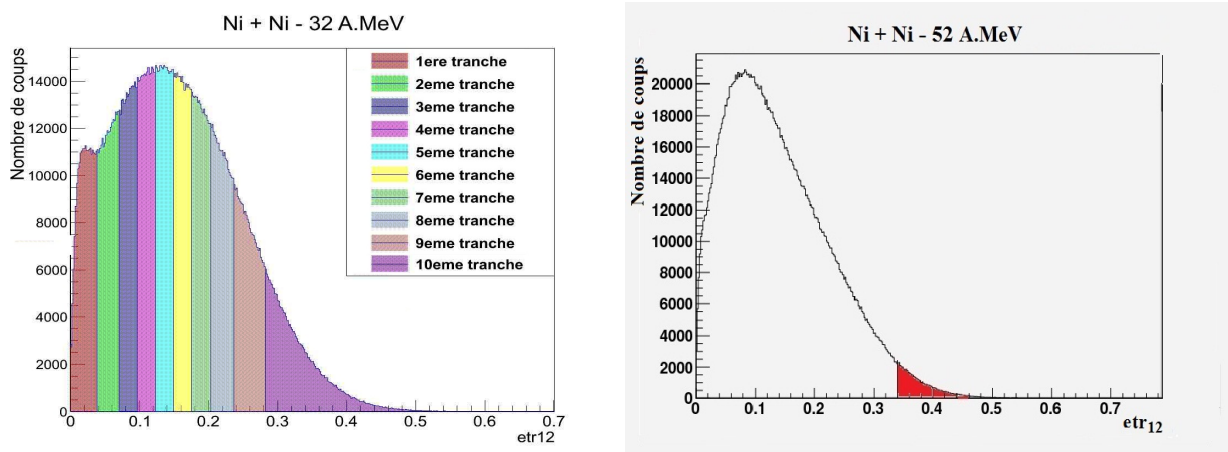


FIGURE 3.1 – Figure de gauche : distribution d'énergie transverse normalisée des particules légères chargées pour le système Ni+Ni à $32 \text{ MeV}/u$, découpée en 10 tranches de section efficace équivalente. Figure de droite : histogramme représentant la distribution en énergie transverse normalisée des particules légères chargées pour le système Ni+Ni à $52 \text{ MeV}/u$. La zone rouge correspond aux 50 derniers millibarns de la réaction, donc aux collisions les plus centrales.

Ces graphes indiquent bien que la dissipation de l'énergie incidente n'est pas complète, comme montré dans la référence [50]. Elle le serait si l'on avait une valeur de l'énergie transverse normalisée proche de 1. La valeur maximale obtenue, est d'environ 0,5 dans le cas de ce système, aux deux énergies incidentes.

Pour étudier les évolutions moyennes de certaines grandeurs physiques en fonction de la violence de la collision, il a également été défini une sélection faite à partir de différentes coupures en énergie transverse normalisée. Cette énergie transverse normalisée a été divisée en dix domaines équivalents du point de vue de la section efficace (voir sur la partie gauche de la figure [3.1]). Ces différentes tranches vont permettre de sélectionner des collisions plus ou moins violentes, donc plus ou moins centrales.

Par l'intérêt particulier habituellement porté aux collisions centrales et par la volonté de comparer nos études à des études précédentes, nous avons aussi choisi de définir plus spécifiquement un lot d'événements comme événements les plus centraux. Pour cela, une coupure en énergie transverse normalisée a été définie pour chaque système et chaque énergie incidente de manière à ne conserver que les événements correspondant aux 50 derniers millibarns de la distribution d'énergie transverse normalisée. Cette section efficace correspond à l'intégrale sous la courbe pour les plus hautes valeurs en énergie transverse normalisée, donc à la surface en rouge sur le graphe de la partie droite de la figure [3.1]. Dans la suite de cette thèse, une collision sera dite centrale, si elle appartient à cette sélection.

Le choix d'une valeur minimale de 50 millibarns est un peu artificiel. Cette valeur est prise afin d'avoir un aperçu des collisions les plus centrales, sans risquer d'inclure des événements périphériques. La valeur d'énergie transverse normalisée, pour laquelle les 50 derniers millibarns sont obtenus, est bien évidemment différente selon le système et l'énergie étudiés, et varie aussi selon que l'on ait à faire aux données ou aux modèles.

L'avantage d'une telle sélection unique, est qu'elle permet une comparaison des différentes collisions centrales, quelle que soit leur origine, avec une même section efficace absolue donc une même représentativité statistique.

Pour pouvoir faire une étude thermodynamique des noyaux chauds formés par une réaction d'ions lourds, il est important de définir un second critère de sélection qui permet de juger de la qualité de la détection des différents noyaux produits au cours de celle-ci. Compte tenu des capacités expérimentales d'INDRA, cela veut dire détecter le maximum de noyaux et caractériser le mieux possible chacun de ces noyaux : déterminer sa charge, éventuellement sa masse, son énergie cinétique et sa direction finale de mouvement dans le repère du laboratoire.

La charge totale détectée lors de la collision est la première variable globale de sélection utilisée. C'est une grandeur, qui est conservée au cours de la réaction. Nous avons choisi la charge plutôt que la masse parce que seule celle-ci est mesurée directement par INDRA. Elle est définie par l'équation suivante :

$$Z_{tot} = \sum_{i=1}^{Mul} Z_i \quad (3.3)$$

où Z_{tot} est la charge totale détectée et Mul est la multiplicité des particules et fragments détectés.

Il s'agit d'une variable globale statique. Elle est généralement utilisée normalisée à la charge totale du système.

$$Z_{totN} = \frac{Z_{tot}}{Z_{proj} + Z_{cible}} \quad (3.4)$$

La variable globale dynamique idéale aurait été l'impulsion totale de l'événement pour s'assurer d'une bonne détection de la dynamique de la collision. Mais, là encore, la non détermination directe des masses et la qualité de la détermination des vecteurs vitesses, nous ont amené à définir une variable de sélection un peu spécifique, qui n'est conservée qu'approximativement. Il s'agit de la pseudo-impulsion parallèle totale détectée. Elle est définie comme étant :

$$ZV_{//tot} = \sum_{i=1}^{Mul} Z_i \times V_{//i} \quad (3.5)$$

où Z_i est la charge des particules, et $V_{//i}$ la vitesse parallèle des particules dans le repère du laboratoire.

Celle-ci se normalise au produit de la charge du projectile par sa vitesse initiale.

$$ZV_{//totN} = \frac{ZV_{//tot}}{Z_{proj} \times V_{proj}} \quad (3.6)$$

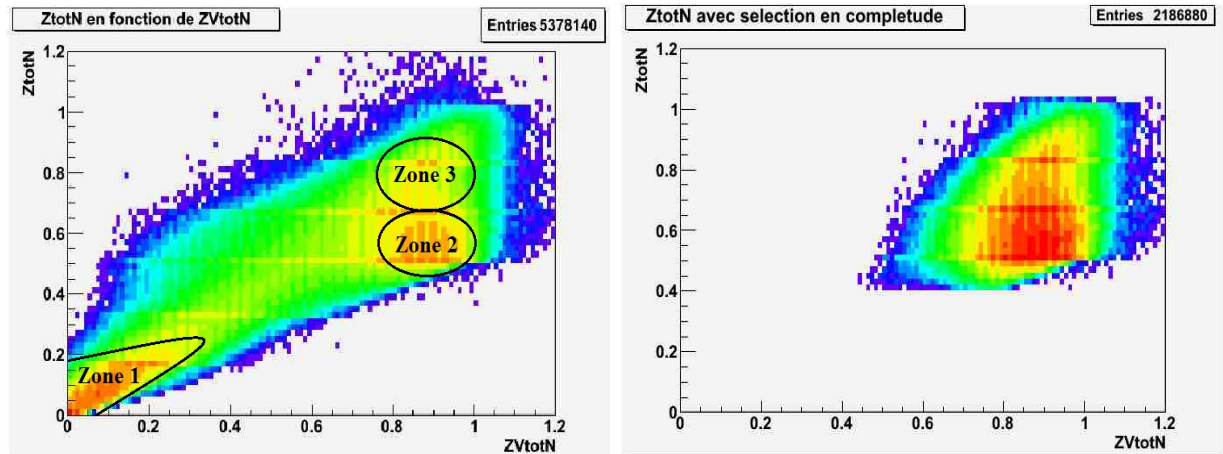


FIGURE 3.2 – Graphes bidimensionnels présentant la charge totale normalisée en fonction de la pseudo-impulsion parallèle totale normalisée pour tous les événements (à gauche) et pour les événements sélectionnés pour notre étude, c'est-à-dire lorsque le Quasi-Projectile est bien mesuré (à droite), pour le système Ni+Ni à 52 MeV/u.

Ces deux grandeurs sont représentées l'une en fonction de l'autre sur la figure [3.2].

Sur cette figure sont présentés des graphes bidimensionnels de la charge totale normalisée (Z_{totN}) en fonction de la pseudo-impulsion parallèle totale normalisée (ZV_{totN}) pour un ensemble d'événements. Cette figure permet de caractériser la détection des particules chargées par INDRA et de déterminer le degré d'exhaustivité de cette détection.

Pour le graphe de gauche, tous les événements détectés par le multidétecteur INDRA sont représentés pour le système $Ni + Ni$ à une énergie incidente de 52 MeV/u. Il est possible de distinguer plusieurs zones sur ce graphe.

La zone 1 correspond à une pseudo-impulsion parallèle totale normalisée et une charge totale normalisée mesurées faibles. Pour celle-ci, seules les particules légères, produites au cours de la collision, sont détectées. Pour ces événements, souvent, le résidu de la Quasi-Cible ne possède pas une vitesse de recul suffisante pour franchir le seuil de détection des Chambres d'ionisation et celui du Quasi-Projectile, focalisé vers l'avant, passe par le trou avant d'INDRA. Le résidu de la cible peut aussi passer à travers le trou.

La zone 2 correspond aux événements binaires pour lesquels seul le résidu du Quasi-Projectile est détecté parmi les résidus, le Quasi-Projectile emportant une bonne partie de l'impulsion parallèle totale. La Quasi-Cible n'est toujours pas détectée.

La zone 3 correspond à une charge totale détectée plus élevée, proche de la charge totale initiale. Pour celle-ci, les événements sont correctement détectés.

Pour faire correctement la calorimétrie spécifique du Quasi-Projectile, nous allons avoir besoin d'une condition supplémentaire, afin d'avoir une bonne qualité de mesure du Quasi-Projectile formé lors de la collision et une statistique suffisante. Pour cela, nous utilisons une nouvelle variable de sélection. Il s'agit de la charge totale détectée à l'avant du centre de masse. Celle-ci est normalisée à la charge du projectile et est définie par la relation

suivante :

$$Z_{tot_{AvN}} = \frac{Z_{tot_{Av}}}{Z_{proj}} \quad (3.7)$$

La proportion d'événements complets à l'avant du centre de masse représente environ un tiers de l'ensemble des événements détectés [18].

Nous appellerons donc événements complets, les événements pour lesquels plus de 80 % de la charge du projectile, et une charge totale à l'avant du centre de masse inférieure à 1,05 ont été détectés. Cette valeur est prise légèrement supérieure à 1 afin de limiter l'influence des doubles détections. Ces événements permettent d'avoir essentiellement une bonne qualité de mesure du QP.

La graphie de droite de la figure [3.2] est alors obtenu en n'utilisant que ces événements dits complets.

3.2 Sections efficaces

Des comparaisons quantitatives entre les données expérimentales et les données simulées par les modèles ne sont réalisables qu'à condition de déterminer des sections efficaces absolues. Il existe plusieurs manières de les déterminer tant d'un point de vue théorique qu'expérimental, comme nous allons le voir par la suite.

3.2.1 Sections efficaces théoriques

La manière la plus simple de déterminer la section efficace totale de réaction nucléaire est de considérer que celle-ci correspond à la surface géométrique de réaction de deux sphères en collision. Elle est décrite par l'équation suivante dans ce cas :

$$\sigma_{nucleaire} = \int_0^{b_{max}} 2\pi b db \quad (3.8)$$

où b est le paramètre d'impact.

Au premier ordre, celle-ci devient :

$$\sigma_{geometrique} = \pi r_0^2 \times (A_{proj}^{\frac{1}{3}} + A_{cible}^{\frac{1}{3}})^2 \quad (3.9)$$

Il s'agit d'une section efficace géométrique calculée en considérant que les noyaux sont des sphères sans bord diffus et sans interaction. L'estimation de cette section efficace totale de réaction est indépendante de l'énergie du faisceau et ne dépend pas de l'interaction coulombienne éventuelle entre les deux participants. Nous allons utiliser cette section efficace purement géométrique pour nos modèles. Elle est cohérente par rapport aux hypothèses faites dans les deux modèles pour déterminer la zone de recouvrement des deux noyaux pour un paramètre d'impact donné, même si pour l'un, il y a un potentiel d'interaction entre les noyaux en collision.

Si nous avons souhaité être plus réaliste, il y aurait eu un autre choix possible de calcul de section efficace. Il s'agit d'une version plus sophistiquée de détermination de la section efficace, basée sur une étude systématique de mesures expérimentales de section efficace de réaction faite par Kox [51]. La section efficace est alors obtenue à l'aide de la paramétrisation, qui s'exprime de la manière suivante :

$$\sigma_{Kox} = \pi r_0^2 \times (A_{proj}^{\frac{1}{3}} + A_{cible}^{\frac{1}{3}} + \frac{a \times A_{proj}^{\frac{1}{3}} \times A_{cible}^{\frac{1}{3}}}{A_{proj}^{\frac{1}{3}} + A_{cible}^{\frac{1}{3}}} - c)^2 \times (1 - \frac{B_c}{E_{CM}}) \quad (3.10)$$

avec «*a*» une constante égale à 1,9.

E_{CM} , l'énergie du centre de masse de la réaction, exprimée en *MeV*.

B_c , l'énergie de la barrière coulombienne entre le projectile et la cible.

$$B_c = \frac{1,44 \times Z_1 \times Z_2}{r_0 \times (A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}})} \quad (3.11)$$

«*c*» une variable dépendant de l'énergie. Celle-ci vaut 0,6 à 30 *MeV/u* et 1,4 à 83 *MeV/u*.

Pour avoir la valeur de «*c*» à l'énergie souhaitée, une interpolation linéaire est nécessaire.

Comme il est possible de le voir à partir de la formulation de Kox 3.10, cette paramétrisation tient compte du potentiel d'interaction. On s'attend donc à des valeurs de sections efficaces beaucoup plus importantes, ce qui se vérifie dans le tableau récapitulatif [3.1] regroupant l'ensemble des sections efficaces déterminées. Cette paramétrisation n'a en fait pas été utilisée par la suite car il s'avère que nous sommes très loin de détecter expérimentalement l'ensemble de la section efficace de réaction. INDRA n'est pas capable de détecter une proportion importante des collisions périphériques. Une estimation simple de la section efficace totale de réaction nucléaire paraît suffisante pour notre étude. Pour la comparaison entre les deux générateurs d'événements et les données d'INDRA, seules les sections efficaces géométriques calculées ont servi.

Toutes les équations utilisées, pour ces calculs, impliquent de définir la valeur de " r_0 ". Or, selon les articles, tels que [52], [53], [18], cette valeur change. Après avoir comparé les sections efficaces, récapitulées dans le tableau ci-dessous, pour différentes valeurs de r_0 , celle qui a été choisie pour la suite, est $r_0 = 1,22 \text{ fm}$.

Afin de présenter les distributions de variables d'intérêt en section efficace absolue différentielle, il nous faut déterminer, pour un événement détecté, obtenu expérimentalement ou généré par les modèles, combien celui-ci représente de sections efficaces. Pour les modèles, connaissant le nombre d'événements exacts générés, il est aisé d'obtenir ce facteur de pondération. En effet, l'ensemble de ces événements correspond à l'ensemble de la section efficace géométrique. Pour les données, la détermination de ce facteur est légèrement différente.

Systèmes	E (MeV/u)	$\sigma_{mesuree}$ (mbarn)	$\sigma_{geometrique}$ (mbarn)	σ_{Kox} (mbarn)
40Ar + 36KCl \diamond	32	2540	2112,76	3629,85
40Ar + 36KCl \diamond	40	2617	2112,76	3713,95
40Ar + 36KCl \diamond	52	2809	2112,76	3785,05
40Ar + 36KCl \diamond	74	2875	2112,76	3858,51
129Xe + nat Sn \diamond	32	4569	4649,29	7764,31
129Xe + nat Sn \diamond	39	4515	4649,29	8032,00
129Xe + nat Sn \diamond	50	4474	4649,29	8305,04
129Xe + 124Sn \heartsuit	80	-	4712,87	8802,87
129Xe + 112Sn \heartsuit	100	-	4557,99	9102,30
58Ni + 58Ni \clubsuit	32	2097	2802,52	4738,25
58Ni + 58Ni \clubsuit	40	2122	2802,52	4878,97
58Ni + 58Ni \clubsuit	52	1911	2802,52	5008,40
58Ni + 58Ni \clubsuit	64	1602	2802,52	5087,26
58Ni + 58Ni \clubsuit	74	1968	2802,52	5136,51
58Ni + 58Ni \clubsuit	82	1652	2802,52	5166,25
58Ni + 58Ni \clubsuit	90	1236	2802,52	5190,57
124Xe + 124Sn \spadesuit	32	6285	4650,98	7770,91
136Xe + 112Sn \spadesuit	32	5665	4641,27	7732,71
124Xe + 112Sn \spadesuit	32	5377	4497,12	7397,53
136Xe + 124Sn \spadesuit	32	5972	4797,55	8116,64

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des différentes valeurs obtenues pour les différentes sections efficaces correspondant à l'ensemble des systèmes étudiés dans le cadre de cette thèse. La première colonne présente les systèmes étudiés. les symboles associés permettent de différencier les campagnes : \diamond pour la première, \clubsuit pour la seconde, \heartsuit pour la quatrième, \spadesuit pour la cinquième. La seconde colonne indique l'énergie par nucléon à laquelle le système est étudié. La troisième colonne présente la valeur de la section efficace expérimentale, mesurée par INDRA lors de l'expérience. L'absence de section efficace mesurée "-" indique l'absence de calibration de la cage de Faraday durant l'expérience pour ce système. La quatrième colonne présente la valeur obtenue par le calcul de la section efficace géométrique. La cinquième colonne présente la valeur de la section efficace obtenue par la paramétrisation de Kox.

3.2.2 Sections efficaces expérimentales

La section efficace utilisée pour les données devrait être celle vue effectivement expérimentalement par INDRA. En fait, le multidétecteur détecte une bonne partie de la section efficace de réaction nucléaire. Il faut donc la déterminer expérimentalement. Pour cela, on utilise l'expression mathématique suivante de la section efficace mesurée $\sigma_{mesuree}$:

$$\sigma_{mesuree} = \frac{N_{evenements}}{N_{cible} \times N_{projectile}} \quad (3.12)$$

où $N_{evenements}$ est le nombre d'événements détectés avec une multiplicité de un minimum ; $N_{projectile}$ le nombre d'ions incidents, corrigé du temps mort de l'acquisition et N_{cible} le nombre d'atomes dans la cible par unité de surface. Ce dernier est déterminé de la manière suivante :

$$N_{cible} = \rho e_{cible} \times \frac{N_A}{M_{cible}} \quad (3.13)$$

où ρe_{cible} est l'épaisseur de la cible, exprimée en (g/cm^2) ; N_A , le nombre d'Avogadro ; et M_{cible} la masse molaire de la cible en (g) .

Le nombre d'ions incidents se mesure à l'aide d'une cage de Faraday. Elle mesure le courant généré par les ions du faisceau. L'application de ces deux formules donne un résultat en cm^2 qu'il faut convertir ensuite en *barns* sachant qu'un *barn* est égal à $10^{-24} cm^2$.

Au vu des résultats rassemblés dans le tableau [3.1], les sections efficaces expérimentales obtenues pour les données sont différentes des sections efficaces géométriques des modèles pour tous les systèmes à toutes les énergies, à l'exception du système Xe+Sn de la première campagne. Elles sont aussi fortement inférieures aux valeurs fournies par la systématique de Kox.

Les conditions de déclenchement de l'acquisition et le fonctionnement du multidétecteur peuvent expliquer cela. La section efficace expérimentale, mesurée avec INDRA, peut également présenter quelques défauts. Elle se base sur un nombre d'événements mesurés. Il s'agit d'une information qui a été enregistrée au cours de l'expérience et notée dans la base de données. Or, il s'avère, à l'expérience, qu'il a pu y avoir des rejets d'événements lors de l'écriture des données sur support magnétique. Ceci peut donner des incohérences entre la réalité et ce qui est dans la base de données. Cette différence de nombre d'événements peut influencer sur les valeurs des sections efficaces expérimentales obtenues.

Les sections efficaces expérimentales ainsi obtenues sont à diviser par le nombre d'événements vus par le multidétecteur, afin d'obtenir ce que l'on appelle le poids de normalisation en section efficace expérimentale absolue de chaque événement étudié.

Il est aussi possible, comme alternative, de pondérer les données par les sections efficaces théoriques géométriques déterminées à partir de la relation suivante :

$$\sigma(mbarn) = \frac{\pi(R_{proj} + R_{cible})^2}{N_{evenements}} \times 10 \quad (3.14)$$

avec, dans notre cas, $R_{proj} = R_{cible} = r_0 \times A_{proj}^{\frac{1}{3}}$, comme il s'agit principalement de systèmes symétriques. Le coefficient 10 permet de transposer les fm^2 en *mbarn* (sachant que

$1 \text{ mbarn} = 10^{-31} \text{ m}^2$).

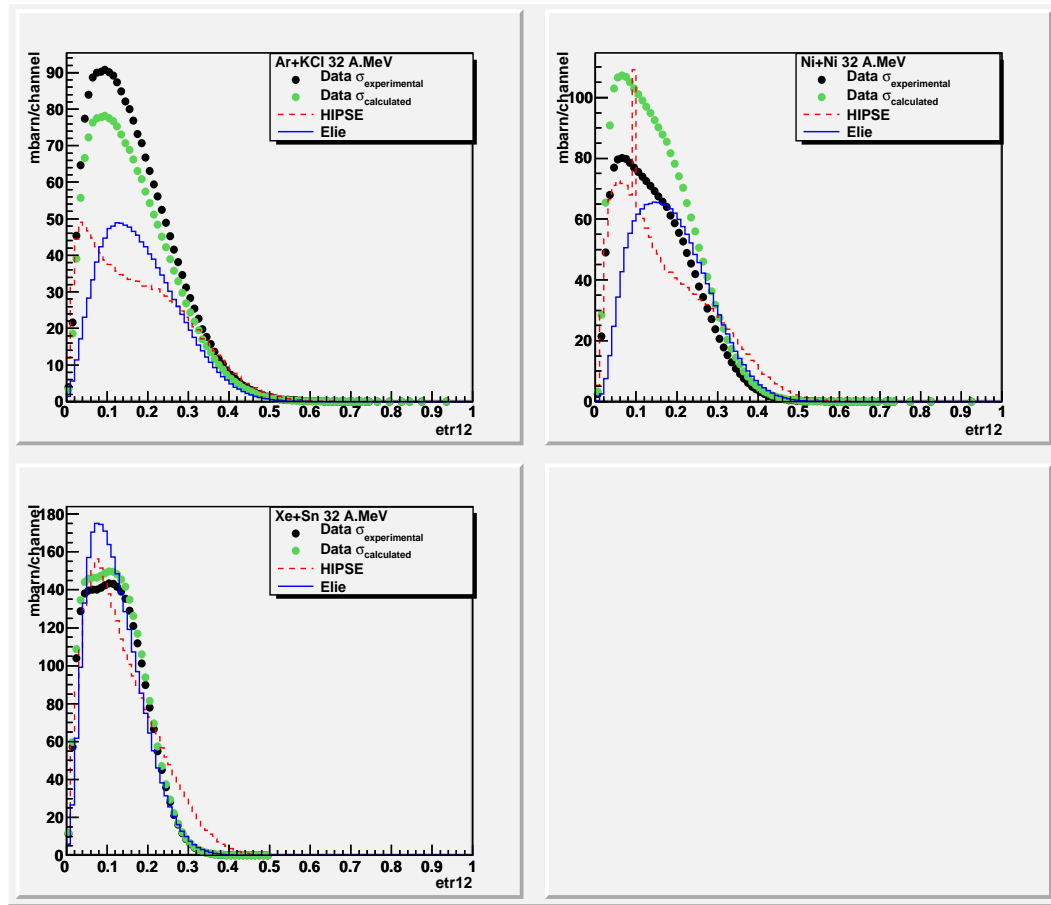


FIGURE 3.3 – Distributions d'énergie transverse normalisée pour les systèmes Ar+KCl, Ni+Ni, Xe+Sn à 32 MeV/u en section efficace absolue, définie pour les données soit à partir des sections efficaces expérimentales soit celles géométriques calculées.

Afin de juger de la pertinence de ces méthodes de détermination des sections efficaces pour les données et les modèles et de faire un choix pour la suite de notre étude, nous présentons une comparaison des distributions de Etr_{12} normalisée expérimentale et théorique en section efficace absolue sur la figure [3.3] pour les systèmes $Ar + KCl$, $Ni + Ni$ et $Xe + Sn$ à une même énergie 32 MeV/u. Ces distributions pour les données ont été définies à partir des sections efficaces expérimentale et théorique. Les lignes bleues correspondent aux résultats simulés obtenus avec ELIE, et en rouge, ceux de HIPSE. Pour ces deux modèles, les sections efficaces géométriques sont utilisées. Pour les données, les points noirs correspondent à l'utilisation d'une section efficace expérimentale, et les verts à celle d'une section efficace théorique de type géométrique.

Pour le système $Ar + KCl$, le modèle ELIE est plus proche des données si l'on utilise la section efficace calculée. Mais l'accord n'est pas très bon. A l'inverse pour le système

$Ni+Ni$, l'utilisation de la section efficace expérimentale est nettement meilleure. Le dernier système, $Xe+Sn$, montre des résultats similaires, quelle que soit la section efficace utilisée.

D'une manière générale, pour les collisions les plus périphériques, en dessous d'une énergie transverse normalisée de 0,06, et pour les collisions les plus centrales, au delà de 0,26, les sections efficaces expérimentale et calculée sont en accord raisonnable avec les modèles. Elles redonnent les distributions obtenues avec ELIE et HIPSE. La différence n'intervient principalement que pour les événements semi-périphériques. Compte tenu des difficultés sur la détermination des sections efficaces expérimentales et des résultats des comparaisons présentés ci-dessus, nous avons choisi d'utiliser les sections efficaces géométriques pour les données, dans la suite de notre étude.

3.3 Comparaisons de base avec l'ensemble des événements détectés

Nous souhaitons vérifier la capacité des modèles HIPSE et ELIE à rendre compte raisonnablement de certaines caractéristiques générales des événements (filtrés), pour des systèmes différents, à des énergies incidentes différentes. Il est d'abord intéressant de se demander si nous reproduisons les variables servant souvent à estimer le paramètre d'impact, ou bien encore certaines caractéristiques des particules produites lors des réactions dans le laboratoire. Pour cela, dans cette partie, pour l'ensemble des événements détectés, nous allons réaliser des comparaisons, entre les modèles et les données, concernant des grandeurs simples et brutes obtenues directement grâce au détecteur, telles que la multiplicité et l'énergie transverse, ou bien encore les distributions de charge ou angulaire de particules.

L'objectif de cette thèse étant de faire une étude systématique de plusieurs systèmes autour de l'énergie de Fermi, il n'est pas possible de montrer l'ensemble de ces systèmes dans le manuscrit. C'est pourquoi ici, seuls les systèmes $Xe + Sn$, considéré comme un grand système, et $Ar + KCl$, comme un petit système, vont être présentés, aux alentours de $50 MeV/u$. Les résultats des comparaisons réalisées pour le système intermédiaire $Ni + Ni$, pourront être retrouvés en annexe. Nous étudierons ici principalement l'influence de la taille du système étudié, et le rôle joué par l'énergie incidente sera vu dans un paragraphe ultérieur.

Pour effectuer nos comparaisons, seuls les événements avec des multiplicités supérieures ou égales à 4 sont pris en considération.

3.3.1 Cas du système le plus important en taille : $Xe + Sn$

Le système étudié le plus important en taille au cours de cette thèse est le système $Xe + Sn$. Il est présenté ici à $50 MeV/u$. Sur la figure [3.4], les points noirs correspondent aux données obtenues avec le multidétecteur ; les lignes continues bleues présentent les résultats du modèle ELIE ; et les lignes discontinues rouges, le modèle HIPSE. Chacune des distributions des variables présentées sur la figure [3.4] est en section efficace absolue.

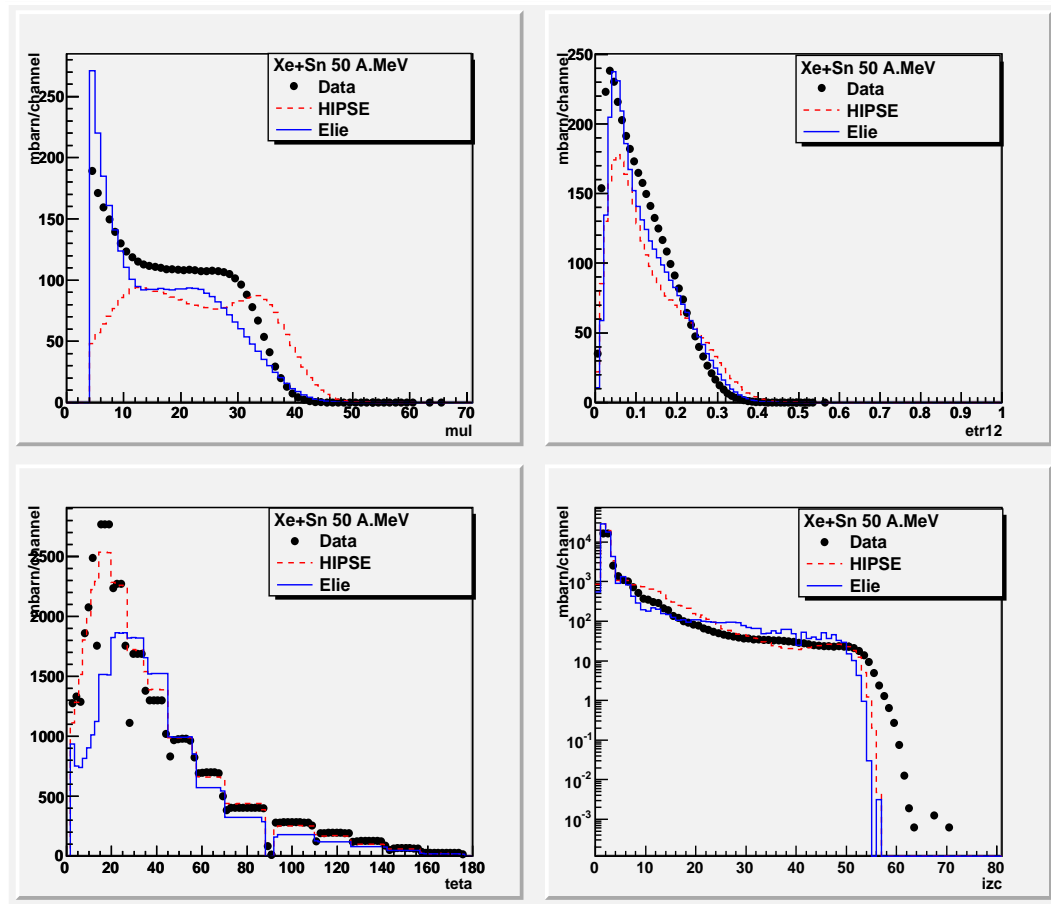


FIGURE 3.4 – Distributions de multiplicité, d'énergie transverse normalisée, angulaire et de charge en section efficace absolue pour le système Xe+Sn à 50 MeV/u dans le repère du laboratoire.

Le premier graphe, en haut à gauche de cette figure, est la distribution de la multiplicité. Seul ELIE semble capable de reproduire l'allure de cette distribution. Il atteint pour les collisions les plus violentes des multiplicités de l'ordre de 40 comme les données. Pour les événements les plus centraux, le modèle reproduit bien les données. Il y a un petit excès d'événements à très faible multiplicité. Par contre, il manque des événements à multiplicité voisine de 30. Pour le modèle HIPSE, on peut remarquer que la forme générale n'est pas bien reproduite. Effectivement, les événements très périphériques sont très largement sous-estimés. Au contraire pour les événements centraux, les multiplicités les plus importantes sont trop grandes vis-à-vis des données. Tout ceci semble indiquer un excès de dissipation d'énergie pour HIPSE pour ce système à cette énergie.

La distribution d'énergie transverse normalisée (notée sur la figure "etr12") est représentée en haut à droite de la même figure. Pour ce système à cette énergie, les données sont très raisonnablement reproduites par ELIE. HIPSE reproduit la forme générale, malgré une sous-estimation pour les événements périphériques cohérente vis à vis de la figure

précédente. De même, nous retrouvons l'excès de dissipation en énergie pour les valeurs d'énergies transverses normalisées les plus grandes.

La distribution angulaire θ des particules est représentée en bas à gauche de cette même figure. En ce qui concerne le modèle HIPSE, il y a peu de différence à noter avec les données. Quels que soient le système et son énergie, HIPSE reproduit très correctement les distributions angulaires de toutes les particules. Par contre, pour ELIE, on peut voir sur la figure, un manque de particules pour les faibles angles, jusqu'à environ 30° . Au delà, il y a moins de différences, peut-être une légère sous-estimation. La distribution de Quasi-Projectiles n'est sûrement pas correcte et la voie d'entrée trop simpliste avec ce modèle.

Sur la dernière figure, en bas à droite, la distribution en charge est tracée. Celle-ci est en échelle logarithmique. Jusqu'aux charges $Z = 50$, l'allure des trois courbes est proche. Les deux modèles donnent un résultat très voisin. Il faut peut-être noter un excès de fragments de masse intermédiaire pour HIPSE, cohérent avec l'excès de dissipation signalé avant. Par contre les deux générateurs ne sont pas capables de fournir des noyaux de charge supérieure à 54 comme les données. Là aussi, il y a peut-être la difficulté à générer une distribution angulaire de Quasi-Projectiles correcte.

Regardons à présent les distributions d'énergie cinétique des particules légères sur la figure [3.5]. Chacune est également représentée en section efficace absolue, et en échelle logarithmique, pour le même système, et à la même énergie. Le code couleur pour les modèles et les données est inchangé. Dans le cas des protons, deutons, et tritons, le modèle HIPSE reproduit très correctement les données. ELIE a plus de difficultés même si l'allure générale y est presque. Il y a pour les tritons et les deutons un petit surplus de particules à hautes énergies. En ce qui concerne les hélium 3, il y a une production trop importante pour ELIE quelle que soit l'énergie. Pour HIPSE, cela n'apparaît qu'à partir de 250 MeV. ELIE n'arrive pas à reproduire les distributions de fragments de masse intermédiaire (FMI), particules de $Z \geq 3$ ou d'alphas au contraire de HIPSE, qui a juste des difficultés pour les alphas les plus énergétiques et les FMI à basse énergie. Les difficultés de reproduction observées avec ELIE peuvent traduire ce que nous avons obtenu dans la figure précédente (voir la figure [3.4]), à savoir un surplus d'événements pour les basses multiplicités, et un manque pour les faibles angles θ .

Pour HIPSE, dans le cas du système $Xe + Sn$ à $50 \text{ MeV}/u$, il manque clairement des collisions périphériques, semblant indiquer un excès de dissipation d'énergie. Cela peut se comprendre par le fait que les Quasi-Projectiles peuvent être perdus dans le trou, car trop à l'avant.

Pour ELIE, il ne manque pas d'événements périphériques par rapport aux données. Au contraire, ce système semble être reproduit globalement raisonnablement, malgré que les Quasi-Projectiles ne soient pas situés aux bons angles. Une explication à cela peut provenir de l'angle de diffusion choisi dans la description de ce modèle, et pris à valeur nulle. Il peut également y avoir un effet de la complétude.

Voyons, à présent, ce qu'il en est pour un système plus petit : $Ar + KCl$.

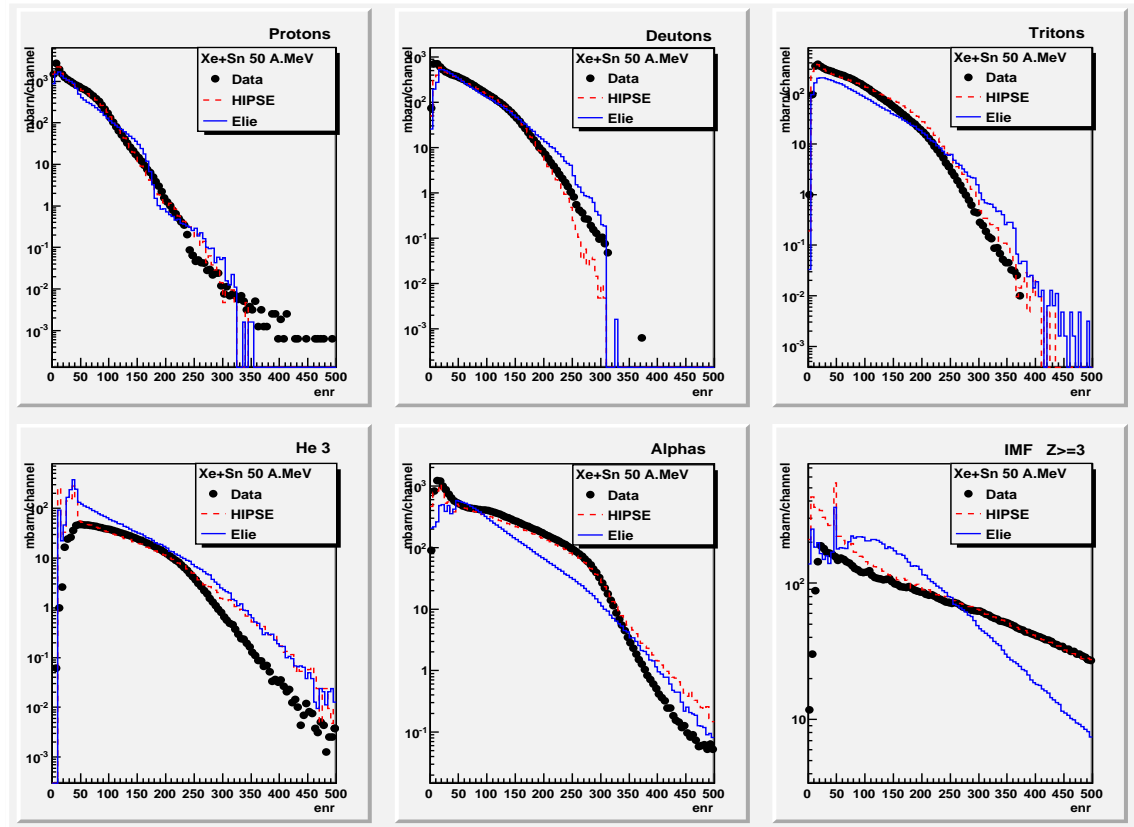


FIGURE 3.5 – Distributions d'énergie cinétique en section efficace absolue pour différents types de particules légères chargées pour le système Xe+Sn à $50 \text{ MeV}/u$ dans le repère du laboratoire.

3.3.2 Cas d'un système de petite taille : $Ar + KCl$

Le système présenté dans cette partie est $Ar + KCl$ à $52 \text{ MeV}/u$. Il s'agit du système le plus léger qui ait été étudié au cours de cette thèse. De la même manière que le système précédent, en conservant le même code couleur et des distributions en section efficace absolue, étudions les mêmes variables globales.

En haut à gauche de la figure [3.6] se trouve la distribution de multiplicité.

Dans le cas du modèle HIPSE, on retrouve une forme générale totalement différente de celle obtenue par les données de manière analogue à ce qui a été observé pour le système précédent. Par contre, pour le modèle ELIE, l'accord avec les données est moins bon que précédemment. La distribution de multiplicité montre un manque d'événements pour les multiplicités inférieures à 17.

La forme de la distribution d'énergie transverse normalisée des données (voir sur la figure [3.6] en haut à droite) est raisonnablement reproduite par le modèle ELIE pour les événements semi-périphériques et les événements centraux. Il y a par contre clairement

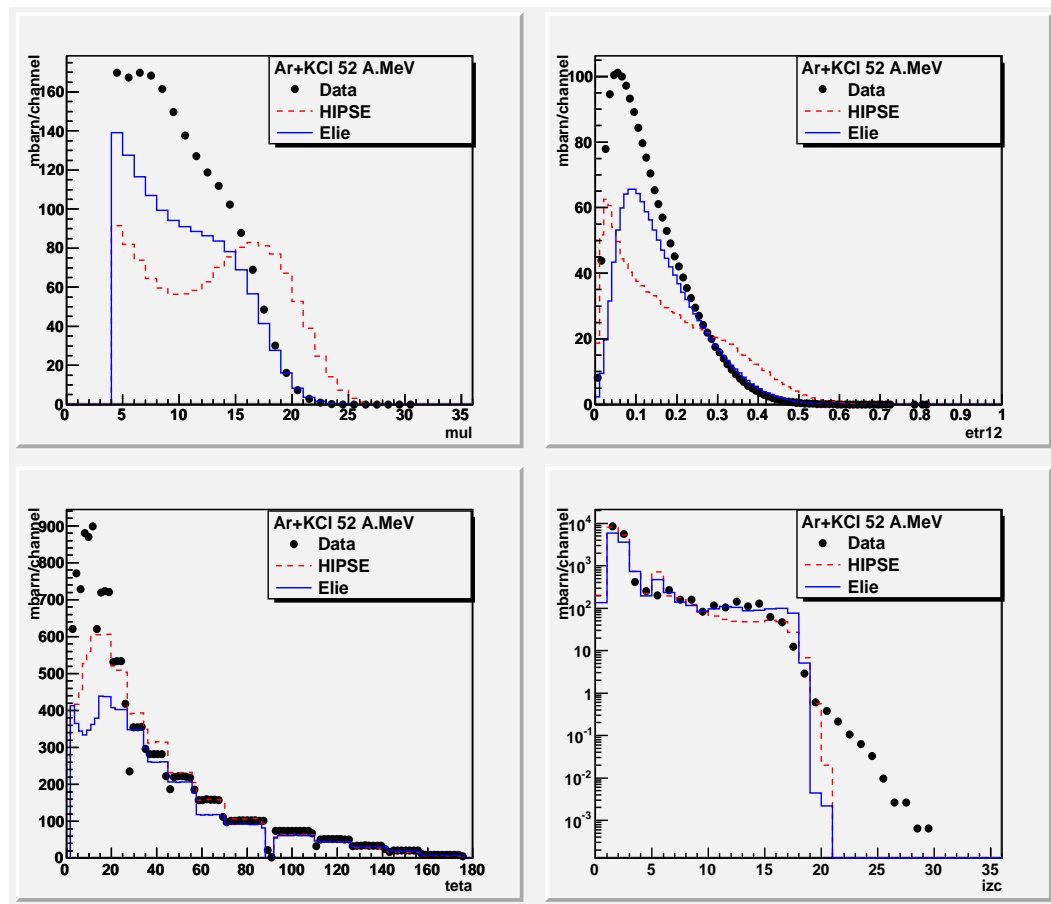


FIGURE 3.6 – Distributions de multiplicité, d'énergie transverse normalisée, angulaire, et de charge en section efficace absolue pour le système Ar+KCl à 52 MeV/u dans le repère du laboratoire.

un manque d'événements périphériques pour les faibles énergies transverses. HIPSE ne reproduit pas les données. Il y a une dissipation trop importante pour les collisions les plus centrales. Il manque une proportion importante de collisions périphériques.

Les distributions angulaires, présentées sur cette même figure en bas à gauche, sont bien reproduites, par ELIE, à partir de 30° . En dessous de cet angle, un manque significatif de particules est à noter. Il en est de même avec HIPSE. Cela confirme les difficultés de ces modèles à reproduire la distribution angulaire du Quasi-Projectile.

Pour les distributions de charges (voir sur la figure en bas à droite), HIPSE et ELIE reproduisent raisonnablement les données.

Là encore, HIPSE semble mieux reproduire les caractéristiques énergétiques des particules de charge 1 que ELIE (voir sur la figure [3.7]). Les deux modèles ont des difficultés pour l'hélium 3 et les FMI. Par contre, seul HIPSE reproduit correctement les alphas.

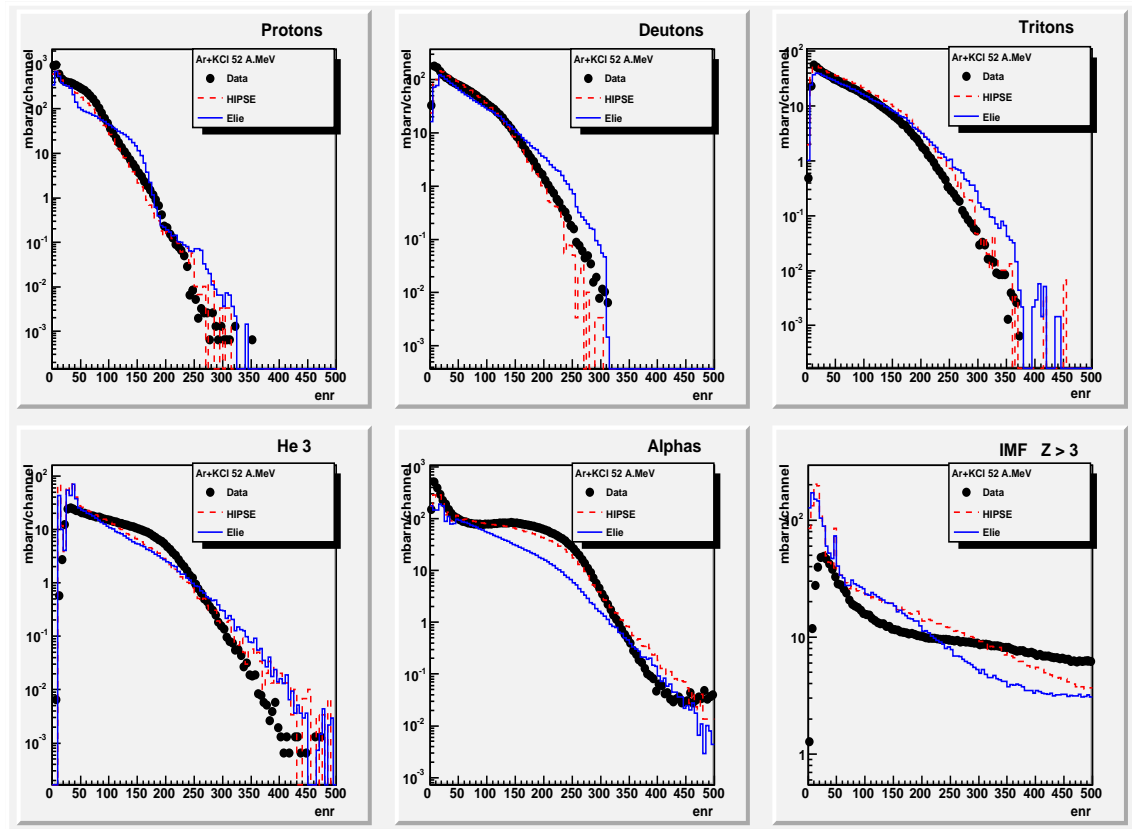


FIGURE 3.7 – Distributions d'énergie cinétique en section efficace absolue pour le système Ar+KCl à 52 MeV/u dans le repère du laboratoire.

En conclusion de cette double comparaison, pour les deux systèmes étudiés, il apparaît que ELIE semble mieux rendre compte des grandeurs caractérisant la violence de la collision et des proportions entre les différents paramètres d'impact étudiés. HIPSE semble être un peu trop dissipatif pour les deux systèmes à ces énergies incidentes. Par contre, HIPSE reproduit mieux les caractéristiques individuelles des particules produites lors de ces collisions ; ceux-ci d'autant plus que le système est massif. Approfondissons notre étude en réalisant des sélections d'événements, et en corrélant les variables globales.

3.4 Effets des sélections d'événements et corrélations intra-événements

Nous avons souhaité ensuite étudier de manière plus approfondie la capacité des deux modèles à rendre compte de la physique, pour des sélections plus spécifiques d'événements, correspondant aux différentes sélections faites couramment dans la collaboration. Nous l'avons fait en étudiant certaines corrélations moyennes entre variables individuelles, globales, statiques ou dynamiques ou encore en étudiant certaines distributions de ces va-

riables. Nous avons choisi volontairement, pour vérifier la validité de nos travaux, de nous recaler sur des études déjà faites dans la thèse d'Aymeric Van Lauwe [39] et représentées par Denis Lacroix [56] dans son HDR dans le cadre de l'étude du modèle HIPSE.

Pour chacune des figures qui vont suivre, des sélections d'événements ont été faites. Elles ont toutes été réalisées suivant le même schéma : la première ligne est représentative de tous les événements ; la seconde ligne présente des événements complets ; la troisième ligne, des collisions centrales. Je rappelle toutefois, que nous appelons "événements complets" ici, des événements pour lesquels la charge totale normalisée est comprise entre 0,8 et 1,05. C'est donc une sélection différente de celle décrite précédemment au paragraphe [3.1]. Les collisions centrales correspondent aux 50 derniers mbarns de la distribution d'énergie transverse normalisée. En outre, des comparaisons ont également été réalisées en utilisant la distribution de multiplicité, suivant le même principe pour sélectionner les collisions centrales. Les différences obtenues entre ces deux méthodes de sélection seront explicitées par la suite.

Nous avons aussi souhaité faire varier l'énergie incidente dans cette étude. Trois énergies ont donc été étudiées, pour chacun des systèmes symétriques et pour chacune des sélections d'événements définie précédemment. La première colonne des figures qui vont suivre, va présenter le système étudié aux alentours de $32 \text{ MeV}/u$, la seconde vers $50 \text{ MeV}/u$, et la troisième vers $80 \text{ MeV}/u$. Cela a permis de voir l'influence à la fois, de la sélection des événements sur nos mesures et de l'énergie incidente.

Dans cette partie, seul le système $Xe + Sn$ sera présenté. Les deux autres systèmes étudiés, se trouvent en annexe : $Ar + KCl$ et $Ni + Ni$, pour des énergies similaires.

3.4.1 Multiplicité moyenne en fonction de la charge

La figure [3.8] représente la multiplicité moyenne des particules en fonction de la charge, pour le système $Xe + Sn$, dans le repère du laboratoire pour différentes sélections d'événements et pour différentes énergies incidentes.

La première ligne de la figure correspond à tous les événements, c'est-à-dire sans sélection particulière. Le modèle HIPSE reproduit plutôt bien les données. Il y a un petit peu trop de FMI en moyenne. Ceci est d'autant plus vrai que l'énergie incidente est importante. Quant à ELIE, il restitue surtout les multiplicités pour les faibles charges. Cela signifie que pour chaque charge, la multiplicité moyenne détectée par INDRA est raisonnablement reproduite par les deux modèles ELIE et HIPSE principalement. Ceci reste valable quelle que soit l'énergie incidente du système étudié. Cela est vrai pour le système $Xe + Sn$, comme présenté sur la figure [3.8], mais cela reste vrai également pour les autres systèmes tels que $Ar + KCl$ et $Ni + Ni$ se trouvant en annexe, et ceci quelle que soit l'énergie incidente du système.

Regardons maintenant les événements dits complets. Ils correspondent à la deuxième ligne du graphe sur la figure. Nous constatons que ni HIPSE ni le modèle ELIE ne reproduisent l'ensemble des multiplicités moyennes de chaque charge. Il y a clairement pour ces événements un surplus de charges voisines de celle du projectile. Il faut aussi remarquer

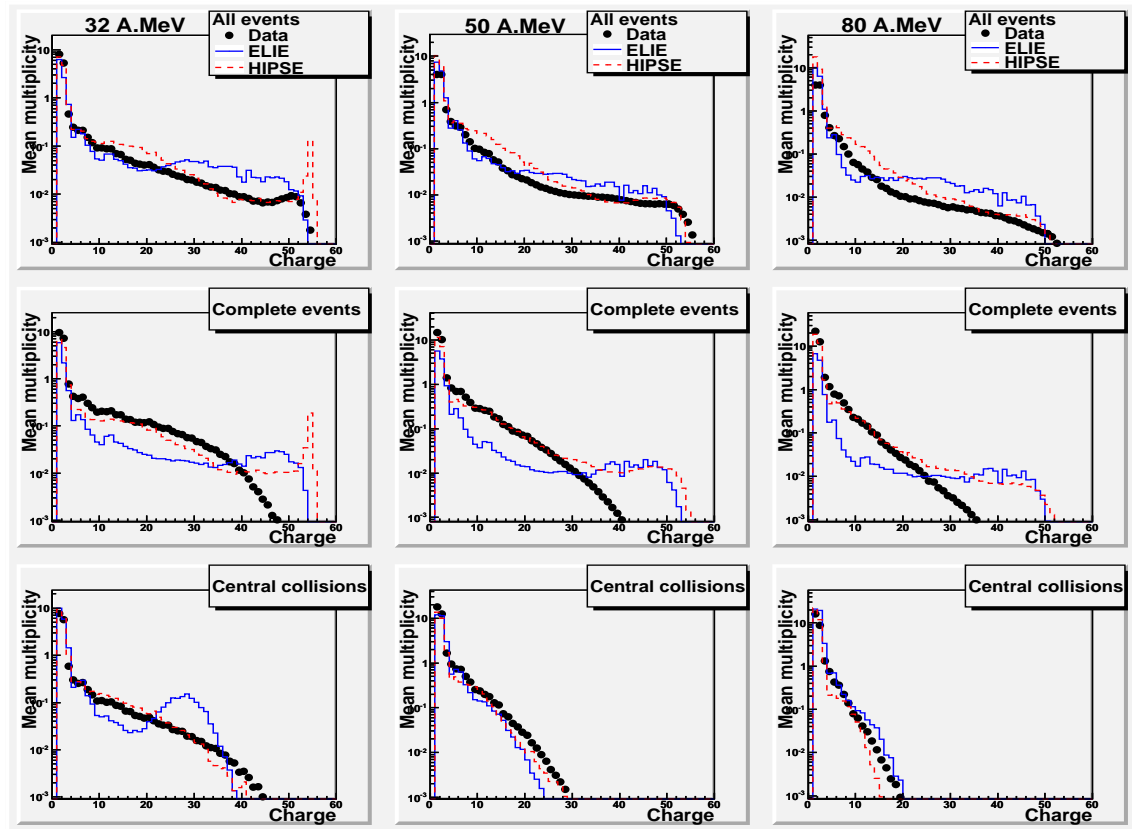


FIGURE 3.8 – Multiplicité moyenne de particules de charge donnée en fonction de la charge pour le système Xe+Sn à 32 (1^{ère} colonne), 50 (2^{ème} colonne) et 80 MeV/u (3^{ème} colonne) dans le repère du laboratoire pour différentes sélections d'événements : 1^{ère} ligne, tous les événements sans sélection ; 2^{ème} ligne, les événements complets ; 3^{ème} ligne, les collisions centrales.

que pour ELIE, il y a une sous-estimation systématique des particules détectées pour les charges inférieures à 30. Le modèle HIPSE semble mieux rendre compte des multiplicités des FMI, mais cette tendance se détériore avec l'énergie incidente. Cette tendance pour cette sélection spécifique d'événements est confirmée pour les deux autres systèmes étudiés. Cela signifie donc, que pour les événements dits complets, il y a une difficulté à reproduire la voie d'entrée pour les deux modèles. Il y a trop de périphériques dans les événements complets.

Concentrons nous maintenant sur une sélection de collisions centrales. Celles-ci, ici, ont été obtenues à l'aide de la variable de multiplicité, et non d'énergie transverse normalisée comme expliqué au paragraphe [3.1]. Ce choix vient du fait que les résultats semblent être meilleurs avec cette variable.

D'un point de vue général, HIPSE reproduit de manière tout à fait correcte la multiplicité moyenne pour chaque charge, quelle que soit l'énergie incidente du système. Quand à ELIE, à 32 MeV/u, il apparaît une surestimation de la multiplicité pour des charges

comprises entre 20 et 40. Cette contribution "disparaît" pour les énergies les plus hautes, c'est-à-dire 50 et 80 MeV/u . Il y a alors un accord meilleur entre le modèle et les données.

L'ensemble de ces figures permet donc d'évaluer la multiplicité moyenne pour chaque charge, selon différents critères de sélection. D'une manière générale, pour ce système, le modèle présentant le meilleur accord avec les données est HIPSE, pour toutes les énergies incidentes. Il y a tout de même pour celui-ci et pour ELIE, pour les événements dits complets, un excès de résidus du Quasi-Projectile.

3.4.2 Multiplicité en fonction de la vitesse parallèle

La figure [3.9] présente les multiplicités moyennes de différents types de particules en fonction de leur vitesse parallèle définie dans le repère du centre de masse lors de réactions $Xe + Sn$, pour une sélection d'événements complets. Chaque colonne correspond à une énergie incidente différente : la première colonne, correspond à une énergie incidente de 32 MeV/u , la seconde à 50 MeV/u et la troisième à 80 MeV/u .

La première ligne correspond aux protons, la seconde aux alphas, la troisième aux charges comprises entre 3 et 10, et la dernière ligne aux charges supérieures à 11. Cela permet d'avoir une idée pour chaque type de particules.

Au premier abord, on remarque qu'aucun des modèles HIPSE et ELIE n'est capable de rendre entièrement compte de l'ensemble des courbes de multiplicité moyenne obtenues en fonction de la vitesse parallèle. HIPSE reproduit remarquablement les protons à 32 et surtout à 50 MeV/u . C'est plus difficile à 80 MeV/u . Par contre, pour les alphas, la forme est raisonnablement rendue mais la quantité d'alphas est insuffisante. Pour les FMI, la multiplicité et la forme sont incorrects. HIPSE semble avoir un caractère trop binaire et pas suffisamment de fragments à mi-rapidité. Pour les gros fragments, HIPSE donne trop de résidus du Quasi-Projectile comme déjà constaté sur d'autres figures. ELIE a beaucoup plus de difficultés à suivre l'évolution de la multiplicité en fonction de la vitesse parallèle pour toutes les particules. Ceci est d'autant plus vrai que l'énergie incidente est importante. On remarquera tout de même, qu'il reproduit mieux la contribution de FMI à mi-rapidité que HIPSE et la proportion entre les résidus du QP et de la QC. Il s'agit d'ailleurs peut être d'un surplus de la QC qui donne cet excédent de charge Z, obtenue sur la figure précédente aux environs de 50.

3.4.3 Corrélations entre charge et vitesse parallèle

Intéressons nous à présent à la cinématique globale des réactions, en regardant les différentes corrélations pouvant exister entre les charges des particules et leurs vitesses parallèles. Les graphes bidimensionnels de la figure [3.10] ont été tracés pour le système $Xe + Sn$ et les trois énergies jusqu'à présent étudiées. On a choisi d'étudier plus spécifiquement les collisions centrales, obtenues grâce à une coupure en multiplicité. Chacun de ces graphes a été réalisé pour les données obtenues avec INDRA (première ligne), puis avec le modèle ELIE (seconde ligne), et enfin avec HIPSE (dernière ligne). Tout comme précédemment, les figures concernant les autres systèmes se trouvent en annexe. Chaque

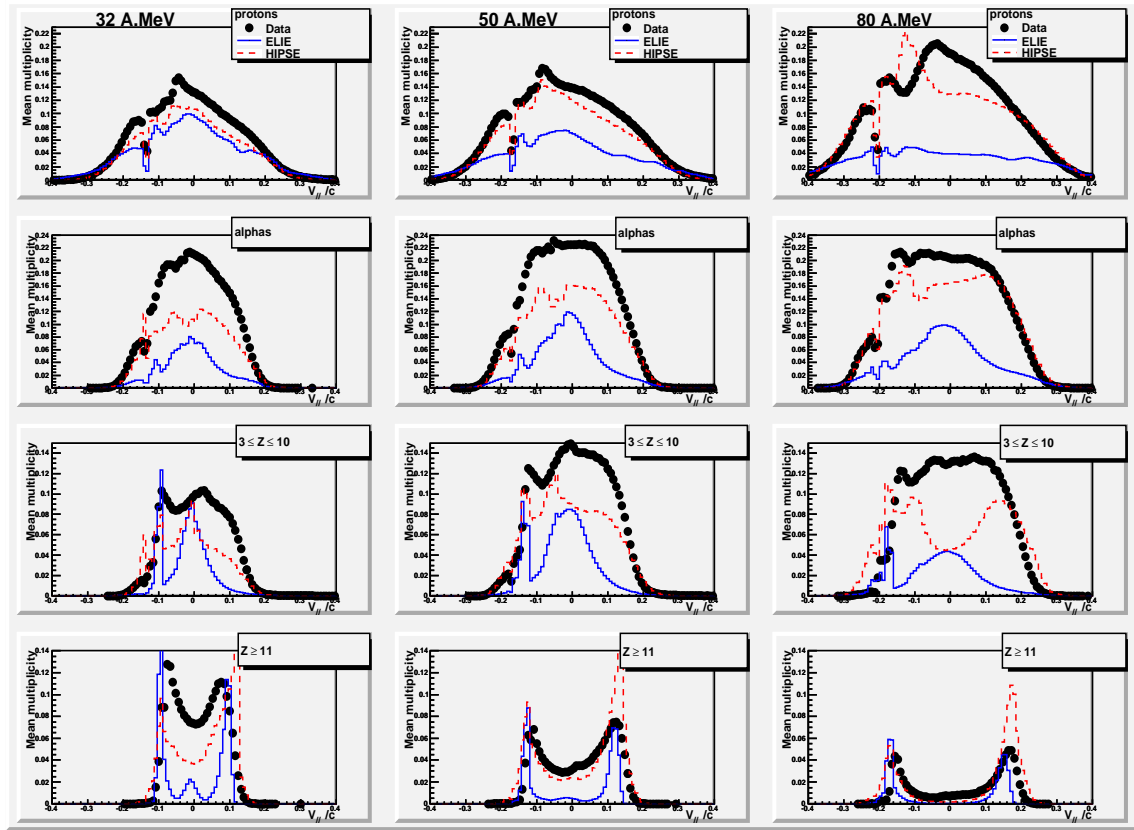


FIGURE 3.9 – Multiplicité moyenne d’un type de particules en fonction de la vitesse parallèle définie dans le repère du centre de masse, normalisée à la vitesse de la lumière, pour le système Xe+Sn à 32 (1^{ère} colonne), 50 (2^{ème} colonne) et 80 MeV/u (3^{ème} colonne) pour les événements complets.

vitesse parallèle est normalisée à la vitesse de la lumière.

Quelle que soit l’énergie incidente du système étudié, les charges détectées sont plus importantes dans les données que les modèles. Le modèle HIPSE se rapproche toutefois plus des valeurs obtenues dans les données que ELIE. De plus, d’après cette figure, les données semblent présenter deux mécanismes : de la fusion et des collisions binaires. Ces deux mécanismes semblent également apparaître dans les simulations, mais de manière plus ou moins importante. Effectivement, les charges les plus grandes dans les simulations apparaissent pour certaines énergies incidentes plus faibles que pour les données.

Vis-à-vis de la figure [3.8], dans le cas des collisions centrales, nous comprenons mieux l’écart observé entre ELIE et les données à 32 MeV/u à cause de la proportion un peu trop importante de collisions binaires pour le calcul de la réaction. Celles-ci donnent majoritairement la contribution de charges entre $Z = 20$ et $Z = 40$ de la figure [3.8].

Regardons à présent une autre corrélation, celle entre l’énergie cinétique moyenne et la charge des particules. Ces graphes vont nous permettre de savoir si pour une charge donnée,

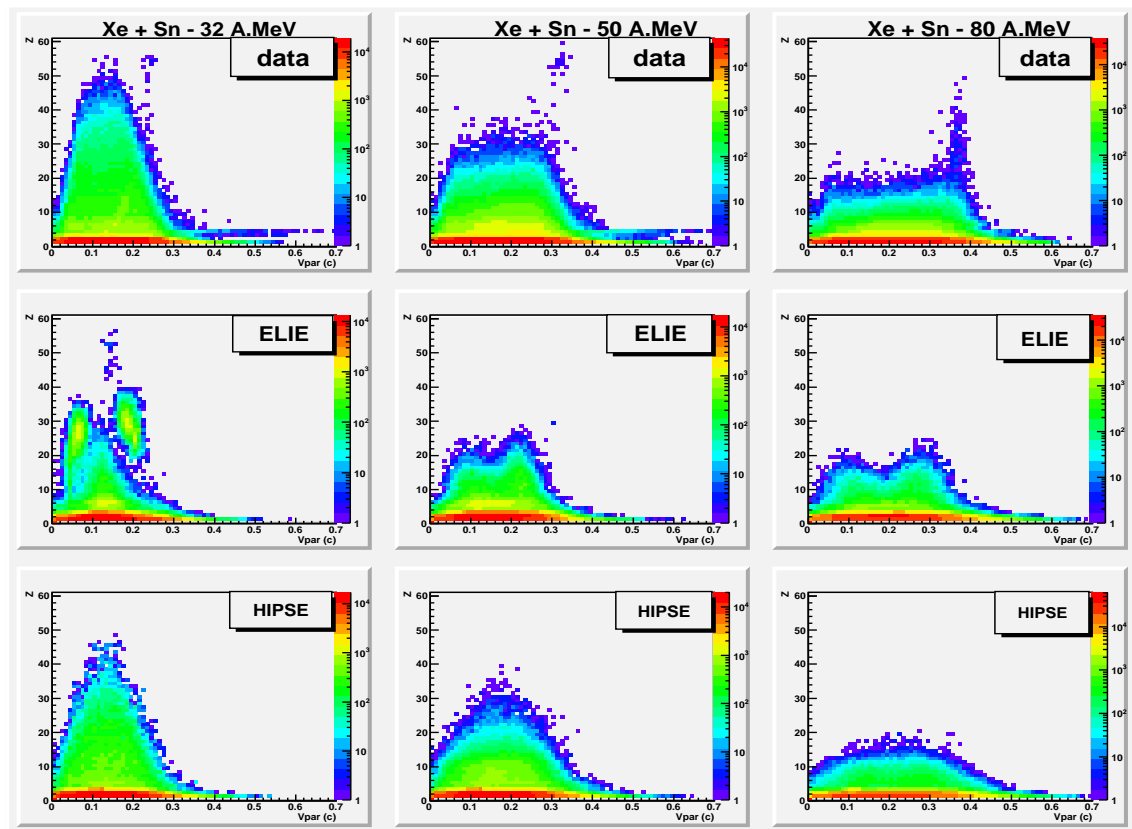


FIGURE 3.10 – Graphes bidimensionnels présentant la charge en fonction de la vitesse parallèle pour le système Xe+Sn à 32 (1^{ère} colonne), 50 (2^{ème} colonne) et 80 MeV/u (3^{ème} colonne) pour les collisions centrales obtenues en effectuant une coupure en multiplicité. La vitesse est définie dans le repère du laboratoire et normalisée à la vitesse de la lumière. La première ligne correspond aux données d'INDRA ; la seconde, aux événements simulés par ELIE ; et la troisième, à ceux obtenus avec HIPSE.

les particules produites par les modèles sont plus ou moins énergétiques par rapport aux données réelles.

3.4.4 Energie cinétique moyenne des particules et ses fluctuations

L'évolution de l'énergie cinétique moyenne des fragments, définie dans le repère du centre de masse, en fonction de la charge est ici représentée sur la figure [3.11].

Les différents histogrammes de cette figure sont obtenus pour les mêmes sélections d'événements que précédemment, à savoir aucune sélection appliquée pour la première ligne, les événements complets pour la seconde ligne, et les collisions centrales pour la troisième ligne.

En ce qui concerne les événements sans sélection particulière, soit la première ligne de notre figure, les deux modèles sont capables de rendre compte pour chaque charge, de

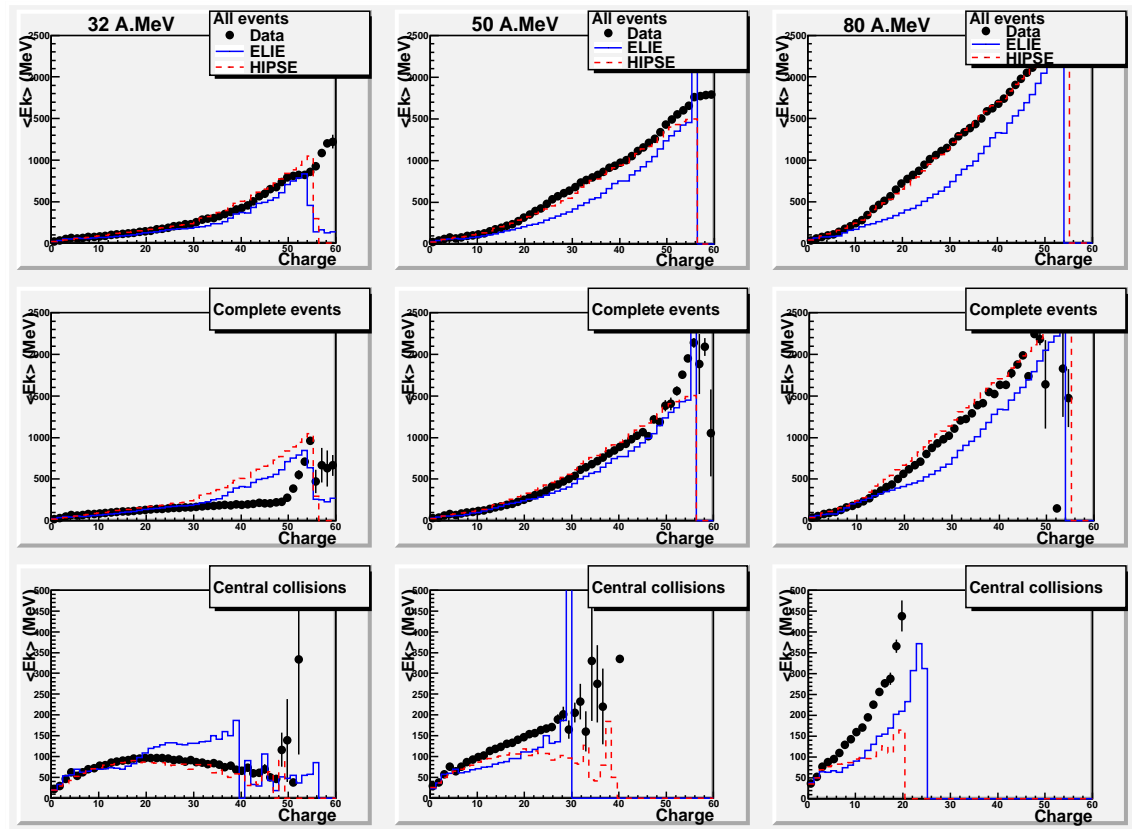


FIGURE 3.11 – Graphes donnant l'évolution de l'énergie cinétique moyenne des particules en fonction de leur charge pour le système Xe+Sn à 32 ($1^{\text{ère}}$ colonne), 50 ($2^{\text{ème}}$ colonne) et 80 MeV/u ($3^{\text{ème}}$ colonne). L'énergie cinétique est déterminée dans le repère du centre de masse pour différentes sélections d'événements : $1^{\text{ère}}$ ligne, tous les événements sans sélection ; $2^{\text{ème}}$ ligne, les événements complets ; $3^{\text{ème}}$ ligne, les collisions centrales.

l'énergie cinétique moyenne des particules, seulement à 32 MeV/u . Pour des énergies incidentes plus élevées, seul HIPSE reproduit parfaitement les données. Ce modèle est même très réaliste vis-à-vis des résultats expérimentaux ; ELIE l'est légèrement moins. Effectivement, ELIE reproduit l'énergie cinétique moyenne des charges jusqu'à $Z = 10$. Au delà, il les sous-estime. Cette différence n'est cependant pas si grande. Cela confirme les résultats précédents, à savoir que ELIE est apte à reproduire les données jusqu'aux charges $Z = 10$.

En ce qui concerne les événements complets, soit la deuxième ligne de notre figure, principalement pour les faibles charges, les deux modèles reproduisent les valeurs expérimentales obtenues avec INDRA, quelle que soit l'énergie incidente étudiée. Cela signifie qu'une particule d'une charge donnée, possède la bonne énergie comme celle détectée par INDRA. Par contre, pour les fragments plus lourds et les résidus, compte tenu des échelles en ordonnées, le moindre écart est important, à 32 MeV/u . Les particules sont trop énergétiques. Cette tendance tend à s'inverser lorsque l'énergie incidente du système augmente, notamment à 80 MeV/u .

Pour les événements complets, les modèles sont capables de reproduire, pour les faibles charges, l'énergie cinétique moyenne des particules, mais pas tout à fait leurs vitesses parallèles (comme vu sur la figure [3.9]).

Enfin, pour les collisions centrales, soit la dernière ligne de notre figure, HIPSE fonctionne bien à 32 MeV/u . Il reproduit plutôt bien les données. Par contre, ce modèle fonctionne beaucoup moins bien aux autres énergies, soit pour des énergies plus élevées. Quant à ELIE, il ne marche pas à 32 MeV/u . Il est cependant plus proche des données, sans toutefois être parfait, pour les autres énergies.

En conclusion, cette figure et celles en annexe semblent nous montrer que les deux modèles utilisés jusqu'à présent permettent de reproduire, de manière plus ou moins efficace, en moyenne, les données.

Voyons à présent si ces résultats sont confirmés, si l'on s'intéresse plus particulièrement aux fluctuations sur l'énergie cinétique. La figure [3.12] présente les écarts-types sur les

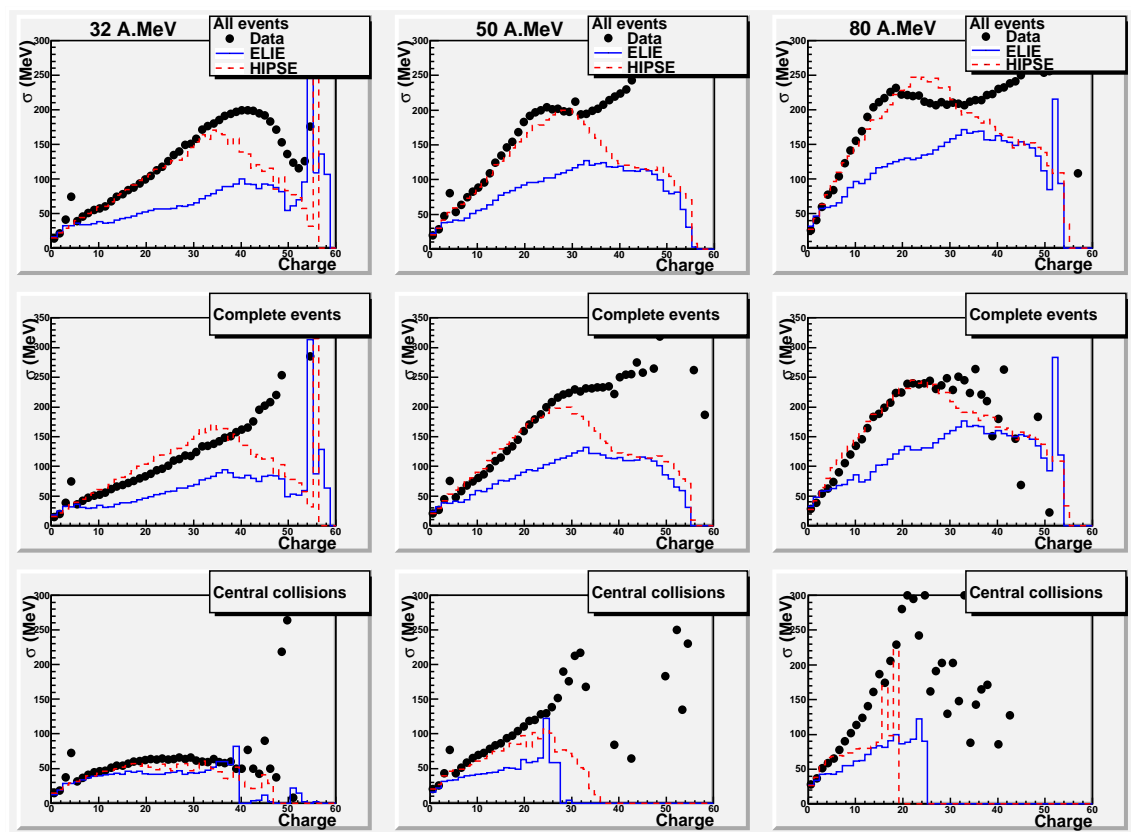


FIGURE 3.12 – Graphes présentant l'écart-type de la distribution d'énergie cinétique en fonction de la charge des particules pour le système Xe+Sn à 32 (1^{ère} colonne), 50 (2^{ème} colonne) et 80 MeV/u (3^{ème} colonne) dans le repère du centre de masse pour différentes sélections d'événements : 1^{ère} ligne, tous les événements sans sélection ; 2^{ème} ligne, les événements complets ; 3^{ème} ligne, les collisions centrales.

distributions en énergie cinétique pour chaque charge, donc les fluctuations autour de la moyenne de l'énergie cinétique pour chaque charge, pour les différentes sélections d'événements déjà étudiées précédemment.

Regardons, tout d'abord, les résultats fournis par la simulation HIPSE. Il est possible de voir que ce modèle assure une bonne reproduction des données, principalement pour les plus faibles charges (jusqu'à $Z = 20$), hormis pour les collisions centrales à $80 \text{ MeV}/u$. Il est toutefois intéressant de noter la parfaite reproduction des données pour les collisions centrales à $32 \text{ MeV}/u$, comme nous avons déjà pu le constater sur la figure précédente.

Quand aux résultats obtenus avec ELIE, ils présentent des fluctuations trop faibles au niveau de la première ligne et la deuxième ligne de cette figure, donc pour l'ensemble des événements et pour les événements complets.

En conclusion, HIPSE peut reproduire l'énergie cinétique moyenne et les fluctuations associées, pour les PLC et les fragments jusqu'à Z égales 30. Cela n'est pas tout à fait le cas pour ELIE, qui semble moins bien fonctionner, et donc présente plus de différences par rapport aux données que le modèle HIPSE.

3.4.5 Corrélations entre angle polaire et énergie cinétique dans le repère du centre de masse pour différentes particules.

La figure [3.13] présente les graphes présentant l'évolution de l'énergie cinétique moyenne en fonction du cosinus de l'angle θ , angle d'émission des particules évaporées, dans le centre de masse, pour les protons, alphas, les charges comprises entre 3 et 10, et toutes les charges supérieures à 11. Ces graphes sont obtenus en utilisant tous les événements détectés.

Tout d'abord, la forme de ces courbes semble indiquer qu'elles ne sont pas plates. Elles le sont majoritairement pour un cosinus θ_{CM} compris entre $-0,6$ et $+0,6$. Or, une distribution angulaire d'une source de fragments émis de manière isotrope doit l'être. Cela signifie donc que pour ce domaine angulaire $[-0,6; +0,6]$ considéré, la distribution angulaire de ces particules dans le repère du centre de masse est analogue à une distribution isotrope d'une source thermalisée. L'asymétrie apparente, quelles que soient la particule et l'énergie incidente du système étudié, démontre que les fragments sont émis préférentiellement à l'avant et à l'arrière du centre de masse de la réaction. Ils semblent provenir de la désexcitation de la Quasi-Cible et du Quasi-Projectile.

Il est cependant remarquable de voir le bon accord entre les résultats simulés par les modèles et les données expérimentales. HIPSE est globalement apte à rendre compte, pour l'ensemble des particules, de l'énergie cinétique pour chaque angle dans le centre de masse, mis à part pour les protons à 50 et surtout $80 \text{ MeV}/u$. Quand à ELIE, il est légèrement moins bon que HIPSE. Il surestime l'énergie cinétique, principalement pour les angles situés à l'avant et à l'arrière du centre de masse. Les plus grandes différences viennent des protons et des alphas. Effectivement, ceux-ci sont trop énergétiques. Mais cette écart disparaît pour les charges supérieures à 3. Cette différence se retrouve pour les autres systèmes en annexe, pour à peu près les mêmes valeurs.

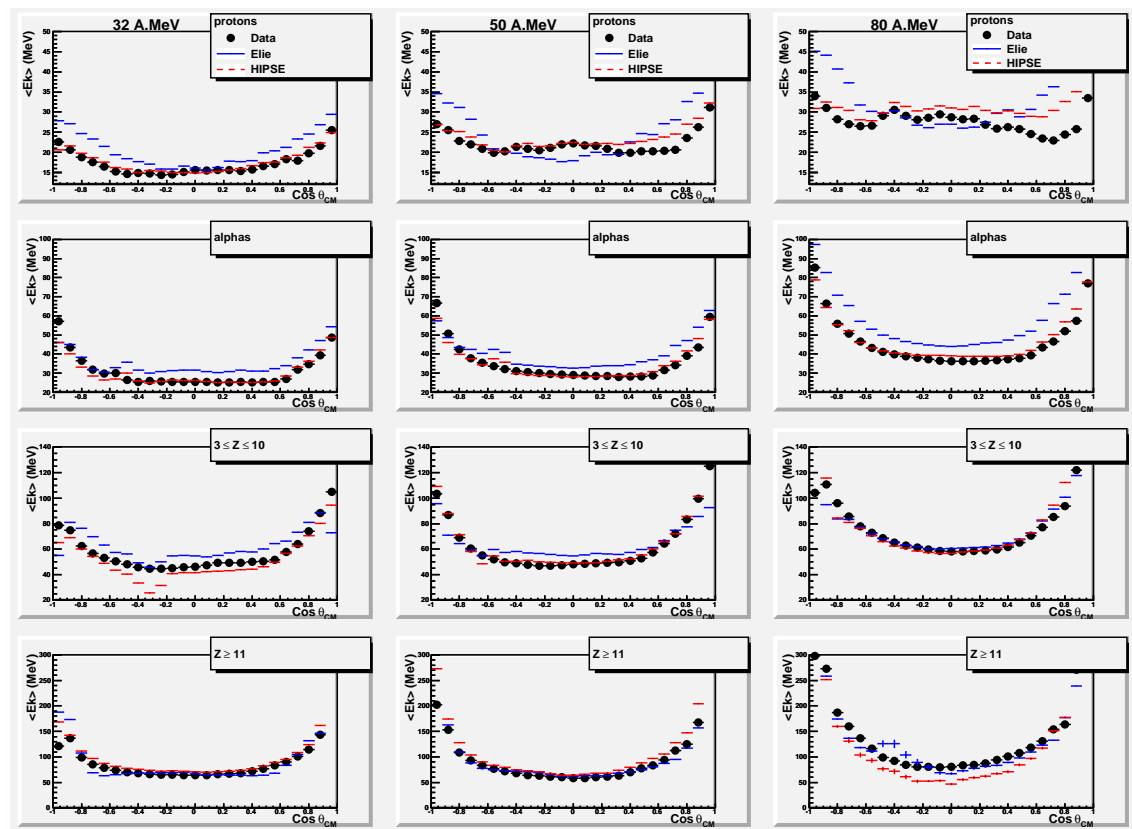


FIGURE 3.13 – Graphes présentant l'énergie moyenne d'un type donné de particules en fonction du cosinus de son angle polaire défini dans le repère du centre de masse pour le système Xe+Sn à 32 (1^{ère} colonne), 50 (2^{ème} colonne) et 80 MeV/u (3^{ème} colonne).

Dans le cas du modèle HIPSE, ces distributions ont l'air de confirmer celles des énergies cinétiques moyennes pour tous les événements, dans le centre de masse. Chaque charge possédait quasiment la même valeur d'énergie cinétique moyenne que les données. Ces énergies cinétiques moyennes semblent être réparties selon la bonne distribution angulaire. Pour ELIE, ce n'est pas tout à fait la même chose. Les différences que nous avons pu constater dans les figures précédentes, se retrouvent ici.

3.4.6 Corrélations entre les trois plus gros fragments d'un événement

Afin d'approfondir la comparaison entre les modèles et les données, examinons à présent les corrélations spatio-temporelles entre les plus gros fragments formés lors des réactions. Cela permet de juger dans une certaine mesure de la capacité des modèles à rendre compte des mécanismes de réaction et des processus de désexcitation intervenant lors de ces réactions nucléaires. Nous allons le faire ici pour les collisions centrales.

On détermine donc par événement trois vitesses relatives entre les trois plus gros fragments pris deux à deux. Il est aussi possible d'associer à chaque vitesse relative définie précédemment l'angle que ce vecteur fait avec le vecteur vitesse du QP reconstruit. Les différents graphes de la figure [3.14] sont ainsi obtenus. Les trois graphes du haut présentent les vitesses relatives entre ces trois ions, et les trois du bas l'angle relatif, dans le repère du centre de masse, pour des collisions centrales.

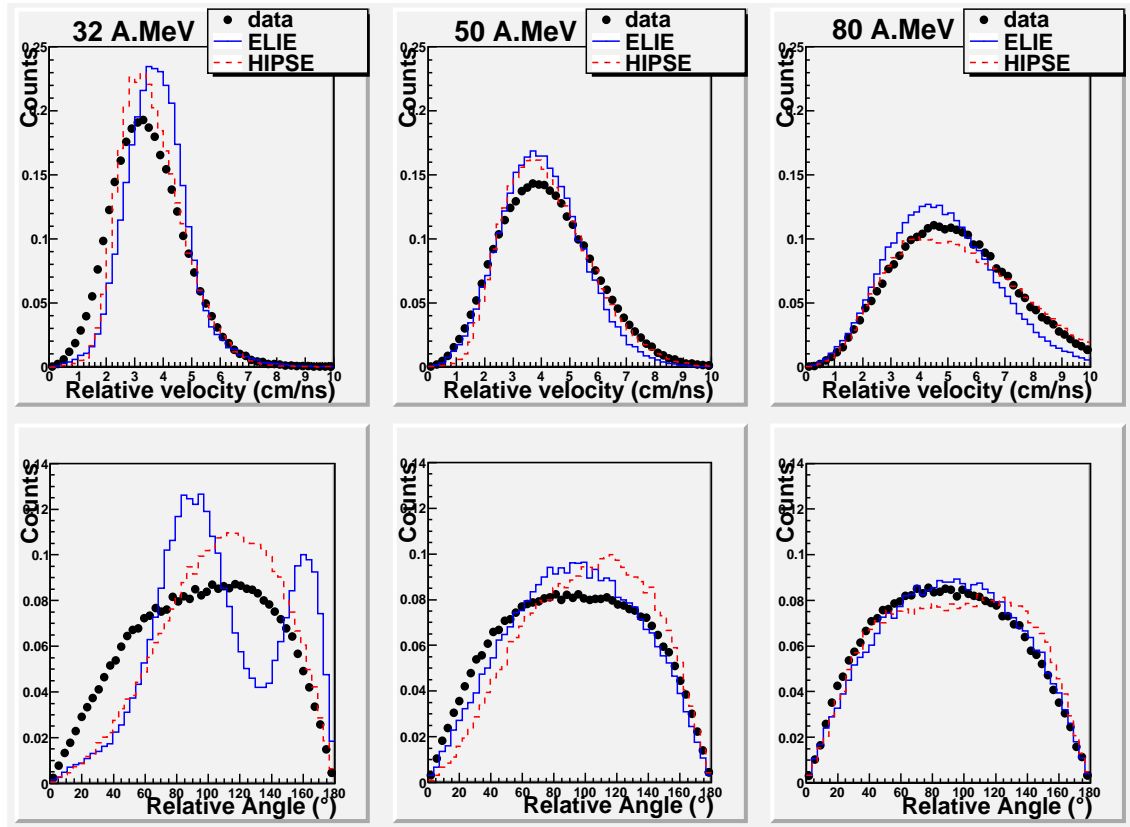


FIGURE 3.14 – La première ligne correspond aux distributions normalisées des vitesses relatives et la deuxième ligne correspond aux distributions normalisées des angles relatifs, entre les trois plus gros fragments de l'événement pris deux à deux pour le système Xe+Sn à 32 (1^{ère} colonne), 50 (2^{ème} colonne) et 80 MeV/u (3^{ème} colonne) pour les collisions centrales dans le repère du centre de masse.

Pour l'ensemble des distributions de vitesses relatives aux trois énergies présentées, il existe un pic très prononcé.

Pour la première ligne de la figure [3.14], représentant les vitesses relatives entre les trois plus gros fragments de l'événement, on peut remarquer une augmentation sensible et progressive de la vitesse relative, lorsque l'énergie cinétique du système augmente. Celle-ci évolue pour le maximum du spectre d'environ 3 cm/ns à 32 MeV/u à 4 cm/ns à 50 MeV/u et 5 cm/ns pour une énergie de 80 MeV/u. A 32 MeV/u, HIPSE et ELIE possèdent une forme identique aux données, mais il y a un très léger décalage du maximum de la vitesse

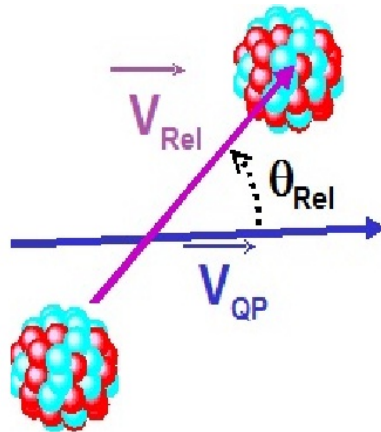


FIGURE 3.15 – Schéma donnant la définition de l'angle θ_{Rel} entre le vecteur relatif défini entre deux des trois fragments les plus lourds et le vecteur vitesse du QP dans le repère du centre de masse .

relative pour HIPSE et beaucoup plus grand pour ELIE. A 50 et 80 MeV/u , ces modèles reproduisent nettement mieux les données expérimentales, même si les distributions sont un peu plus étroites.

En ce qui concerne la seconde ligne de cette même figure, elle représente l'angle relatif entre les trois plus gros fragments de l'événement, comme défini schématiquement pour deux d'entre eux, sur la figure [3.15]. A 80 MeV/u , il est fort intéressant de voir que les deux modèles reproduisent raisonnablement bien les résultats expérimentaux, ce qui n'est pas le cas pour les énergies incidentes plus faibles. Pour ELIE, à 32 MeV/u , il est même assez étrange de voir une double contribution. Celle-ci peut s'expliquer par la présence des deux mécanismes de production fortement prononcés déjà vus sur la figure [3.10]. Il est fort probable qu'il y en ait également deux aussi pour les données à 32, 50 et même 80 MeV/u , même si cela est toutefois moins clair. Pour le générateur d'événements HIPSE, il semble par contre n'y avoir principalement qu'un processus de production.

3.5 Influence du filtre

Au vu des différences que nous avons observées lorsque l'on compare les modèles aux données obtenues avec INDRA, nous nous sommes demandés quelle pouvait être l'influence du filtre expérimental utilisé sur ces résultats.

Les résultats simulés, par les générateurs d'événements, doivent absolument être filtrés pour pouvoir être comparés aux données. L'objectif d'un filtre informatique est de simuler de la manière la plus réaliste possible le comportement du dispositif expérimental, en tenant compte des biais expérimentaux pouvant être engendrés par l'acceptance géométrique, les seuils énergétiques de détection et d'identification..etc du détecteur.

Un tel logiciel simulant le dispositif expérimental doit être capable de tenir compte de toutes les phases expérimentales de la détection de la réaction nucléaire, tels que la détection, l'identification de la charge, le calibrage d'énergie. Il doit permettre de traiter toutes les données simulées de la même manière que les données physiques.

Dans notre cas, deux filtres informatiques ont été utilisés : le filtre classique d'INDRA, généralement utilisé par la collaboration, et le filtre PANFORTE développé par Paolo Napolitani.

3.5.1 Filtre classique

Le filtre classique d'INDRA reproduit la géométrie complète du multidétecteur, ainsi que la structure de l'ensemble de détection, module par module. Il gère l'ensemble des interactions possibles des particules avec les différents étages du multidétecteur, en incluant l'identification, la résolution angulaire et partiellement la résolution énergétique de détection. Il s'adapte également aux problèmes de détections multiples dans un module : il gère ces empilements et leurs effets.

Couplé à nos deux générateurs d'événements, ce filtre conserve, par un marquage spécifique, l'information sur l'origine des particules. Cela est très utile, notamment lors de notre analyse sur la calorimétrie (voir dans les chapitres suivants).

Ce filtre informatique classique a toutefois été testé pour le système $Xe + Sn$. Il a été vérifié qu'il ne distordait pas les données réelles, celles-ci ayant été filtrées. Ce travail n'a pas été fait pour le filtre PANFORTE, détaillé au paragraphe suivant.

3.5.2 Filtre Panforte

L'autre filtre utilisé est PANFORTE [6]. Il s'agit d'un filtre plus simple que le filtre classique. Considéré de géométrique, il permet de reproduire les couronnes de détection des particules chargées d'INDRA. Pour cela, 336 télescopes, de forme rectangulaire, sont définis, en coordonnées sphériques, comme il est possible de les voir en noir sur la figure [3.16]. L'espace est en fait divisé en domaines angulaires carrés de petites tailles ($\Delta\theta = \Delta\phi = \frac{\pi}{1000}$), avec θ l'angle zénith (compris entre 0° et 180°) et ϕ l'angle azimutal (compris entre 0° et 360°).

Contrairement au filtre classique d'INDRA, dans PANFORTE, il n'y a pas d'identification effective dans des cartes $\Delta E - E$. On sait seulement dans quel étage la particule s'est arrêtée. De plus, contrairement à la géométrie existante dans INDRA, aucune zone morte n'est imposée. Cela évite la perte de certaines particules. La géométrie est donc un paramètre de PANFORTE.

Une autre différence majeure, comparée au filtre classique, est qu'il n'existe pas de condition particulière concernant les doubles détections. Effectivement, lorsque deux particules touchent un détecteur de particules chargées dans le même événement, elles ne sont pas prises en compte.

De plus, il n'y a pas d'effet de la traversée de la cible.

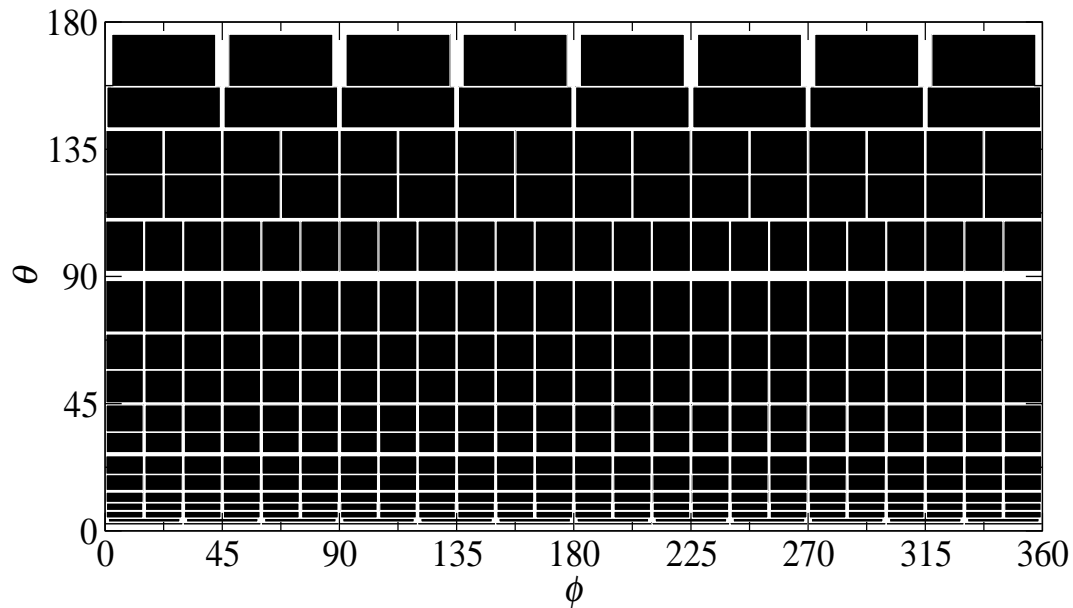


FIGURE 3.16 – Géométrie en coordonnées sphériques d'INDRA telle qu'elle est définie pour le filtre PANFORTE.

Ayant pris connaissance de ses propriétés, les événements générés par les modèles HIPSE et ELIE sont alors filtrés avec PANFORTE, et comparés aux résultats obtenus avec le filtre classique.

3.5.3 Comparaison de deux filtrages d'événements

Pour les mêmes variables globales qui ont été présentées au paragraphe [3.3], les modèles ont, soit été filtrés avec le filtre géométrique PANFORTE (voir sur la figure [3.17] en haut), soit filtrés avec le filtre classique réaliste (voir la figure [3.17] en bas), pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$. L'influence du filtre a également été testée pour l'ensemble de la systématique. Les mêmes remarques et conclusions se retrouvent pour les autres systèmes, quelle que soit l'énergie étudiée.

La distribution de multiplicité est dégradée. Effectivement, pour les faibles multiplicités jusqu'aux environs de 12, le filtre PANFORTE accentue la perte d'événements. Au delà, pour des multiplicités comprises entre 13 et 23, il n'existe pas de grandes différences entre les deux filtres. Mais, pour les multiplicités au delà de 24, PANFORTE donne des résultats plus proches des données, notamment pour ELIE.

En ce qui concerne la distribution en énergie transverse normalisée, il est possible de voir d'une manière globale, qu'à cause des doubles comptages dus à une focalisation importante de l'émission vers l'avant, PANFORTE élimine des événements périphériques, et "améliore" les résultats pour les collisions centrales, dans le cas de HIPSE.

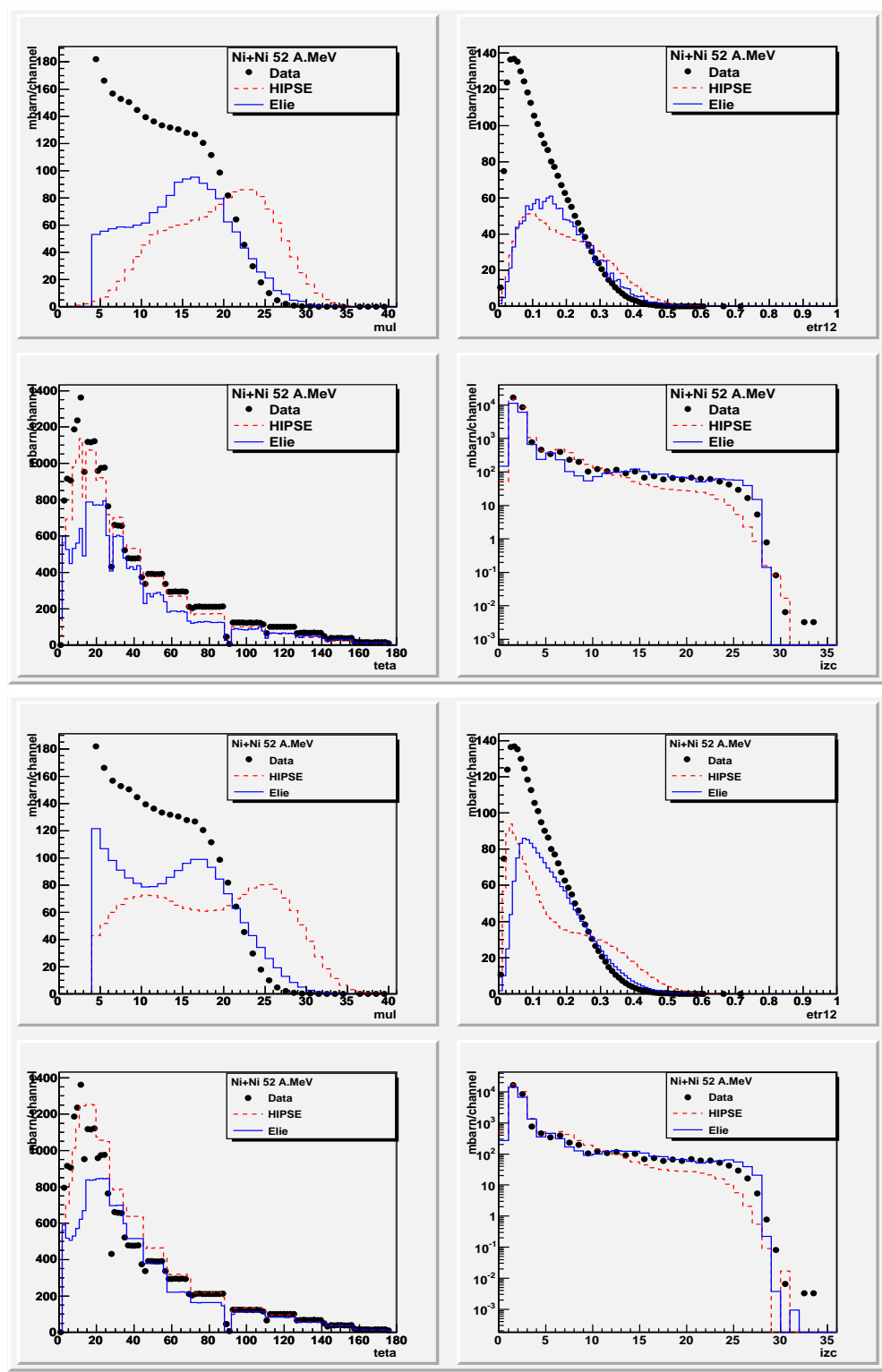


FIGURE 3.17 – Distributions de multiplicité, d'énergie transverse normalisée, angulaire et de la charge en section efficace absolue pour le système Ni+Ni à $52 \text{ MeV}/u$, en utilisant le filtre PANFORTE (les quatre graphes en haut), ou le filtre classique (les quatre graphes en bas) dans le repère du laboratoire.

Pour la distribution angulaire des particules, les résultats sont également légèrement moins bons, à tous les angles. PANFORTE semble accentuer le manque de particules, à tous les angles.

Enfin, pour la distribution de charges, les résultats entre les événements filtrés avec le filtre classique ou celui de PANFORTE sont voisins, malgré quelques différences pour les FMI. HIPSE, avec le filtre classique, semble, tout de même, indiquer la meilleure compatibilité.

Regardons à présent l'influence de ces filtres sur les distributions en énergie cinétique (voir sur la figure [3.18]). Pour les faibles valeurs en énergie jusqu'à environ 200 MeV, il ne semble pas y avoir de changement. Les deux filtres semblent redonner les mêmes valeurs. Par contre, au delà des 200 MeV, et notamment dans le cas des deutons, les événements filtrés avec PANFORTE semblent redonner un surplus de particules pour ELIE, ce qui améliore les résultats de ce modèle dans ce cas précis.

D'un point de vue général, le filtre utilisé, pour faire les comparaisons et la validation des modèles, a de l'influence sur nos résultats. Cependant, le filtre géométrique PANFORTE n'apporte pas d'amélioration, au contraire même, sur les résultats obtenus avec les modèles HIPSE et ELIE, par rapport aux données d'INDRA. Il ne sera donc pas utilisé dans la suite de cette thèse.

3.6 Conclusions

En conclusion de ce chapitre, nous allons essayer de faire une synthèse des résultats obtenus, compte tenu de tous les facteurs que nous avons fait varier pour étudier les deux modèles, c'est-à-dire la taille du système en collision ou l'énergie incidente. Cette synthèse est toutefois assez délicate à faire.

Le début de ce chapitre a permis de présenter différentes variables globales de sélection utilisées dans ce mémoire, permettant des comparaisons entre données et modèles. Pour cela, un choix pour la méthode de détermination de la section efficace a du être fait. Il a été préféré d'utiliser la section efficace géométrique, à la fois pour les modèles et pour les données, dans le but d'être cohérent. Ce choix reste subjectif pour l'ensemble des systèmes étudiés.

Les études, corrélant énergie incidente et sélection d'événements, ont été réalisées pour différentes variables individuelles globales, statiques ou dynamiques.

En ce qui concerne l'ensemble des événements détectés, c'est-à-dire les événements pour lesquels aucune sélection n'a été appliquée, nous pouvons voir que HIPSE est capable de reproduire la multiplicité moyenne détectée par INDRA, ainsi que l'énergie cinétique moyenne des particules, en fonction de leur charge, contrairement à ELIE, qui ne le fait que jusqu'à $Z = 10$ pour les plus faibles énergies incidentes, et respectivement surestime et sous estime la multiplicité et l'énergie cinétique pour chaque charge. HIPSE est également capable de reproduire, pour l'ensemble des particules, l'énergie cinétique pour chaque angle dans le centre de masse. Dans ce cas, ELIE est légèrement moins bon. Il surestime l'énergie

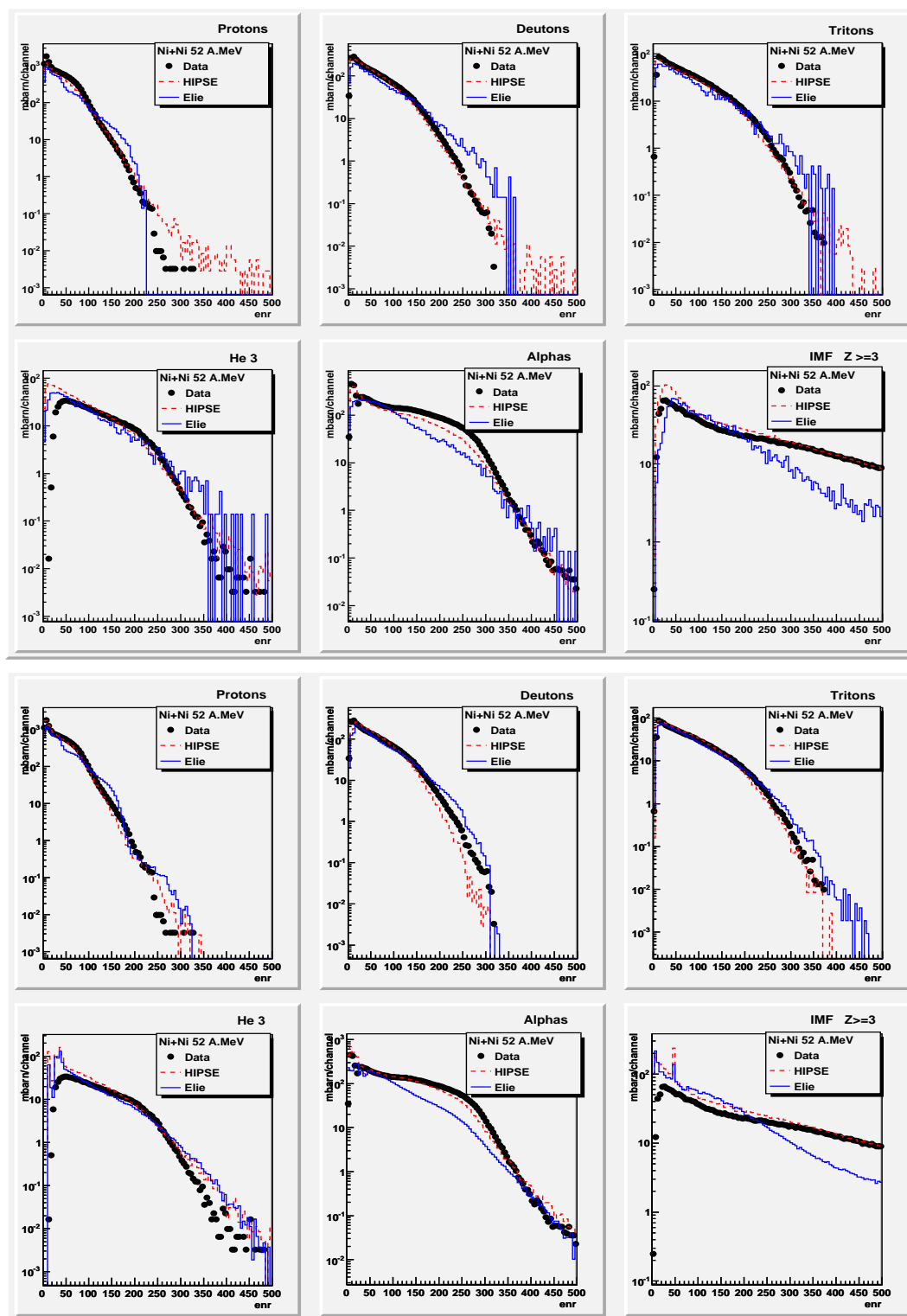


FIGURE 3.18 – Distribution d'énergie cinétique pour le système Ni+Ni à 52 MeV/u en section efficace invariante, en utilisant le filtre PANFORTE (en haut), ou le filtre classique (en bas) dans le repère du laboratoire.

cinétique pour les angles situés à l'avant et à l'arrière du centre de masse.

Pour les événements complets, les modèles ne reproduisent que certaines caractéristiques. Effectivement, pour ce qui est de la multiplicité moyenne en fonction de la charge, les deux modèles présentent un excès de résidu de Quasi-Projectile. Cela traduit la difficulté des modèles à reproduire la voie d'entrée de la réaction. Cette difficulté est également visible sur la figure montrant la multiplicité moyenne en fonction de la vitesse parallèle, où HIPSE est marqué par un caractère trop binaire de la réaction, et par un manque de fragments à mi-rapidité. HIPSE reproduit cependant parfaitement bien les protons à 32 et 50 MeV/u . ELIE présente également quelques difficultés lors de la reproduction des données, malgré une meilleure reproduction de la contribution des FMI à mi-rapidité, par rapport à HIPSE, qui est marqué par un probable surplus de Quasi-Cibles détectées, donnant ainsi un excès de la charge vers les $Z = 50$. De plus, comme nous avons pu le constater sur le graphe donnant l'évolution de l'énergie cinétique moyenne des particules en fonction de leur charge, pour les plus faibles d'entre elles, les particules possèdent la bonne énergie, comme celle détectée par INDRA, pour ces deux modèles, mais pas tout à fait leur vitesse parallèle.

Enfin, pour ce qui est des collisions centrales, HIPSE semble présenter de meilleurs résultats à plus faible énergie incidente, 32 MeV/u , notamment pour ce qui est de la multiplicité moyenne en fonction de la charge, ou bien encore de l'évolution de l'énergie cinétique moyenne des particules en fonction de leur charge. ELIE est, quand à lui, plus représentatif des résultats expérimentaux pour des énergies plus élevées comme 50 et 80 MeV/u . A plus faible énergie incidente, ELIE semble indiquer une proportion trop importante de collisions binaires dans le calcul de la réaction.

Malgré tout, si l'on considère, à présent, l'ensemble des systèmes étudiés, les résultats semblent être compatibles, entre eux, quelle que soit leur taille. Effectivement, si aucune sélection n'est appliquée, HIPSE est apte à reproduire l'ensemble des données. ELIE l'est également, mais pour les charges les plus faibles, c'est-à-dire jusqu'à $Z = 10$, et principalement pour les énergies incidentes les plus faibles. Pour les événements complets, les deux modèles présentent des difficultés à reproduire la voie d'entrée, qui se traduit par la non reproduction des données. Enfin, pour les collisions centrales, les modèles se complètent. HIPSE fonctionne très bien à plus faible énergie incidente, et ELIE pour des énergies incidentes plus élevées.

L'utilisation d'un autre filtre, plus géométrique que celui utilisé habituellement, a également été fait, dans le but d'obtenir éventuellement de meilleurs résultats de la part des modèles, et voir ainsi les limites du filtre classique, utilisé par la collaboration. PANFORTE n'améliore pas les résultats simulés, mis à part dans le cas d'ELIE pour les plus hautes multiplicités et les plus hautes énergies cinétiques, dans le cas de particules précises comme les deutons. Il est cependant raisonnablement compatible avec les résultats obtenus, avec le filtre classique, qui simule bien la détection et le fonctionnement du multidétecteur.

Au vu des résultats présentés dans ce chapitre, il est vrai que le modèle ELIE semble légèrement moins bien fonctionner que HIPSE. Cependant, permettant de décrire de manière plus simplifiée une réaction, il est tout à fait raisonnable de l'utiliser car il permet d'avoir un bon aperçu de la collision, et permet de reproduire assez globalement les données obtenues avec le multidétecteur INDRA.

Malgré tout, le plus important, par rapport à nos études de calorimétrie, qui vont être réalisées dans les chapitres suivants, est que les modèles HIPSE et ELIE sont capables de rendre compte de la physique des réactions étudiées, même s'ils sont loin d'être parfaits, et notamment pour les événements complets. Il paraît donc pertinent et intéressant de les utiliser pour nous aider à comprendre et valider les différentes calorimétries de noyaux chauds.

Chapitre 4

Deux méthodes de sélection de la composante évaporative

Dans le domaine de l'énergie de Fermi, il est extrêmement complexe d'isoler expérimentalement les fragments et particules issus du refroidissement des noyaux chauds, produits durant les collisions d'ions lourds. Le Quasi-Projectile, par exemple, pouvant se fragmenter en plusieurs morceaux lors de la collision, il est indispensable d'identifier ces morceaux puis de le reconstruire. Il faut donc définir une méthode de reconstruction de ce Quasi-Projectile chaud, prenant en compte aussi bien que possible la présence éventuelle d'autres participants lors de la réaction nucléaire et les distorsions pouvant être engendrées par ceux-ci. En détaillant les différentes étapes de reconstruction du noyau chaud, le travail, présenté dans ce chapitre, va montrer la complexité de la calorimétrie et le rôle fondamental joué par le dispositif expérimental.

Les études, concernant l'équation d'état de la matière nucléaire, nécessitent une calorimétrie des noyaux chauds, qui permet de mesurer l'énergie d'excitation emmagasinée lors de la collision par ces noyaux. Pour être véritablement quantitatif, ce type d'étude requiert bien évidemment une maîtrise totale de cette mesure de l'énergie d'excitation. Une étude méthodologique d'une technique de caractérisation classique des noyaux chauds détectés par un multidétecteur 4π , comme INDRA, a été réalisée dans la référence [3]. Elle a permis d'essayer de déconvoluer les influences respectives de la physique, du détecteur et de la méthode d'analyse sur la caractérisation des noyaux chauds, faite par cette calorimétrie dite standard. Elle a pu ainsi mettre en évidence les facteurs dominants qui agissent sur la qualité de la mesure de l'énergie d'excitation et définir ainsi des améliorations possibles. Ces études ont donc servi au développement d'une nouvelle méthode de calorimétrie des noyaux chauds, qui se veut optimale, appelée "Calorimétrie 3D". La validité de celle-ci va être évaluée pour l'ensemble des systèmes étudiés dans le cadre de notre systématique. Ceci permettra de mettre en évidence éventuellement quantitativement d'autres erreurs permettant ainsi d'estimer les limites d'applicabilité de cette méthode.

Ce chapitre va donc s'intéresser à présenter essentiellement deux méthodes différentes de sélection de la composante évaporative. La première est celle qui a été utilisée par Eric Bonnet dans sa thèse, que nous appellerons standard. L'autre, qui est implantée dans le lo-

giciel KaliVeda, est donc celle associée à la "calorimétrie 3D". Nous verrons, tout d'abord, quels sont les principes généraux communs à ces deux calorimétries puis nous verrons ensuite, en les détaillant, ce qui fait leur spécificité.

4.1 Principes généraux communs aux deux calorimétries

4.1.1 Bilan énergétique

Réaliser une calorimétrie, revient à différencier deux états d'un noyau. Dans un premier temps, on regarde l'énergie totale et la quantité de mouvement totale de ce noyau avant sa cassure. On appelle souvent ce noyau : source. Puis, on détermine la quantité de mouvement totale et l'énergie totale des fragments et des particules produits lors de la désexcitation de cette source.

La conservation de l'énergie totale de la source impose que l'énergie avant la désexcitation soit égale à la somme des énergies des produits de désexcitation. Celle-ci se traduit par l'expression :

$$E_{tot}^{(S)} = \sum_{i=1}^{M_S} E_{tot}^{(i)} \quad (4.1)$$

Le terme de gauche correspond à l'énergie de la source avant sa désexcitation. On choisit comme référentiel d'étude du mouvement, la source elle-même. Cette énergie est composée de son énergie d'excitation E_S^* et de son énergie propre au repos comme le montre l'équation suivante :

$$E_S^* + M_S c^2 = \sum_{i=1}^{M_{ulS}} (E_{cin}^{(i)} + m_{(i)} c^2) \quad (4.2)$$

Le terme de droite correspond à la sommation des énergies cinétiques $E_{cin}^{(i)}$ et des énergies au repos $m_{(i)} c^2$ des produits de la désexcitation. Les fragments, ou produits finaux, sont alors froids, et sont sans énergie d'excitation. Il n'y a pas d'interaction résiduelle entre eux. On néglige l'éventuelle production de gammas dans ce bilan qui représente une proportion d'énergie faible ($\leq 10 \text{ MeV}$). Nous allons donc seulement utiliser les particules ayant une masse dans ce bilan en énergie [63], [49], [41].

On rappelle que l'expression de la masse propre d'un noyau (i) peut être écrite en fonction de son nombre de masse $A_{(i)}$ de la manière suivante :

$$m_{(i)} c^2 = A_{(i)} \times 1 \text{ uma } c^2 + \delta^{(i)}(A_{(i)}, Z_{(i)}) \quad (4.3)$$

$\delta^{(i)}(A_{(i)}, Z_{(i)})$ étant l'excès de masse du noyau (i) en MeV .

La conservation de la charge et du nombre baryonique au cours d'un tel processus permet de simplifier alors l'expression de la conservation de l'énergie décrite par l'équation (4.2).

Celle-ci se réduit donc à l'équation :

$$E_S^* + \delta(A_S, Z_S) = \sum_{i=1}^{M_S} \left(E_{cin}^{(i)} + \delta^{(i)}(A_i, Z_i) \right) + \sum_{j=1}^{M_n} \left(E_{cin}^{(j)} + \delta(1, 0) \right) \quad (4.4)$$

A priori, nous voyons donc qu'une détection complète des produits de désintégration de la source doit permettre de déterminer son énergie d'excitation. Malheureusement aucune des expériences faites avec INDRA et étudiées ici, ne permet de le faire effectivement.

Il manque toujours la détection des neutrons, et éventuellement une partie des produits chargés. Afin de surmonter cette difficulté, des hypothèses doivent être émises comme, par exemple, celles présentées dans les références [66] [65], ou celles que nous allons présenter par la suite dans cette thèse.

De plus, pour pouvoir utiliser les relations décrites précédemment, il est nécessaire de reconstruire les vitesses du Quasi-Projectile ou de la Quasi-Cible, selon le noyau qu'on souhaite étudier, événement par événement dans un repère adapté. Pour cette reconstruction, les particules légères chargées ne sont pas utilisées, afin de réduire au minimum l'influence d'un éventuel prééquilibre de ces particules chargées. Nous voulons éviter tout mélange avec cette contribution, située autour de la mi-rapacité.

4.1.2 Reconstruction de la vitesse de la source en utilisant deux repères distincts

Privilégiant la calorimétrie du Quasi-Projectile, afin de reconstruire sa vitesse, donc celle de la source, nous allons donc ici nous concentrer sur celui-ci. Il faut définir, tout d'abord, le référentiel que l'on va utiliser et ensuite le repère d'espace qui va lui être associé. Le référentiel choisi est le centre de masse de la réaction. Pour le repère d'espace associé, il existe plusieurs possibilités : soit utiliser le repère du centre de masse, soit le repère de l'ellipsoïde du tenseur des impulsions. Pour chaque événement, nous avons donc déterminé le tenseur d'impulsions des fragments de masse intermédiaire (pour les charges $Z \geq 3$) et des fragments lourds dans le référentiel du centre de masse de la réaction.

Ces deux repères ont été déterminés. Pour chacun, nous avons reconstruit une source à partir de critères dépendant du repère lui-même. L'étude a donc consisté ensuite à comparer les deux sources ainsi obtenues afin de voir quel est le repère le mieux adapté pour nos analyses. Elle va servir à la fois pour la calorimétrie standard, mais également pour la calorimétrie 3D, détaillée plus loin dans ce chapitre.

Le repère du centre de masse

Nous avons tout d'abord commencé par le repère le plus couramment utilisé : le repère du centre de masse.

La reconstruction de la vitesse de la source dans ce repère se fait donc avec tous les FMI (Fragments de Masse Intermédiaire) situés à l'avant du centre de masse, ayant donc une vitesse parallèle positive. La relation permettant son calcul s'écrit donc de la manière

suivante :

$$\vec{v}_{source} = \frac{\sum_{Z_i > 2, v_{||Cm} > 0}^{Mult} \vec{p}_i}{\sum_{Z_i > 2, v_{||Cm} > 0}^{Mult} m_i} \quad (4.5)$$

où m_i est la masse du fragment i , et \vec{p}_i l'impulsion associée.

Outre le repère du centre de masse, nous nous sommes intéressés à un second repère : celui de l'ellipsoïde des impulsions. Le fait d'avoir deux repères dans l'espace des vitesses, n'ayant pas éventuellement du tout la même orientation, peut engendrer une sélection différente des particules.

Le repère de l'ellipsoïde

Celui-ci permet de définir la direction privilégiée du mouvement de la matière dans l'espace.

Effectivement, lors de la collision, on considère que la matière prend une direction différente de sa direction initiale. En fonction de l'énergie incidente, du paramètre d'impact et du processus d'interaction entre les deux partenaires de la collision, la matière et l'impulsion du mouvement peuvent se trouver plus ou moins déviées par rapport à la direction initiale du faisceau. Le système, après la collision, va prendre une forme dans l'espace des impulsions qui peut être caractérisée par un ellipsoïde (voir les références [67], [68]), comme représenté sur la figure [4.1].

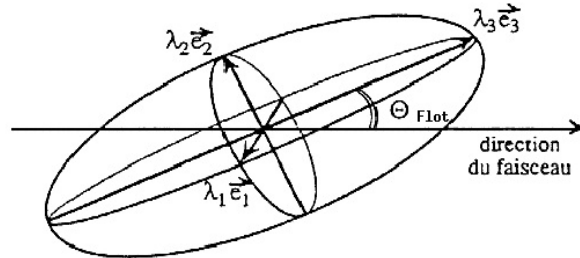


FIGURE 4.1 – Représentation schématique de l'ellipsoïde de réaction

Le fait d'utiliser le repère de l'ellipsoïde va permettre de tenir compte d'une éventuelle rotation du système dans l'espace, comme cela peut être observé pour certaines collisions profondément inélastiques. Cet ellipsoïde est obtenu à partir d'un tenseur des moments défini événement par événement dans le repère du centre de masse. Ce tenseur est pondéré par un poids qui lui donne une signification physique. Ce poids peut permettre d'obtenir

des informations sur le flux particulaire, énergétique ou impulsionnel. Dans notre cas, le poids associé au tenseur en $\frac{1}{P_\nu}$ permet de caractériser le flux d'impulsions.

Le tenseur est symétrique et réel. Il est possible de le diagonaliser pour obtenir des valeurs propres normalisées ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$) associées à des vecteurs propres ($\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$). Elles sont réelles positives ou nulles. Si nous les classons par ordre décroissant $\lambda_3 \geq \lambda_2 \geq \lambda_1$ ainsi que les vecteurs propres, le vecteur propre \vec{e}_3 représente l'axe principal de l'ellipsoïde et indique la direction privilégiée de mouvement des fragments.

La normalisation entraîne la propriété suivante :

$$\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1 \quad (4.6)$$

La reconstruction de la vitesse de la source se fait donc tout simplement avec tous les fragments de charge supérieure à 2, se situant à l'avant de l'ellipsoïde des moments. Une équation pouvant décrire ce calcul est la suivante :

$$\vec{v}_{sourceellipsoïde} = \frac{\sum_{Z_i > 2, v_{i/Eu} > 0}^{Mult} \vec{p}_i}{\sum_{Z_i > 2, v_{i/Eu} > 0}^{Mult} m_i} \quad (4.7)$$

Il est possible de travailler sur la forme d'un événement dans l'espace des impulsions à partir des informations fournies par la diagonalisation du tenseur des moments.

Celle-ci va être étudiée au travers de plusieurs variables. La variable principale est l'angle entre le grand axe principal de l'ellipsoïde et la direction du faisceau. Cet angle est appelé angle de flot, noté θ_{flot} . Il permet de traduire la rotation du système par rapport au centre de masse.

Comme chaque événement peut être caractérisé par un ellipsoïde, pour préciser sa forme, nous déterminons deux variables, appelées sphéricité et coplanarité, définies à partir des valeurs propres du tenseur des moments [69].

La sphéricité est définie de la manière suivante :

$$s = \frac{3}{2}(1 - \lambda_3) \quad (4.8)$$

Tandis que pour la coplanarité, nous avons :

$$c = \frac{\sqrt{3}}{2}(\lambda_2 - \lambda_1) \quad (4.9)$$

La sphéricité et la coplanarité sont deux variables construites à partir des valeurs propres obtenues avec le tenseur des moments. Elles permettent d'avoir une idée de la forme de l'événement, suivant la valeur du couple (s, c) : sphère (1,0), cigare (0,0) ou disque $(\frac{3}{4}, \frac{\sqrt{3}}{4})$, comme on peut l'observer sur la figure [4.2].

Nous présentons sur la figure [4.3] l'évolution de la corrélation entre ces deux variables pour le système Ni+Ni à 52 MeV/u, pour chaque tranche en énergie transverse comme elles ont été définies au chapitre précédent.

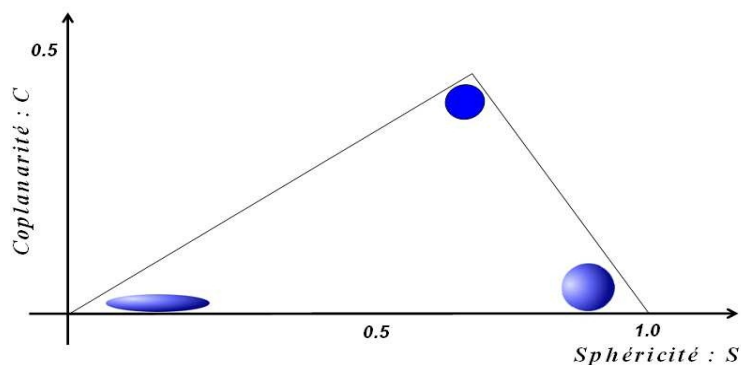


FIGURE 4.2 – Représentation de la forme des événements en fonction de deux variables : la coplanarité et la sphéricité

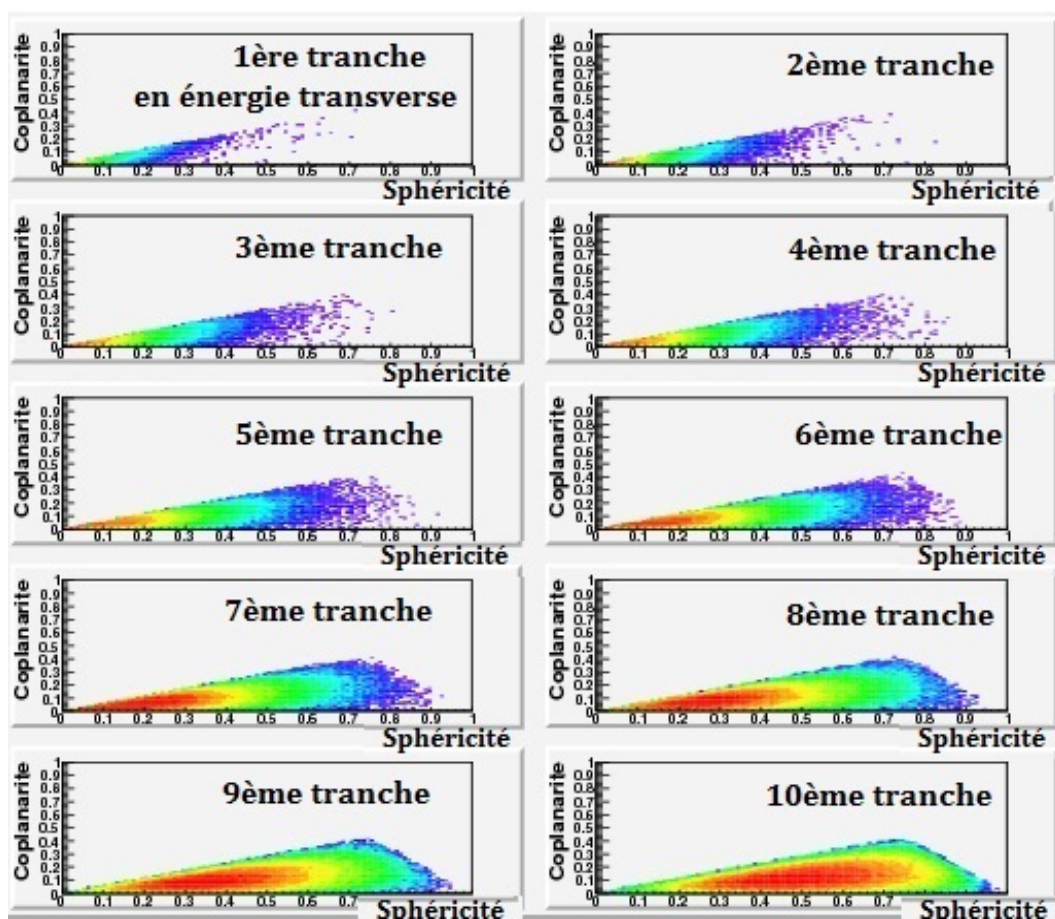


FIGURE 4.3 – Coplanarité en fonction de la sphéricité pour chaque tranche en énergie transverse pour le système Ni+Ni à 52 MeV/u.

Ce que l'on peut remarquer, c'est que l'on se trouve la plupart du temps avec des événements ayant la forme d'un cigare, et rarement des événements ayant la forme d'une sphère. Effectivement, pour les premières tranches en énergie transverse, donc pour les collisions les plus périphériques, l'événement prend la forme d'un cigare. Cette forme est représentée en bas à gauche du triangle du premier histogramme. Elle indique un fort caractère binaire de la collision. Ce n'est qu'à partir de la sixième tranche, que l'on peut constater une légère évolution de la forme de l'événement. Effectivement, lorsque l'énergie transverse augmente, donc à mesure que la violence de la collision augmente, l'événement tend à se rapprocher plutôt d'une forme de disque. Dans ce cas précis, pour le système $Ni + Ni$ à $52 \text{ MeV}/u$, et pour des énergies transverses élevées, notamment sur l'histogramme de la dixième tranche, soit pour les collisions centrales, nous avons plutôt une situation intermédiaire, soit un mélange avec autant la forme de disque que de sphère. La forme sphérique n'apparaît pas clairement ici. Il y a donc très peu de fusion à cette énergie pour ce système [70], [71], [41].

Dans la thèse de Nathalie Marie [10], il a été présenté des diagrammes de sphéricité-coplanarité, construits à partir des fragments de masse intermédiaire, pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à $50 \text{ MeV}/u$. L'évolution de la forme des événements est semblable. Cependant, dans le cas des collisions les plus violentes, une plus grande proportion d'événements a atteint une forme pratiquement sphérique. Cela semble indiquer un plus grand nombre d'événements correspondant à une fusion pour ce système et une dissipation importante de l'énergie incidente.

Influence du repère

Les figures qui vont être présentées dans cette partie sont faites pour une sélection d'événements complets à l'avant.

Afin de comparer les deux sources reconstruites, et voir ainsi l'influence du choix du repère, nous allons présenter l'évolution des composantes parallèles et perpendiculaires au faisceau de la vitesse des sources reconstruites en fonction, d'une part, de l'énergie transverse, et d'autre part, de l'angle θ_{flot} défini précédemment.

En ce qui concerne la partie gauche de la figure [4.4], nous pouvons noter que jusqu'à une énergie transverse normalisée d'environ 0,35, il n'y a pas de différence dans la direction parallèle au faisceau entre la source reconstruite en sélectionnant les fragments dans le repère du centre de masse et celle en sélectionnant les fragments dans celui de l'ellipsoïde. De même, en comparant les vitesses perpendiculaires au faisceau (voir la partie de droite de la figure [4.4]), la différence n'apparaît qu'à partir de 0,1. Les événements pour lesquels le choix du repère n'aura aucune importance, sont les événements périphériques. Cependant, en ce qui concerne les événements semi-périphériques et les événements centraux, le choix du repère sera capital.

Qu'en est-il de ces vitesses en fonction de l'angle θ_{flot} ?

A présent, si l'on regarde la vitesse parallèle au faisceau de la source reconstruite en fonction du θ_{flot} sur la figure [4.5] de gauche, on peut remarquer une concordance entre les deux vitesses reconstruites pour un angle allant de -50 à 50 degrés.

La vitesse parallèle est légèrement supérieure, pour les fragments sélectionnés dans

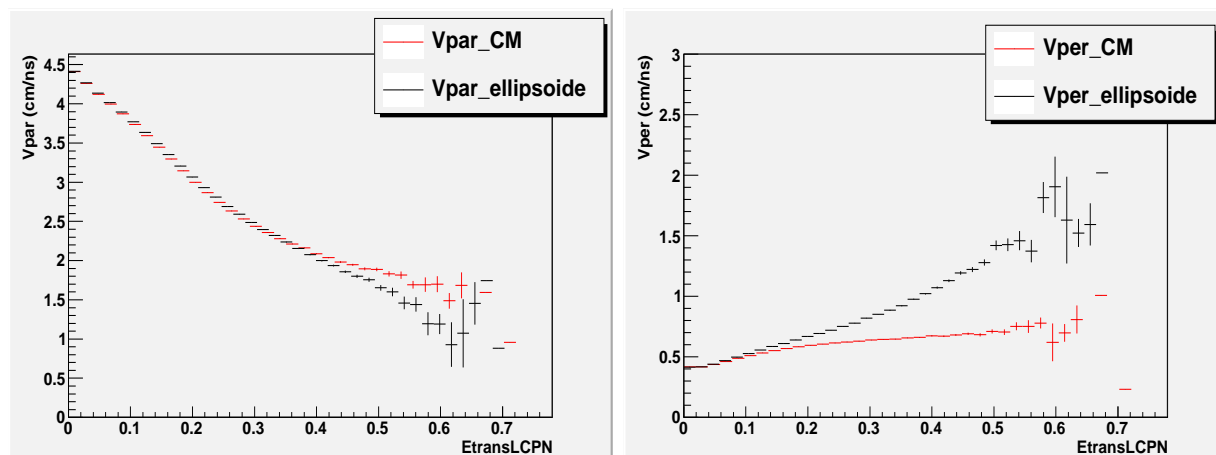


FIGURE 4.4 – Vitesse parallèle (à gauche) et perpendiculaire (à droite) des différentes sources reconstruites en fonction de l'énergie transverse normalisée, pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$, extrait de la deuxième campagne de mesures d'INDRA.

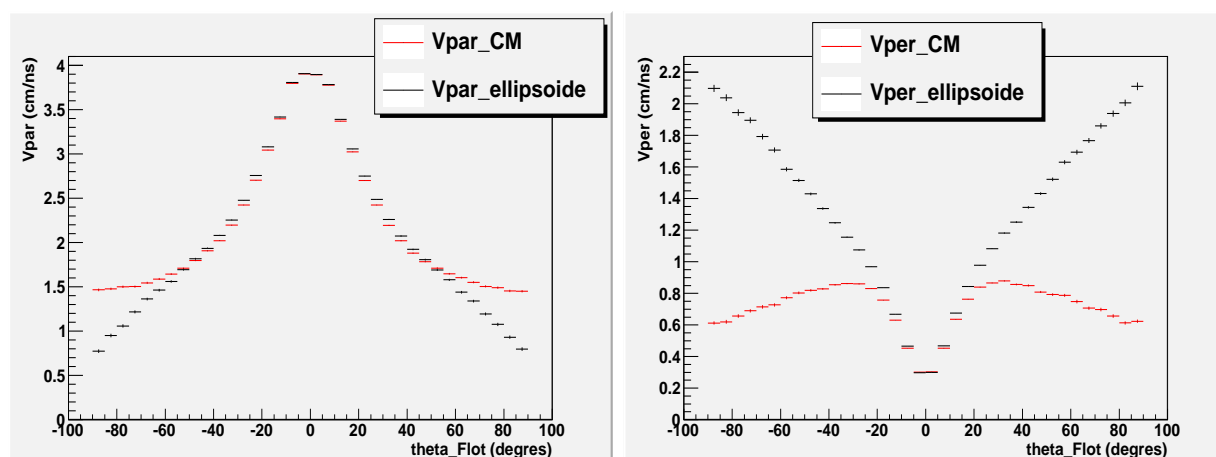


FIGURE 4.5 – Vitesse parallèle (à gauche) et vitesse perpendiculaire (à droite) au faisceau des sources reconstruites en fonction de l'angle θ_{flot} , pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$.

le centre de masse à celle obtenue avec sélection dans le repère de l'ellipsoïde, en ce qui concerne les plus grands angles (> 50 degrés) et les plus petits (< -50 degrés). De même, si l'on regarde la vitesse perpendiculaire au faisceau en fonction de l'angle θ_{flot} sur la figure [4.5] de droite, on peut remarquer un accord pour un angle allant de -15 à 15 degrés.

Pour une valeur de θ_{flot} donnée, comprise dans les intervalles $[-90^\circ; -15^\circ]$ et $[+15^\circ; +90^\circ]$, la vitesse perpendiculaire de la sélection dans le centre de masse est plus petite que celle de la sélection dans le repère de l'ellipsoïde. Une différence importante est même à noter. Cela prouve donc l'importance de faire un choix de repère, car celui-ci peut avoir de l'influence sur les résultats. C'est pourquoi, par la suite, seul le repère de l'ellipsoïde va être utilisé. Il semble mieux adapté à ce type de collision, et à ce genre de système. Il donne une meilleure visualisation de la forme des événements, et accorde une importance relative plus grande aux fragments les plus rapides. Il est également possible de dire que la détermination de la vitesse de la source dans le repère de l'ellipsoïde se rapproche plus de la réalité, car ce repère peut prendre véritablement en compte une éventuelle rotation du système, en tenant compte de la direction privilégiée prise par la matière dans l'espace.

Le vecteur vitesse de la source reconstruite, à partir de la sélection des particules dans le repère de l'ellipsoïde, va être utilisé pour la calorimétrie standard, telle qu'elle a été expliquée précédemment, mais va également être utilisée dans le cadre de la nouvelle calorimétrie 3D.

4.2 La calorimétrie standard

4.2.1 Description de la calorimétrie standard

La calorimétrie, que nous allons utiliser ici, a été développée pour caractériser les Quasi-Projectiles (QP), mais elle pourrait tout aussi bien s'appliquer à des Quasi-Cibles (QC), les systèmes en collision étant symétriques. Les vitesses du QP ont été reconstruites, événement par événement, comme expliqué précédemment. Les deux noyaux chauds formés sont donc supposés avoir atteint l'équilibre thermodynamique. Nous coupons l'espace des vitesses en deux moitiés à la vitesse du centre de masse perpendiculairement à l'axe principal de l'ellipsoïde des impulsions. Cette méthode suppose que la collision est essentiellement binaire.

Pour la reconstruction spécifique du QP, afin d'éviter une contamination du pré-équilibre, nous avons choisi un domaine spatial particulier pour considérer les particules légères chargées comme effectivement émises par le QP.

Pour cette calorimétrie standard, on ne conserve que les fragments de masse intermédiaire situés à l'avant de l'ellipsoïde et les particules légères chargées à l'avant du QP. Pour ces dernières particules, cette dernière sélection est faite à partir de leurs vecteurs vitesses. Il s'agit d'imposer que le produit scalaire, entre le vecteur vitesse de la source QP et le vecteur vitesse de la particule d'intérêt, soit positif. On obtient alors une sélection de toutes les particules émises dans la région des vitesses positives dans le repère du Quasi-Projectile. Cette zone est colorée en bleu sur la figure [4.6].

Supposant une isotropie de la désexcitation, on obtient la contribution arrière en doublant la contribution de ces particules légères. Cela permet de remonter à la totalité de l'émission de la source, afin de couvrir tout l'espace.

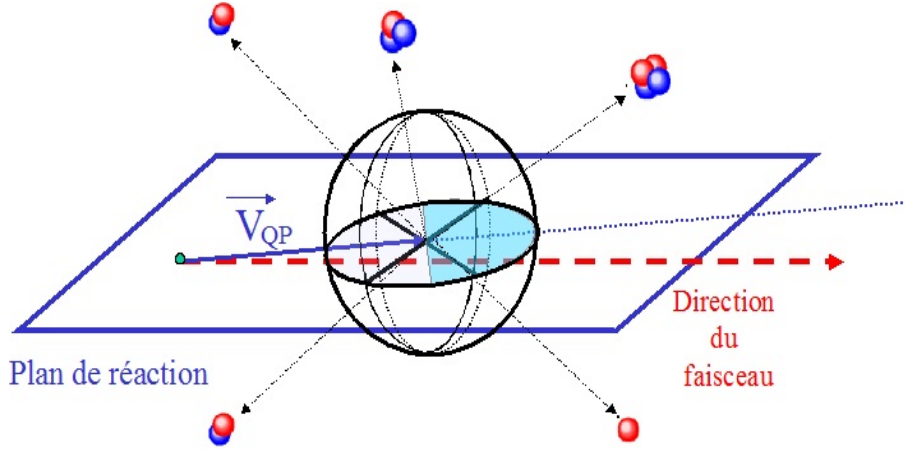


FIGURE 4.6 – Domaine spatial pour définir la région des vitesses positives dans le repère du QP

Nous pouvons ainsi reconstruire la charge du QP, en ajoutant au fragment le plus lourd détecté et fragments de masse intermédiaire, deux fois la charge des particules émises dans l'hémisphère avant de la source.

Ne disposant pas de la résolution isotopique des fragments, nous devons faire certaines hypothèses, et en particulier, ici, faire une approximation sur les masses des fragments. Celles-ci se définissent à partir d'une formule de masse, qui permet d'obtenir la masse moyenne correspondant à une charge donnée.

Nous avons à notre disposition trois formules pour la détermination de la masse. Il y a les deux proposées par Robert Charity dans la référence [72], l'une expérimentale pour des noyaux de $Z \geq 50$, appelée ici "Charity" et l'autre extraite de GEMINI et de mesures, appelée "EAL", pour "Evaporation Attractor Line" [72] [73]. Il faut ajouter celle utilisée par la collaboration INDRA, donnant l'évolution moyenne du A en fonction du Z pour les noyaux de la vallée de stabilité, que nous appellerons Veda. Une paramétrisation plus complexe aurait aussi été possible. Il s'agit de la formule EPAX [74], déterminée à partir de mesures expérimentales de réactions de fragmentation des noyaux, pour des énergies incidentes plus hautes, de l'ordre de 0,5 à 1 GeV/u .

Elles s'expriment mathématiquement de la manière suivante :

$$\text{Charity} : A = Z(2,045 + 3,57 \cdot 10^{-3} Z) \quad (4.10)$$

$$\text{EAL} : A = Z(2,072 + 2,32 \cdot 10^{-3} Z) \quad (4.11)$$

$$\text{Veda} : A = Z(1,867 + 1,6 \cdot 10^{-2} Z - 1,07 \cdot 10^{-4} Z^2) \quad (4.12)$$

Les formules de "Charity" et EAL caractérisent la zone atteinte par les fragments après la désexcitation. Avec "Charity", on prend en compte, pour les $Z > 50$, la désexcitation de noyaux faiblement excités appartenant à la vallée de stabilité. Notons, toutefois, que la formule appelée "Charity" est en réalité une amélioration de la paramétrisation d'EAL pour les résidus lourds, comme par exemple pour des Quasi-Projectiles d'or issus des collisions les plus périphériques comme cela est indiqué dans [72].

Ces formules permettent d'obtenir un A moyen pour chaque Z .

Dans leur thèse respective [75] et [10], Nathalie Marie et Sylvie Hudan préfèrent utiliser la paramétrisation appelée EAL. Dans sa thèse [7], Eric Bonnet présente une étude plus approfondie de l'influence du choix de la formule de masse. Il en a déduit que la taille du système a de l'importance pour le choix de la formule de masse à utiliser. Généralement, il utilise la formule de "Charity" pour des systèmes symétriques tels que Au+Au ; et EAL pour Xe+Sn et Gd+U. De plus, des comparaisons faites dans cette étude, il ressort que l'impact du choix de la formule de masse sur les valeurs moyennes de l'énergie d'excitation E^* et $M_{neutrons}$, issues de la calorimétrie, est minime. Nous avons choisi d'utiliser uniquement la formule de masse de Charity, qui évalue correctement la masse des fragments sur une large gamme en charge ($Z \in [5, 79]$).

La masse du QP est obtenue à partir de la charge du QP reconstruite en supposant que le rapport isotopique N/Z du système initial du projectile est conservé.

Comme les neutrons ne sont pas détectés, leur multiplicité doit être estimée pour chaque événement. La multiplicité des neutrons est estimée à partir de la balance des masses comme il est indiqué par les formules suivantes :

$$Z_s = \sum_{i=1}^{M_c} Z_i \quad (4.13)$$

$$\frac{A_s}{Z_s} = \frac{A_{proj}}{Z_{proj}} \quad (4.14)$$

$$A_s = \sum_{i=1}^{M_c} A_i + M_n \quad (4.15)$$

$$M_n = \frac{A_{proj}}{Z_{proj}} Z_s - \sum_{i=1}^{M_c} A_i \quad (4.16)$$

Il faut aussi déterminer l'énergie cinétique moyenne des neutrons évaporés par le Quasi-Projectile. Pour cela, nous utilisons la notion de température T telle qu'elle est introduite dans le modèle nucléaire du gaz de Fermi. Celle-ci est liée à l'énergie d'excitation dans ce cas par la relation suivante :

$$E^* = aT^2 \quad (4.17)$$

où " a " est le paramètre densité de niveaux accessibles aux nucléons de la source ; avec $a = \frac{A_s}{K}$ et $K = 10 \text{ MeV}$ [76].

Ce paramètre densité de niveaux possède une dépendance en masse et en charge. Expérimentalement, nous ne disposons pas d'une valeur précise du paramètre densité de niveaux.

Nous savons simplement qu'il peut couvrir un intervalle de valeurs compris entre 8 et 14. Le choix de la valeur à donner à ce paramètre densité de niveaux a également fait l'objet de nombreuses études. La valeur 10 est une valeur usuelle.

L'annexe de la thèse d'Eric Bonnet [7] présente les résultats de la calorimétrie des sources Xe+Sn de 25 à 50 MeV/u pour 6 jeux différents des paramètres (f_n , K). Ce deuxième paramètre f_n intervient dans l'estimation de l'énergie cinétique des neutrons à partir de la température comme nous allons le voir par la suite. Une étude plus poussée du paramètre densité de niveaux est faite dans la référence [77].

Il en ressort qu'un choix raisonnable est de prendre :

$$E^* = \frac{A}{10} \times T^2, \text{ d'où } T = \sqrt{\frac{10 \times E^*}{A_{source}}}.$$

A partir de la température T de la source, il est possible d'estimer l'énergie cinétique moyenne des neutrons. Nous supposons donc que tous les neutrons sont produits soit par évaporation soit lors d'une multifragmentation de la source. On définit alors l'énergie cinétique moyenne d'un neutron comme étant :

$$\langle E_{cin}^{neutron} \rangle \sim f_n T \sim T \quad (4.18)$$

avec T la température de la source reconstruite et avec le facteur multiplicatif f_n égal à 1 généralement, mais pouvant prendre la valeur $\frac{3}{2}$ dans le cas où tous les neutrons sont produits lors de la multifragmentation de la source. On serait alors face à une émission de volume.

Nous en déduisons alors la contribution énergétique moyenne estimée de l'ensemble des neutrons évaporés :

$$\sum_{i=1}^{M_n} E_{cin}^{(i)} \sim M_n \langle E_{cin}^{neutron} \rangle \sim M_n T \quad (4.19)$$

Les équations précédentes (4.17) et (4.19) ont été reportées dans l'équation (4.4), cela permet d'obtenir une équation du second degré :

$$aT^2 - M_n T - \sum_{i=1}^{m_S} E_{cin}^{(i)} + \Delta Q = 0 \quad (4.20)$$

avec

$$\Delta Q = Q^{(i)} - Q^{(f)} = \delta(A_s, Z_s) - (\sum_{i=1}^{M_c} \delta(A_i, Z_i) + M_n \delta(1, 0)) \quad (4.21)$$

La résolution de cette équation (la solution physique est bien évidemment positive) donne accès à l'énergie d'excitation par l'équation :

$$E_s^* = \sum_{i=1}^{M_c} E_{cin}^{(i)} + M_n T - \Delta Q \quad (4.22)$$

La détermination de l'énergie d'excitation pour cette calorimétrie passe donc par la résolution d'une équation du second degré.

4.3 Nouvelle "Calorimétrie 3D"

4.3.1 Détermination du domaine spatial d'émission par le QP

Comme nous venons de le voir dans le paragraphe précédent, le repère de la source utilisé peut avoir de l'influence sur les caractéristiques spatio-énergétiques des particules légères chargées et donc indirectement sur la thermodynamique du noyau chaud. Ces dernières interviennent dans les techniques expérimentales utilisées tant pour la mesure de l'énergie d'excitation que pour celle de la température. Donc, pour réaliser cette nouvelle calorimétrie, nous nous plaçons dans le repère du Quasi-Projectile. Il s'agit du repère, qui, par définition, est lié au vecteur vitesse du QP reconstruit dans le repère du centre de masse.

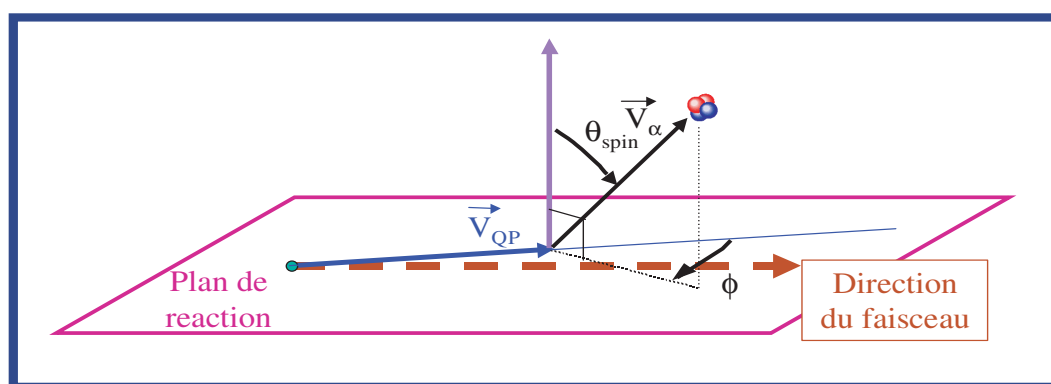


FIGURE 4.7 – Définition des angles d'émission des particules légères.

Les conclusions apportées par l'auteur de la référence [3] nous ont amené à penser que seul un domaine spatial limité peut être utilisé pour caractériser correctement la contribution de désexcitation du QP. Pour cela, nous définissons un angle, appelé ϕ , dans le plan de réaction, comme étant l'angle entre la direction du vecteur vitesse du QP et la projection du vecteur vitesse de la particule dans le plan de réaction (voir sur la figure [4.7]). Cet angle est pris positif lorsque cette projection est localisée à droite, comparé avec la direction du vecteur du QP (voir sur la figure [4.7]).

L'hypothèse est alors faite que les particules émises dans le domaine angulaire $\phi [0^\circ, -60^\circ]$ dans le repère du Quasi-Projectile sont uniquement évaporées par le Quasi-Projectile (voir sur la figure [4.8]). Ce domaine angulaire est délimité par la zone colorée en vert sur la figure [4.8]. Ces particules permettent de caractériser la totalité des propriétés physiques de la contribution évaporative du QP.

Afin de confirmer le choix du domaine angulaire $[0^\circ, -60^\circ]$ considéré, le graphique de la figure [4.9] a été tracé. Il représente la distribution angulaire en ϕ des alphas, pour différentes sélections d'événements pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$. Ces sélections correspondent aux différentes tranches en énergie transverse, comme définies au troisième chapitre. La première tranche en énergie transverse correspond aux événements très périphériques, et la dixième, aux événements centraux.

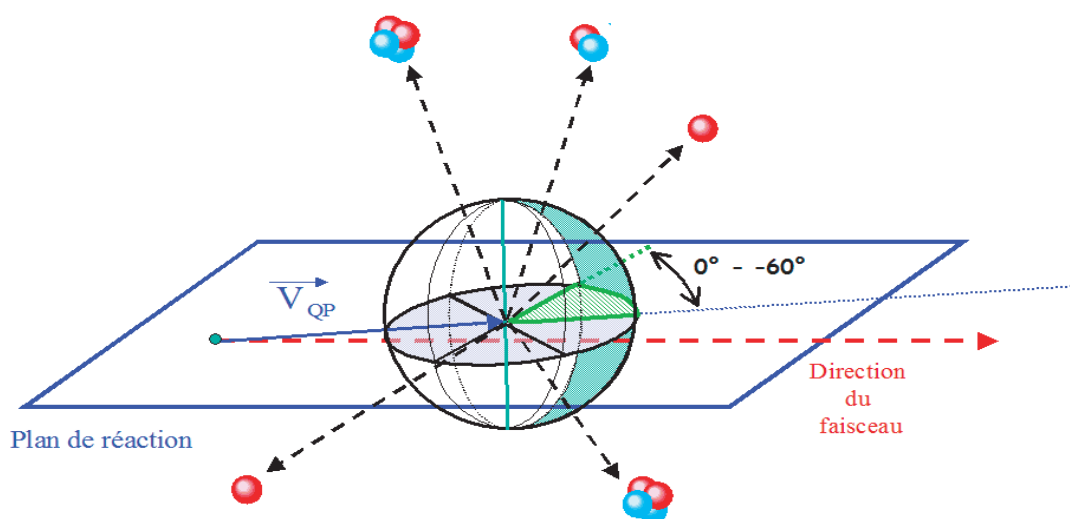


FIGURE 4.8 – Domaine spatial permettant de définir la zone pour laquelle les particules sont considérées comme uniquement évaporées par le Quasi-Projectile.

Pour toutes les particules légères évaporées par le QP, il est attendu une distribution plate en ϕ . Or, quelle que soit la tranche en énergie étudiée, la zone la plus plate est celle comprise entre 0° et -60° , pour l'ensemble des particules légères chargées. De plus, des conclusions extraites de la référence [3] prouvent également que le domaine angulaire considéré est aussi compatible avec l'énergie moyenne attendue pour cette évaporation. C'est pour cela que nous avons pris, le domaine $[0^\circ; -60^\circ]$ comme référence pour notre calorimétrie. Nous allons donc considérer que la détermination de l'origine de l'émission que nous faisons de ces particules chargées, est correcte. Les particules sont bien évaporées par le QP pour ce domaine précis.

Donc, ce domaine angulaire considéré, spécifique à l'avant du QP, devient le domaine de référence pour caractériser la composante évaporative, et correspond à un sixième de l'angle solide total (voir la figure [4.8]).

Les autres domaines angulaires, compris entre $(\phi_1 - \phi_2)$, peuvent être pollués par des émissions de particules pouvant provenir de la Quasi-Cible, ou d'une origine autre que le Quasi-Projectile (pré-équilibre, col...). Pour ces domaines, des probabilités expérimentales d'émission par le QP sont calculées.

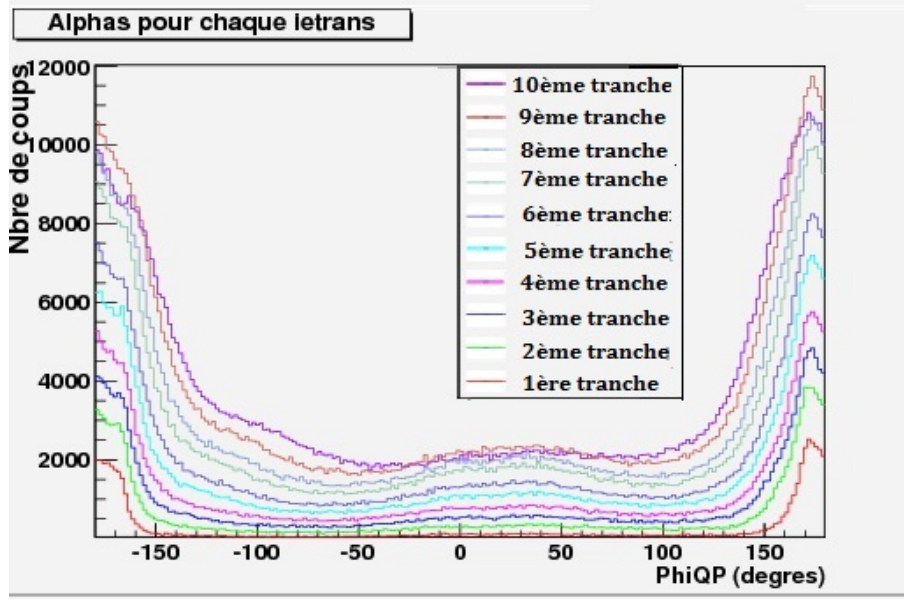


FIGURE 4.9 – Distribution angulaire en ϕ des alphas pour le système $Ni + Ni$ à $52 \text{ MeV}/u$, pour différentes sélections d'événements, correspondantes à différentes tranches en énergie transverse. Ces tranches en énergie transverse sont représentées en couleur sur l'histogramme. La première tranche correspond à des événements très périphériques, et la dixième tranche, à des événements très centraux.

4.3.2 Calcul des probabilités d'émission par le QP

Les probabilités d'émission par le QP, sont déterminées expérimentalement à partir des caractéristiques physiques des particules émises dans le domaine de référence par comparaison avec les autres domaines. Cela signifie que pour chaque domaine angulaire, il a été construit l'ensemble des distributions angulaires polaires, ainsi que les distributions énergétiques, pour tous les types de particules détectées, définies dans le repère du QP reconstruit.

À partir de celles-ci, nous déterminons une probabilité expérimentale d'émission, pour toutes les particules légères et les fragments de masse intermédiaire, à l'exception des deux fragments les plus lourds à l'avant. Cette probabilité est définie comme suit :

$$Prob(E_c, \theta, \phi_1 - \phi_2) = Prob(E_c, \phi_1 - \phi_2) \times Prob(\theta, \phi_1 - \phi_2) \quad (4.23)$$

En fait, on définit deux probabilités : une déduite des distributions d'énergie cinétique et l'autre des distributions angulaires de la colatitude. Il a donc été supposé que, pour toute particule, la probabilité d'être émise à une colatitude, donc un angle θ_{spin} , était indépendante de l'énergie cinétique et réciproquement. L'influence du moment angulaire est donc considérée faible sur les distributions d'énergie cinétique. Ces probabilités sont bien évidemment déterminées pour chaque tranche d'énergie transverse telle que nous

les avons définies précédemment. A partir de la relation précédente (4.23) et de notre hypothèse de sélection des particules provenant du QP, nous en déduisons que la probabilité expérimentale d'évaporation par le QP se détermine en utilisant la relation suivante :

$$Prob(E_c, \theta, \phi_1 - \phi_2) = \frac{\frac{dN(E_c, 0^\circ - 60^\circ)}{dE_c}}{\frac{dN(E_c, \phi_1 - \phi_2)}{dE_c}} \times \frac{\frac{dN(\theta, 0^\circ - 60^\circ)}{d\cos(\theta)}}{\frac{dN(\theta, \phi_1 - \phi_2)}{d\cos(\theta)}} \quad (4.24)$$

Pour bien expliquer la méthode utilisée, nous avons tracé des distributions en énergie cinétique des protons dans le repère reconstruit du QP (voir sur la figure [4.10]).

Cette figure représente deux distributions d'énergie cinétique des protons, pour le système Xe+Sn de la première campagne de mesures d'INDRA, à $50 \text{ MeV}/u$. La courbe rouge est la distribution d'énergie cinétique correspondant à des protons émis dans le domaine de référence $[0^\circ, -60^\circ]$, donc des particules supposées uniquement évaporées par le QP ; en noir, la distribution d'énergie cinétique pour les protons émis dans un autre domaine spatial, avec le même angle solide. Ces deux courbes sont obtenues pour une sélection d'énergie transverse bien particulière, ici la quatrième tranche de notre sélection.

S'il n'y avait que de l'évaporation, les distributions rouge et noire seraient équivalentes. Or, comme le montre cette figure [4.10], ce n'est pas le cas. La différence correspond à ce qui n'est pas évaporé.

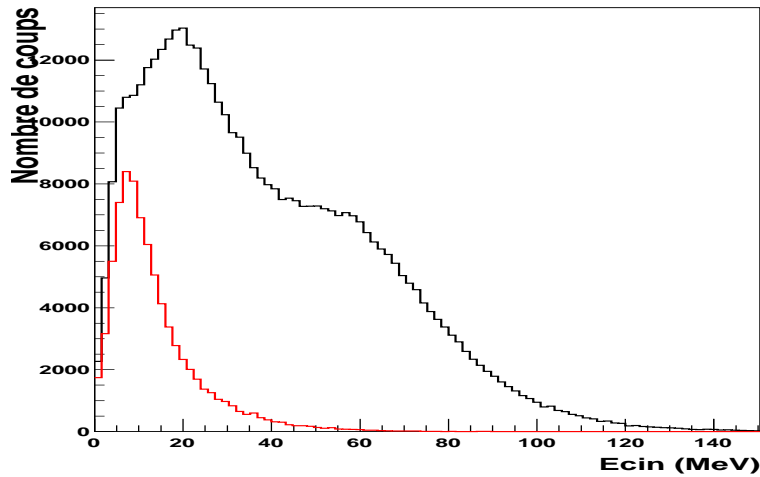


FIGURE 4.10 – Distributions d'énergie cinétique pour le système Xe+Sn pour des protons à $50 \text{ MeV}/u$: en rouge, pour le domaine angulaire de référence, et en noir, pour un autre domaine $(-120^\circ; -180^\circ)$, pour la quatrième tranche d'énergie transverse.

Comme il est possible de le voir sur la figure [4.11], on obtient la probabilité d'émission à une énergie cinétique donnée pour un proton dans le domaine angulaire en ϕ considéré et pour la tranche d'énergie transverse choisie, en faisant la division de la distribution

d'énergie cinétique dans le domaine de référence $[0^\circ, -60^\circ]$ (courbe rouge), par la distribution de l'énergie cinétique pour l'autre domaine, ici $[-120^\circ, -180^\circ]$ (courbe noire). Chaque probabilité est, bien évidemment, comprise entre 0 et 1.

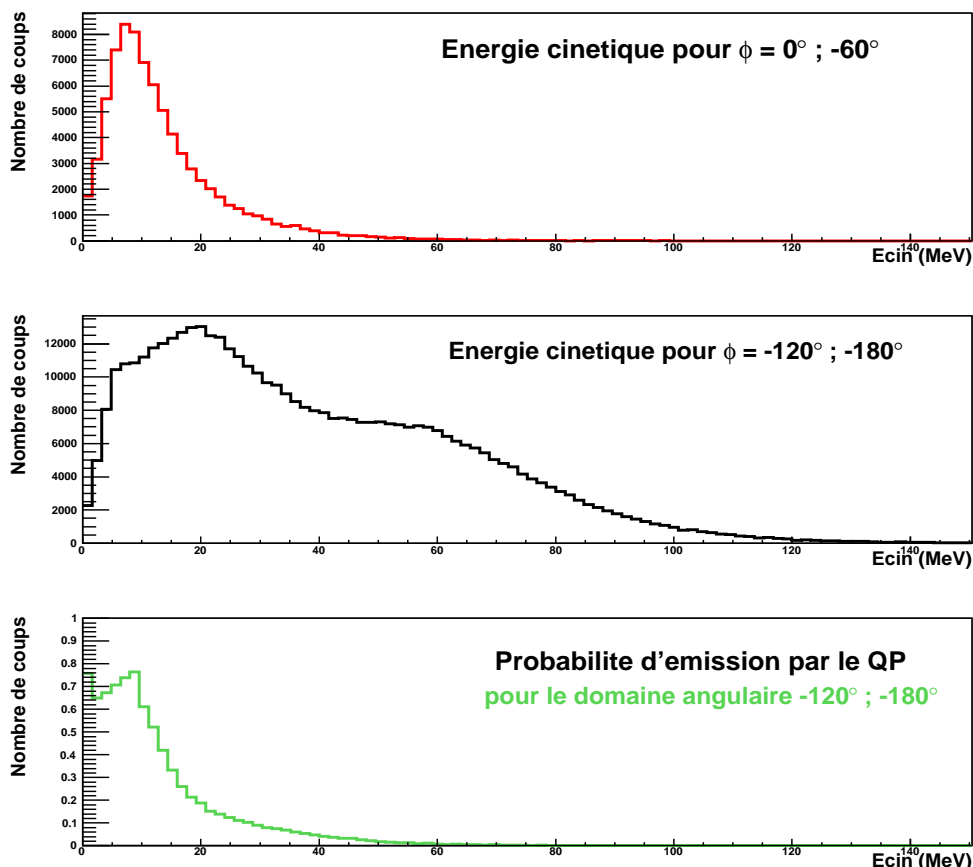


FIGURE 4.11 – Figures montrant le principe d'obtention de la probabilité d'émission par le QP, pour les protons, dans le cadre d'une sélection donnée. L'histogramme du haut représente la distribution d'énergie cinétique pour le domaine en ϕ de référence. L'histogramme du milieu correspond au domaine angulaire $[-120^\circ; -180^\circ]$. La division de ces deux distributions donne le dernier histogramme, représentant la probabilité d'émission d'un proton à une énergie cinétique donnée par le QP (dans le repère du QP), pour le domaine angulaire $[-120^\circ; -180^\circ]$.

Cette procédure est répétée pour chaque domaine angulaire et pour chaque type de particule légère chargée, pour l'énergie cinétique. La même chose est alors effectuée pour les distributions en cosinus θ .

La multiplication de ces deux probabilités, celle dépendant de l'énergie cinétique et celle dépendant du cosinus θ , donne la probabilité d'émission calculée pour chaque particule, chaque tranche en énergie transverse et chacun des domaines angulaires en ϕ , comme le

montre l'équation (4.23).

Nous obtenons alors une probabilité d'évaporation par le QP, pour les particules, en fonction de l'énergie cinétique, l'angle θ , et de l'angle ϕ , pour chaque particule d'un événement donné. Cette probabilité est prise égale à 1 pour les deux plus gros fragments à l'avant du centre de masse.

Ces probabilités d'émission permettent donc de remonter à la charge, la masse, et l'énergie d'excitation du QP. Effectivement, pour chaque particule détectée de l'événement, sa charge (Z_i), sa masse (A_i) et son énergie cinétique (E_{ci}) sont multipliées par cette probabilité notée $prob_i$. Ainsi pondérées, ces grandeurs sont sommées afin d'obtenir les propriétés de la source, comme indiqué par les relations suivantes :

$$Z_{QP} = \sum_{i=1}^{multot} prob_i \times Z_i \quad (4.25)$$

$$A_{QP} = \sum_{i=1}^{multot} prob_i \times A_i + N_{neutron} \quad (4.26)$$

$$E_{QP}^* = \sum_{i=1}^{multot} prob_i \times E_{ci} + N_{neutron} \times \langle E_c \rangle_{p+\alpha} - \Delta Q \quad (4.27)$$

Les masses, non mesurées, sont estimées à partir de la charge en utilisant la formule de masse dite "Charity" [72].

De plus, les neutrons n'étant pas non plus mesurés par INDRA, le nombre de neutrons est alors obtenu en imposant que la source reconstruite, conserve le rapport isotopique A/Z du système initial. L'énergie cinétique des neutrons est quant à elle obtenue à partir de l'énergie cinétique moyenne des protons soustraite de la barrière Coulombienne, et des alphas, s'il n'y a pas de protons.

Pour conclure, dans ce chapitre, nous avons présenté deux méthodes de calorimétrie. Pour cela, nous avons, tout d'abord, posé les principes généraux communs à celles-ci, au travers d'un bilan en énergie et de la reconstruction de la vitesse de la source. Puis, nous les avons décrites, en énonçant les différences entre la calorimétrie appelée standard et celle que nous avons développée, c'est-à-dire la calorimétrie 3D, que nous voulons optimale. L'utilisation de ces deux méthodes va faire l'objet du chapitre suivant. Afin d'avoir un moyen de juger ces méthodes et de les valider, nous allons nous servir des deux générateurs d'événements présentés dans un des chapitres précédents, à savoir HIPSE et ELIE. Nous pourrons ainsi mieux comparer les résultats obtenus avec ces deux calorimétries, mais nous pourrons aussi essayer de déterminer comment améliorer la nouvelle calorimétrie 3D. Nous le ferons bien évidemment pour l'ensemble des systèmes étudiés dans cette thèse.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux des mesures calorimétriques

Dans ce chapitre, nous voulons, dans un premier temps, montrer le résultat de l'application des deux méthodes de reconstruction du Quasi-Projectile aux données recueillies expérimentalement par INDRA. Nous allons illustrer le fait qu'elles donnent chacune des résultats différents selon le système et l'énergie incidente étudiés. Nous allons nous servir des deux modèles à notre disposition, HIPSE et ELIE, d'une part pour juger de la capacité effective de chacune des méthodes à remonter aux caractéristiques physiques primaires du Quasi-Projectile et d'autre part définir le potentiel de chacune des méthodes pour mettre en avant les différences du point de vue de la physique entre les deux modèles. Pour mieux comprendre les différences observées, une étude va essayer de montrer l'influence des hypothèses faites pour chaque calorimétrie dans la détermination des contributions évaporatives des particules légères ou des FMI, ainsi que leur importance relative dans la mesure de la charge, de la masse et de l'énergie d'excitation du Quasi-Projectile. Là, encore, les modèles vont être une aide à la compréhension. L'ensemble de ces comparaisons devrait nous permettre de mieux appréhender les qualités et limites de la nouvelle calorimétrie 3D.

Nous voulons, dans un deuxième temps, voir comment cette nouvelle méthode de sélection de la composante évaporative peut améliorer la détermination des "classiques" courbes caloriques. Nous présenterons donc un ensemble de courbes obtenues dans le cadre de notre étude systématique des Quasi-Projectiles obtenus lors de collisions de systèmes symétriques ou quasi-symétriques. Pour cela, il est bien sûr nécessaire de déterminer aussi de manière indépendante la température du noyau chaud. Nous allons voir aussi comment nous avons tenté d'optimiser cette mesure. Nous verrons que nous arrivons dans une certaine mesure à mettre en avant expérimentalement les limites d'existence d'un noyau chaud, même si les mesures ne sont pas parfaites.

5.1 La calorimétrie du QP dans le cadre de la systématique

5.1.1 Mesure de la charge du Quasi-Projectile

Nous allons, tout d'abord, étudier l'évolution moyenne de la mesure de la charge du Quasi-Projectile en fonction de l'énergie transverse normalisée. Celle-ci est présentée sur les deux graphes bidimensionnels de la figure [5.1], pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$.

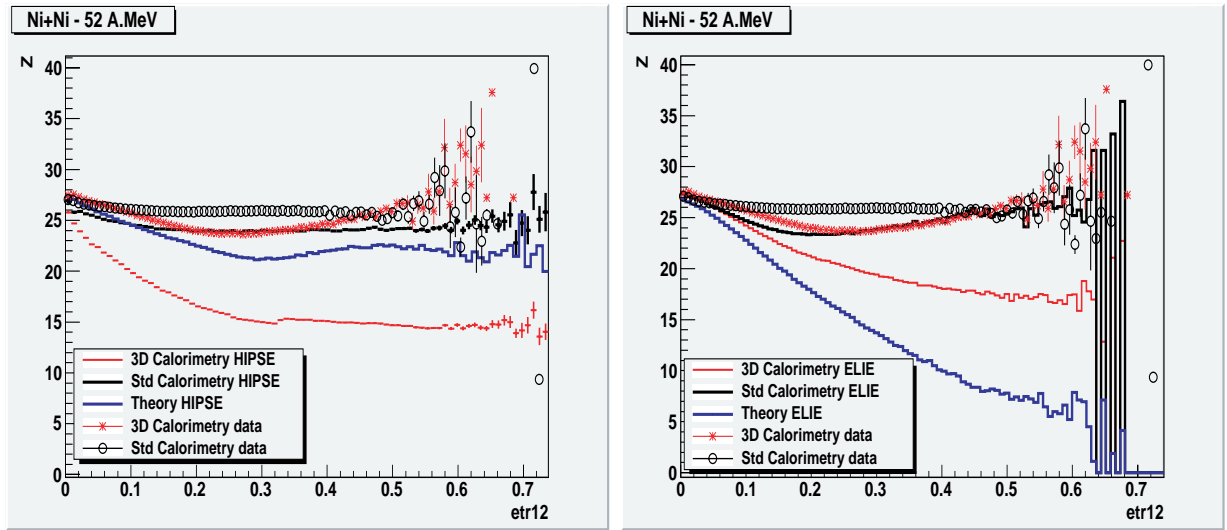


FIGURE 5.1 – Charge moyenne mesurée du Quasi-Projectile en fonction de l'énergie transverse normalisée pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$: à gauche, les résultats pour HIPSE et à droite, ceux pour ELIE. Ces résultats sont comparés aux données obtenues avec INDRA (étoiles rouges pour la calorimétrie 3D et cercles vides noirs pour la calorimétrie standard), qui sont présentes sur les deux graphes.

Sur ceux-ci, les mesures de la charge du Quasi-Projectile à partir des données obtenues avec le multidétecteur INDRA, sont représentées par des étoiles rouges pour la calorimétrie 3D, et des cercles vides noirs pour la calorimétrie standard. De plus, nous y avons ajouté les résultats obtenus avec les données simulées par les modèles. Sur le graphe de gauche, nous avons mis les résultats du modèle HIPSE, et sur le graphe de droite, ceux du modèle ELIE. Quel que soit le modèle étudié, les résultats de la calorimétrie 3D obtenus pour les données simulées sont représentés par des lignes rouges, ceux de la calorimétrie standard, par des lignes noires, et les valeurs initiales théoriques fournies par les modèles par des lignes bleues. Ces dernières sont les valeurs que nous devrions obtenir si le protocole expérimental était parfait.

Les résultats expérimentaux de la mesure de la charge du Quasi-Projectile par les deux calorimétries, standard et 3D, semblent être en accord pour les événements très périphériques (faibles valeurs d'énergie transverse normalisée), ainsi que pour les collisions plus

centrales (valeurs les plus élevées d'énergie transverse normalisée). Par contre, pour des événements semi-périphériques et semi-centraux, la calorimétrie 3D présente des valeurs de mesure de charge du QP plus basses que la calorimétrie standard, sur un intervalle de valeur d'énergie transverse allant de 0,1 à 0,4 environ. Regardons maintenant ce qu'il en est avec les modèles.

Pour ce qui est des résultats de la calorimétrie standard appliquée aux événements générés par le modèle HIPSE (ligne continue noire), il semblerait qu'ils soient légèrement inférieurs aux résultats obtenus avec les données expérimentales en appliquant la calorimétrie standard. Quant aux résultats obtenus en appliquant la calorimétrie 3D aux événements fournis par le modèle HIPSE (ligne continue rouge), ceux-ci se trouvent assez éloignés des données.

Comparons, maintenant, les valeurs initiales théoriques de la charge du QP de HIPSE (ligne bleue sur ce même graphe) à celles obtenues par les deux différentes méthodes calorimétriques utilisées. Pour la calorimétrie standard, les valeurs de charge mesurées sont plus grandes que les valeurs théoriques, à l'exception des collisions périphériques, en dessous de 0,1. C'est étonnant, sachant que l'efficacité de détection des particules évaporées n'est pas de 100 %. Au contraire pour la calorimétrie 3D, les valeurs obtenues pour la mesure de la charge telles que simulées par HIPSE sont plus faibles que celles théoriquement attendues, et cela quelle que soit l'énergie transverse normalisée. Malgré tout, la forme générale obtenue expérimentalement avec la calorimétrie 3D se rapproche plus de celle de l'histogramme théorique. Une légère diminution de la charge pour les collisions périphériques et une augmentation pour les collisions plus centrales se retrouvent pour les valeurs théoriques de HIPSE et les valeurs de la calorimétrie 3D. Nous pouvons y voir un certain accord entre les résultats. Les différences existantes se retrouvent sous la forme d'un décalage systématique, c'est-à-dire qu'il doit y avoir un problème de sous-estimation de la probabilité d'évaporation lié à une efficacité de détection des particules insuffisantes, pour la zone d'espace prise comme référence de l'évaporation.

Comparons, à présent, les résultats expérimentaux avec ceux obtenus lorsque les méthodes sont appliquées aux données fournies par le modèle ELIE (voir sur le graphe de droite de la figure [5.1]).

Pour les événements très périphériques, le modèle ELIE et les données sont en accord quelle que soit la méthode calorimétrique appliquée. Ce n'est qu'à partir d'une valeur d'énergie transverse normalisée de 0,05 que les résultats commencent à se différencier. Comme précédemment, la charge moyenne donnée par la calorimétrie standard avec ELIE (ligne continue noire) ne semble pas reproduire les valeurs expérimentales. De même, la charge moyenne obtenue avec la calorimétrie 3D pour ELIE (ligne continue rouge) est très inférieure à celle obtenue pour les données.

Comme pour le modèle HIPSE, les valeurs théoriques sont très éloignées des résultats obtenus par les deux calorimétries. Cependant, nous pouvons remarquer que les valeurs théoriques de la charge du QP diminuent énormément avec la centralité de la collision, de manière cohérente vis-à-vis du caractère géométrique de ce modèle. Il est très important de noter que même si la valeur mesurée est fautive, seule la calorimétrie 3D prédit cette tendance. La calorimétrie standard ne permet pas du tout de rendre compte de cette ten-

dance.

Globalement, quelle que soit la méthode calorimétrique utilisée, il n'y a pas pour ce système à cette énergie, d'accord entre les données et le modèle ELIE, si ce n'est pour les collisions très périphériques.

Les résultats de la mesure de la charge moyenne en fonction de l'énergie transverse pour un autre système, $Xe + Sn$ et une autre énergie, $50 MeV/u$, sont présentés en annexe [B]. Pour ce système, nous avons pu constater une nette amélioration de l'accord entre les différentes mesures expérimentales de la charge moyenne en fonction de l'énergie transverse pour les deux calorimétries étudiées. De grandes ressemblances sont même à noter pour les événements très périphériques. Par contre, pour les collisions les plus violentes donc centrales, la calorimétrie 3D présente des valeurs moyennes mesurées de la charge du QP beaucoup plus basses que celles obtenues avec la calorimétrie standard.

Pour ce qui est du modèle HIPSE, l'accord entre le modèle et les données semble être nettement meilleur qu'avec le système $Ni + Ni$ étudié précédemment. Les résultats de la simulation se rapprochent beaucoup plus des résultats expérimentaux, pour les deux calorimétries. Ils sont, toutefois, toujours inférieurs aux résultats obtenus avec les données expérimentales, mais les écarts sont nettement moins grands. Les valeurs théoriques initiales de la charge du QP de HIPSE sont comprises entre les valeurs obtenues par la calorimétrie standard, plus élevées, et les valeurs obtenues par la calorimétrie 3D. Les résultats sont, toutefois, très proches pour les événements très périphériques.

En ce qui concerne les événements simulés avec le modèle ELIE, les valeurs de la mesure de la charge du QP obtenues avec la calorimétrie standard sont toujours plus faibles que celles obtenues expérimentalement. Aucun accord ne semble apparaître, hormis pour les collisions centrales, où les valeurs tendent à se rapprocher. Pour ce qui est de la calorimétrie 3D, les résultats pour le modèle ELIE semblent assez compatibles avec les résultats expérimentaux pour les événements semi-périphériques et semi-centraux. Effectivement, sur l'intervalle en énergie transverse normalisée compris entre 0,1 et 0,24, une bonne superposition des résultats apparaît. Hormis cet accord, donc pour les autres collisions, très périphériques ou centrales, les résultats pour la simulation sont toujours plus faibles. Comparons, à présent, avec les valeurs théoriques. Celles-ci sont toujours plus basses, quelle que soit la violence de la collision étudiée. Cette constatation a déjà été faite avec le système $Ni + Ni$ précédent.

En conclusion, pour ce système de plus grande taille, il faut noter l'accord très raisonnable entre les résultats obtenus avec les données simulées par HIPSE et les résultats expérimentaux, quelle que soit la violence de la collision. Pour le modèle ELIE, la grande différence, observée pour le système léger entre les deux calorimétries, à l'exception des périphériques, persiste. Pour la comparaison avec les données expérimentales, il y a une compatibilité uniquement concernant la calorimétrie 3D à noter, pour les événements semi-périphériques et semi-centraux. Pour ce système aussi, seule la calorimétrie 3D permet d'observer partiellement l'effet de la voie d'entrée du modèle ELIE sur la taille du QP, qui est fonction du paramètre d'impact.

Clairement, les résultats des comparaisons entre les modèles et les données semblent meilleurs pour le système le plus lourd. Il y a clairement un problème d'efficacité de détec-

tion à l'avant du QP, qui perturbe la calorimétrie 3D concernant la mesure de la charge du QP pour le système léger. Par contre, seule cette méthode calorimétrique semble être capable de tenir compte correctement des scénarios de formation des QP entre les deux modèles. La calorimétrie standard donne à peu près les mêmes résultats, quels que soient le système et le modèle. Elle surestime complètement la charge du QP pour les collisions centrales de ces modèles. Son domaine de validité en paramètre d'impact apparaît donc très limité.

Poursuivons, maintenant, notre étude, avec cette fois-ci la mesure de l'énergie d'excitation par nucléon moyenne en fonction de l'énergie transverse normalisée.

5.1.2 Mesure de l'énergie d'excitation par nucléon

De la même manière que précédemment, nous allons maintenant présenter les résultats de la mesure de l'énergie d'excitation moyenne par nucléon en fonction de l'énergie transverse normalisée. Les données expérimentales d'INDRA, ainsi que les résultats fournis par les deux modèles filtrés utilisés, sont étudiés pour les deux calorimétries. Sur la figure [5.2], nous pouvons observer les résultats obtenus pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$.

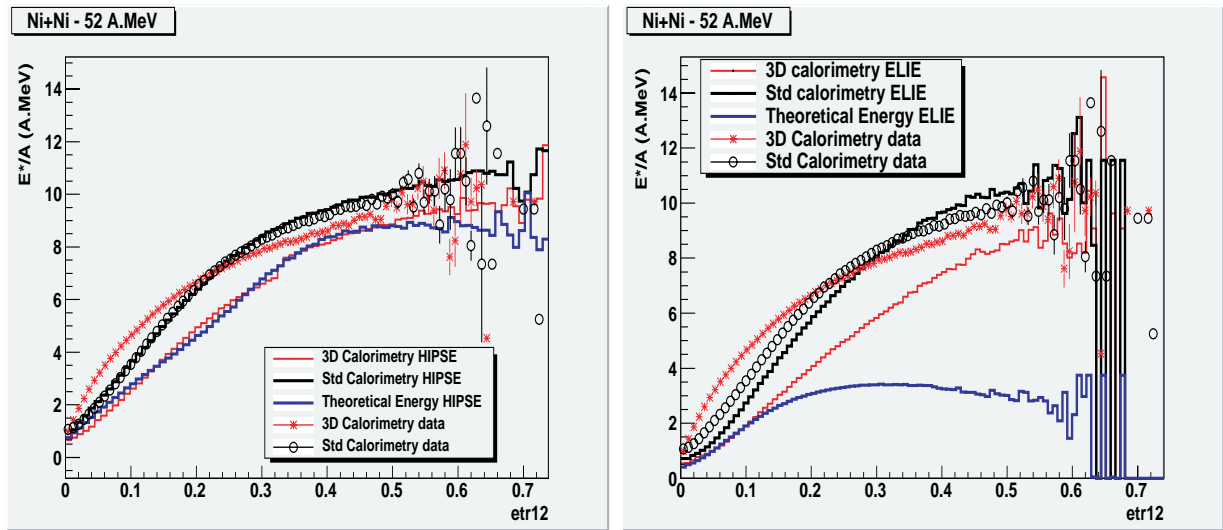


FIGURE 5.2 – Energie d'excitation moyenne par nucléon du Quasi-Projectile (MeV/u) en fonction de l'énergie transverse normalisée pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$: à gauche, les résultats de HIPSE et à droite, ceux de ELIE. Ces résultats sont comparés aux données obtenues avec INDRA (étoiles rouges pour la calorimétrie 3D et cercles vides noirs pour la calorimétrie standard) que nous retrouvons sur les deux graphes.

Le code couleur reste inchangé par rapport à la figure [5.1] précédente. Tout ce qui est en rouge correspond à la calorimétrie 3D, en noir à la calorimétrie standard, et en bleu aux valeurs théoriques initiales des modèles. Les lignes continues correspondent aux résultats obtenus à partir des événements générés par les modèles, et les étoiles et cercles à ceux des

données expérimentales.

Concernant l'application des deux calorimétries aux données, nous pouvons remarquer qu'il y a un désaccord assez important entre les deux. Pour les événements très périphériques, l'énergie d'excitation moyenne par nucléon obtenue expérimentalement par la calorimétrie 3D est supérieure à celle obtenue avec la calorimétrie standard. Pour les événements correspondants aux collisions violentes et les plus violentes, donc pour les événements semi-centraux et centraux, la tendance s'inverse. La calorimétrie 3D présente alors des valeurs d'énergie d'excitation moyenne par nucléon inférieures.

Comparons maintenant les résultats expérimentaux et ceux obtenus pour le modèle HIPSE (voir le graphe de gauche de la figure [5.2]). Nous remarquons donc que les résultats de la calorimétrie standard pour le modèle HIPSE (ligne noire) et ceux pour les données expérimentales (cercles noirs), sont tout à fait concordants. Ils se superposent très bien, quelle que soit la violence de la collision. Cette information est très intéressante. Elle valide le fait que pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$, HIPSE, lorsque la calorimétrie standard est appliquée, est capable de reproduire les résultats expérimentaux. Par contre, les valeurs obtenues avec ce même modèle (ligne rouge), lorsque la calorimétrie 3D est appliquée, sont assez loin des résultats expérimentaux (étoiles rouges), sauf pour les collisions les plus centrales. Il semblerait donc que la compatibilité entre les données et HIPSE soit moins bonne lorsque la calorimétrie 3D est appliquée.

Afin de compléter cette étude, nous poursuivons par des comparaisons entre les valeurs mesurées et les valeurs théoriques initiales pour les deux modèles. Contre toute attente, les valeurs initiales théoriques fournies par HIPSE (ligne bleue) sont remarquablement proches des résultats obtenus en appliquant la calorimétrie 3D. Si ces résultats théoriques concordent aussi bien avec les résultats obtenus pour HIPSE, cela semble indiquer que notre calorimétrie 3D est une méthode expérimentale raisonnable pour mesurer l'énergie d'excitation par nucléon. L'application de cette méthode calorimétrique permet donc de retrouver la valeur initiale théorique. Il faut de plus noter que la calorimétrie standard ne semble pas être capable de faire la même chose.

Voyons ce qu'il en est avec le modèle ELIE (voir sur le graphe de droite de la figure [5.2]). Pour la calorimétrie standard, les résultats expérimentaux et les résultats simulés avec le modèle ELIE semblent assez proches (ligne et cercles noirs). Des petits écarts sont principalement observés pour les événements périphériques. Les valeurs d'énergie d'excitation par nucléon mesurées pour les événements simulés par ELIE, sont un peu inférieures à celles obtenues expérimentalement. L'application de la calorimétrie 3D aux données simulées par ELIE (ligne rouge) donne des résultats, qui sont très éloignés des données expérimentales (étoiles rouges), à l'exception peut-être des collisions les plus centrales.

Regardons maintenant ce qu'il en est de l'accord entre les valeurs mesurées et les valeurs théoriques d'entrée du modèle ELIE (ligne bleue). Comparées aux valeurs mesurées de l'énergie d'excitation par nucléon, les valeurs théoriques initiales sont très basses. Seules les valeurs pour les événements périphériques semblent être compatibles avec les résultats de la calorimétrie 3D (ligne rouge) obtenus avec ELIE. Pour la calorimétrie standard, il n'y a pas d'accord. Les deux calorimétries ne semblent pas pouvoir signer expérimentalement la saturation de l'énergie d'excitation emmagasinée par le QP pour ce système et

ce modèle, même si la calorimétrie 3D semble un peu meilleure. Ce résultat semble aussi montrer qu'ELIE diffère des données expérimentales.

Les résultats pour le système $Xe + Sn$ à $50 \text{ MeV}/u$ se trouvent en annexe [B]. Pour ce système plus important en taille, nous pouvons constater que la calorimétrie standard donne des valeurs d'énergie d'excitation par nucléon plus faibles que la calorimétrie 3D, pour les événements très périphériques. Au contraire, pour les collisions plus violentes, à partir de l'énergie transverse normalisée 0,12, nous observons des valeurs plus importantes que pour la calorimétrie 3D. Cette constatation a déjà été faite pour le système $Ni + Ni$, mais les écarts tendent à s'accroître pour les collisions centrales, avec ce système plus grand en taille.

Regardons, à présent, les résultats obtenus avec HIPSE. La calorimétrie standard donne des mesures pour l'énergie d'excitation par nucléon, qui sont toujours supérieures à celles obtenues expérimentalement avec INDRA (ligne noire et cercles noirs sur le graphe de gauche de la figure [B.2] de l'annexe [B]). Il en est de même pour la calorimétrie 3D, quelle que soit la violence de la collision étudiée. Pour ce système plus important en taille, les résultats de la calorimétrie standard sont moins compatibles avec les données au contraire de la calorimétrie 3D, pour laquelle nous notons une légère amélioration.

Concernant la comparaison entre les valeurs mesurées et les valeurs théoriques initiales de HIPSE, il n'y a pas d'accord. Les valeurs mesurées sont systématiquement plus grandes. L'écart est plus important pour la calorimétrie standard que pour la calorimétrie 3D.

Pour le modèle ELIE, les résultats obtenus avec la calorimétrie standard sont inférieurs à ceux obtenus expérimentalement. Il en est de même pour la calorimétrie 3D, mais à un degré moindre. Les écarts entre les résultats de la simulation et ceux expérimentaux sont moins importants.

Comme pour le système léger, aucune des deux méthodes ne permet de retrouver expérimentalement les valeurs initiales des QP fournies par ELIE. L'énergie d'excitation par nucléon, limitée intrinsèquement dans le modèle ELIE, ne peut pas non plus pour ce système plus lourd être montrée expérimentalement. Cela n'empêche pas, tout de même, de se rendre compte que HIPSE semble modéliser plus correctement les caractéristiques physiques du QP pour ces deux systèmes.

5.1.3 Discussion autour de la méthode 3D

Nous venons de faire des comparaisons entre les deux calorimétries ainsi qu'entre les données et les deux simulations utilisées, concernant la mesure de la charge moyenne et la mesure de l'énergie d'excitation par nucléon moyenne en fonction de l'énergie transverse normalisée. Nous pouvons essayer d'en tirer quelques éléments de réflexion sur la qualité de la calorimétrie 3D.

A partir de l'étude avec HIPSE, nous constatons clairement une sous-estimation de la charge mesurée du QP pour les deux systèmes, surtout le plus léger, et une estimation raisonnable et surestimation légère de l'énergie d'excitation par nucléon mesurée. Tout d'abord, nous pouvons penser à un effet du filtre expérimental. Celui-ci essaye de reproduire le dispositif expérimental de la meilleure manière possible. Nous avons quand même validé

de manière très raisonnable ce filtre au travers de l'ensemble des résultats présentés dans le chapitre 3. Serait-il nécessaire de changer de filtre informatique ? Dans le chapitre 3, une tentative d'utilisation d'un filtre différent plus géométrique, que celui généralement utilisé par la collaboration INDRA, a été fait, mais n'améliore pas forcément les résultats. De plus, nous pouvons également nous questionner quant aux hypothèses émises pour notre nouvelle calorimétrie 3D. Nous nous sommes, tout d'abord, concentrés sur les probabilités mises en jeu dans cette méthode. Sont-elles correctement définies ? Effectivement, celles-ci impliquent d'utiliser des particules émises dans un domaine angulaire $[0^\circ; -60^\circ]$ en ϕ très limité. Ce domaine délimite une zone dans laquelle les particules sont considérées comme uniquement évaporées par le Quasi-Projectile. Cette zone est censée ne pas être polluée par d'autres émissions de particules que le Quasi-Projectile. Toutefois, ce domaine angulaire n'est-il pas trop restreint ? N'aurait-il pas fallu choisir une zone plus large ? Il faut être certain que la réponse du multidétecteur à la composante évaporative est la même dans tous les domaines angulaires. Celle-ci change selon le système et l'énergie incidente. Il y a une différence claire de ce point de vue entre les deux systèmes présentés ici. Une manière de s'affranchir de ce problème serait de corriger ces effets de filtre à partir des informations fournies par les modèles. Ceci serait fait pour chaque système et chaque énergie incidente. Mais, cette correction serait obligatoirement modèle et filtre dépendante.

Il y a d'un côté pour la reconstruction de la charge un manque de particules, de l'autre côté pour l'énergie d'excitation par nucléon, cela serait plutôt un surplus d'énergie, donc un effet semble-t-il contraire. Il y a, soit autant, soit plus d'énergie que prévue. Nous retrouvons d'ailleurs cette tendance encore plus importante pour la calorimétrie standard. Pour la calorimétrie 3D, ce n'est pas le surplus de particules, qui l'explique, mais plutôt une contribution énergétique individuelle plus grande qu'elle ne devrait. Pourquoi ? Est-ce un effet du dispositif expérimental, de la sélection des événements, des hypothèses faites pour remonter à la masse et aux caractéristiques des neutrons ? La réponse est complexe. Compte tenu des conclusions sur le travail présenté dans cette section, il paraît intéressant d'essayer de mieux comprendre les défauts respectifs des deux méthodes calorimétriques utilisées. Nous allons essayer de voir les poids respectifs des différentes contributions évaporatives (des particules légères, des fragments ou encore des neutrons) dans la reconstruction du QP pour ces deux calorimétries et éventuellement dans quelle phase de la reconstruction du QP nous nous trompons le plus.

5.2 Etude sur l'importance respective des fragments, des PLC et des neutrons dans la reconstruction du QP

5.2.1 Dans la reconstruction de la charge

La figure [5.3] rassemble d'un part, pour mémoire, l'évolution moyenne de la charge du QP en fonction de l'énergie transverse normalisée, et d'autre part celles de la proportion

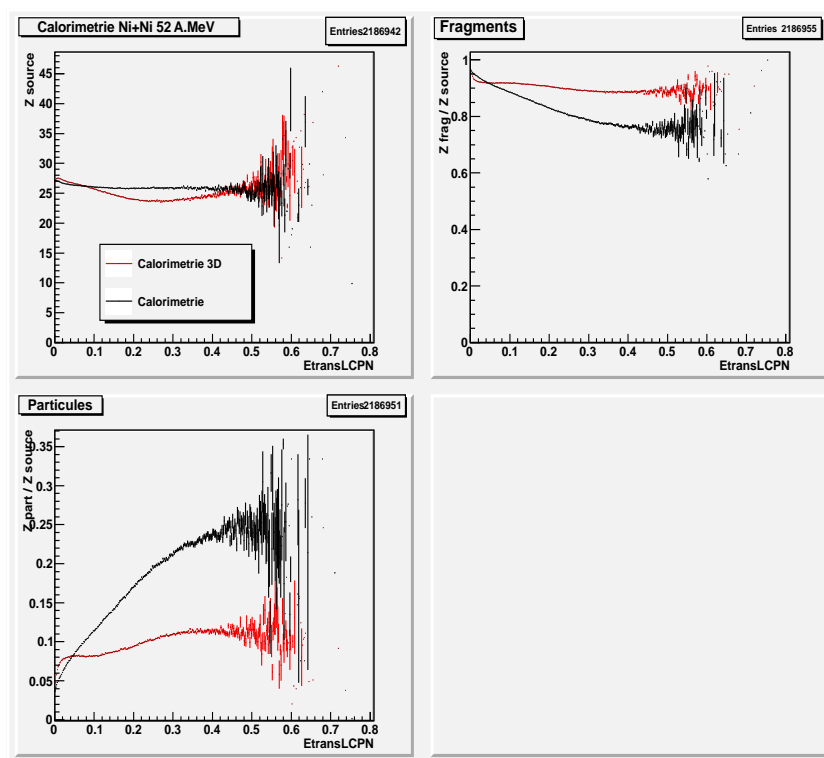


FIGURE 5.3 – Charge moyenne du Quasi-Projectile reconstruit (graphe en haut à gauche) en fonction de l'énergie transverse des PLC normalisée pour la collision $Ni+Ni$ à $52 MeV/u$. Proportion moyenne de la charge totale des QP, évaporée sous forme de fragments (graphe en haut à droite), ou sous forme de particules légères (graphe en bas à gauche) en fonction de l'énergie transverse des PLC normalisée. Les lignes noires correspondent aux résultats obtenus avec la calorimétrie standard, et les rouges à ceux de la calorimétrie 3D.

moyenne de la charge totale des QP, évaporée sous forme de fragments ou de particules légères chargées, pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$. Les résultats obtenus avec la calorimétrie standard sont représentés en noir sur la figure, et ceux de la calorimétrie 3D, en rouge. Le graphe, en haut à gauche, est évidemment identique à celui présenté sur la figure [5.1]. Une figure totalement analogue pour le système $Xe + Sn$ à $50 MeV/u$ est présentée en annexe [B].

Il faut avoir à l'esprit que la définition du fragment n'est pas la même pour ces deux systèmes pour tenir compte de leur taille respective (voir la présentation des calorimétries dans le chapitre 4. A l'exception des collisions très périphériques pour le système $Ni + Ni$ et des collisions périphériques pour le système $Xe + Sn$, pour lesquelles les résultats sont proches, les deux calorimétries apparaissent de plus en plus différentes avec la violence de la collision. Il y a une proportion jusqu'à 2 à 3 fois plus grande de particules légères pour la calorimétrie standard. Ceci est essentiellement dû à l'effet très important du doublement de la contribution située à l'avant du QP reconstruit. Pour les fragments, nous remarquons que la calorimétrie 3D permet de récupérer des fragments à l'arrière du centre de masse

lorsque la sphère d'émission du QP les envoie dans cette région de l'espace des vitesses. Ceci compense en partie le déficit de particules légères observées pour cette calorimétrie. L'impossibilité de retrouver les valeurs initiales des modèles avec la calorimétrie standard, semble quand même indiquer que le doublement de la contribution avant du QP est de moins en moins adéquate lorsque la collision est de plus en plus centrale. Ceci est d'ailleurs confirmé par l'accord partiel observé pour les collisions très périphériques entre les deux calorimétries.

Voyons, à présent, l'importance des fragments, et des PLC dans la reconstruction de la masse du QP. Une contribution complémentaire pourrait rendre toutefois la comparaison différente : la contribution des neutrons.

5.2.2 Dans la reconstruction de la masse

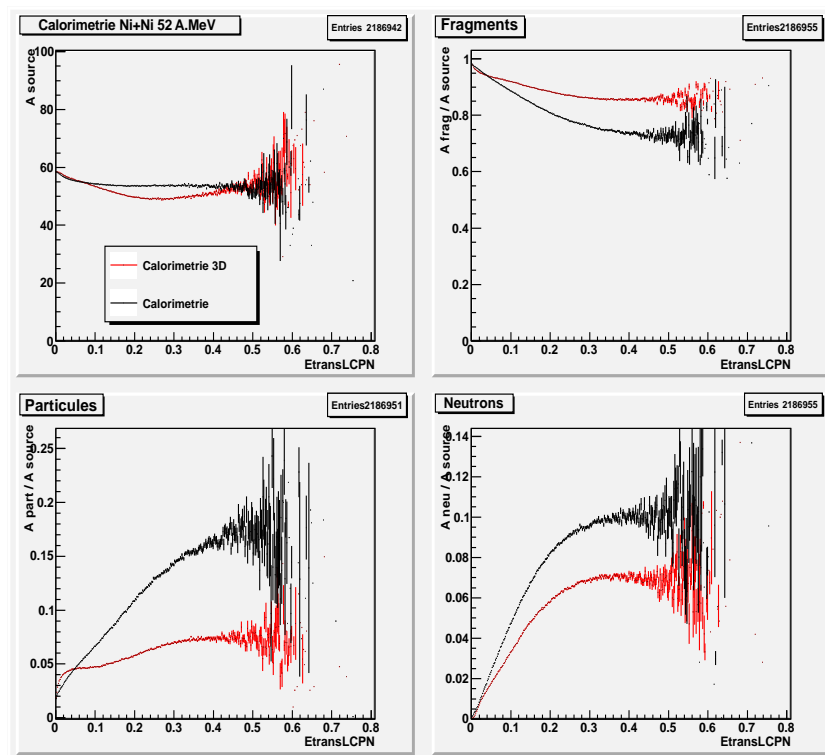


FIGURE 5.4 – Masse moyenne du Quasi-Projectile reconstruit (graphe en haut à gauche) en fonction de l'énergie transverse des PLC normalisée pour la collision $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$. Proportion moyenne de la masse totale du QP évaporée sous forme de fragments (graphe en haut à droite), ou sous forme de particules (en bas à gauche), ou sous forme de neutrons (graphe en bas à droite) en fonction de l'énergie transverse normalisée des PLC. Les lignes noires correspondent aux résultats obtenus avec la calorimétrie standard, et les rouges à ceux de la calorimétrie 3D.

La figure [5.4] présente l'évolution moyenne de la masse du QP en fonction de l'énergie transverse normalisée, et celles de la proportion moyenne de la masse totale des QP, évaporée sous forme de fragments ou de particules légères chargées ou enfin de neutrons, pour le système $Ni + Ni$ à $52 \text{ MeV}/u$. Les résultats obtenus avec la calorimétrie standard sont représentés en noir sur la figure, et ceux de la calorimétrie 3D, en rouge. Une figure analogue pour le système $Xe + Sn$ à $50 \text{ MeV}/u$ se trouve en annexe [B].

Nous remontons pour les deux calorimétries à la masse du QP à partir de la charge reconstruite, en conservant un rapport isotopique identique à celui du projectile. Nous ne sommes donc pas surpris de voir que les graphes, donnant les poids respectifs dans la masse totale, de la contribution évaporée sous forme de fragments et celle sous forme de particules légères chargées, ont une allure très similaire à ceux concernant la charge. Ceci se vérifie d'ailleurs pour les deux systèmes présentés. Nous observons uniquement une différence entre les deux systèmes pour ce qui concerne l'estimation de la contribution neutronique. Il y a un surplus de neutrons pour la calorimétrie standard plus ou moins important selon le système. Ceci paraît cohérent compte tenu des partitions moyennes en charge pour le QP chaud obtenues par les deux calorimétries.

Voyons, maintenant, ce qu'il en est concernant la détermination de l'énergie d'excitation du Quasi-Projectile.

5.2.3 Dans la reconstruction de l'énergie d'excitation

La figure [5.5] suit le même esprit que les deux figures précédentes. La même figure pour le système $Xe + Sn$ se trouve en annexe [B]. Elle montre les évolutions moyennes des énergies d'excitation du Quasi-Projectile, obtenues par les deux calorimétries, en fonction de l'énergie transverse normalisée (voir le graphe en haut à gauche). Puis, elle présente sur les autres graphes, les poids relatifs moyens respectifs des différentes contributions énergétiques intervenant dans le calcul de l'énergie d'excitation en fonction de la même variable. Il faut tout d'abord remarquer que l'écart entre les deux mesures de l'énergie d'excitation est plus important pour le système lourd que pour le système léger.

La contribution relative énergétique des fragments paraît plus importante pour le système léger que pour le système lourd concernant la calorimétrie 3D. Peut-être est-ce dû à la définition différente de fragment, impliquant la présence d'alphas pour le système léger. Cette différence n'est vraiment flagrante que pour la calorimétrie 3D.

La contribution relative énergétique des particules légères est plus étonnante. Il faut d'abord remarquer que les courbes pour les deux systèmes sont très similaires quelle que soit la calorimétrie. Concernant la calorimétrie 3D, le poids énergétique des particules légères est anormalement grand pour les collisions très périphériques et périphériques, jusqu'à 50 % pour $Ni + Ni$ et 66 % pour $Xe + Sn$. Nous retrouvons là un effet insidieux du dispositif expérimental. La complétude demandée pour conserver l'événement et avoir une bonne détection du QP entraîne pour les événements périphériques une topologie particulière de l'événement dans l'espace des vitesses. La première particule légère chargée évaporée ou les premières doivent pouvoir sortir le résidu d'évaporation du trou du détecteur. Ceci nécessite un surplus d'énergie pour ces particules par rapport à ce que cela devrait être

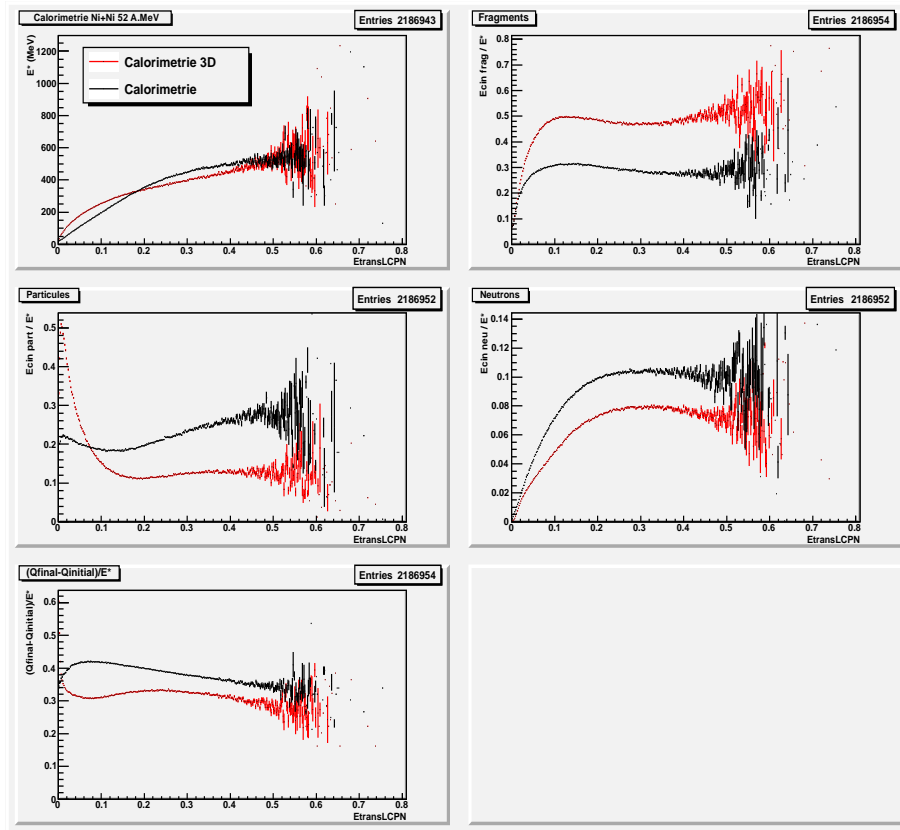


FIGURE 5.5 – Energie d’excitation du Quasi-Projectile reconstruit (graphe en haut à gauche) en fonction de l’énergie transverse des PLC normalisée pour la collision $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$. Proportion moyenne de l’énergie d’excitation totale du QP sous forme d’énergie cinétique totale des fragments (graphe en haut à droite), ou sous forme d’énergie cinétique totale des particules légères chargées (graphe au milieu à gauche), ou sous forme d’énergie cinétique des neutrons (au milieu à droite), ou sous forme d’énergie de balance (en bas à gauche) en fonction de l’énergie transverse normalisée des PLC. Les lignes noires correspondent aux résultats obtenus avec la calorimétrie standard, et les rouges à ceux de la calorimétrie 3D.

en moyenne normalement pour ce type de noyau chaud. Cette effet est atténué pour la calorimétrie standard par le moyennage sur toutes particules à l’avant du QP, celles-ci ne venant peut-être pas toutes effectivement du QP. Nous reverrons cet effet pour les mesures de température. Cela explique aussi pourquoi l’énergie d’excitation obtenue par la calorimétrie 3D est au-dessus pour les collisions périphériques. Pour les autres collisions, le surplus de particules légères, observé pour la charge et la masse, entraîne aussi un surplus énergétique important pour la calorimétrie standard.

En ce qui concerne la contribution énergétique des neutrons (voir sur le graphe du milieu à droite), que cela soit pour la calorimétrie standard ou bien la calorimétrie 3D, elle semble évoluer de la même manière, selon la violence de la collision. L’énergie cinétique

des neutrons est toutefois un peu supérieure avec la calorimétrie standard pour $Ni + Ni$ et presque identique pour $Xe + Sn$. Compte tenu des différences vues pour la masse, cela indique une énergie cinétique des neutrons un peu supérieure pour la calorimétrie 3D.

Enfin, pour ce qui est l'énergie de balance (voir sur le graphe en bas à gauche), le poids de celle-ci dans l'énergie d'excitation est plus importante avec la calorimétrie standard, qu'avec la calorimétrie 3D, pour les deux systèmes étudiés. La différence est de l'ordre de 10%. Elle représente une part importante de l'énergie d'excitation. Nous pouvons constater que, là encore, la partition du QP joue un rôle prépondérant. Le fait de doubler une contribution, éventuellement polluée, perturbe complètement la caractérisation du noyau chaud.

L'ensemble des analyses présentées jusqu'ici, nous pousse donc à utiliser plutôt les résultats de la calorimétrie 3D pour construire l'ensemble de nos courbes caloriques. nous allons voir maintenant comment nous avons estimé la température des noyaux chauds produits.

5.3 Rappels et indications sur la thermométrie utilisée

La mesure de la température des noyaux chauds, donc la thermométrie, doit être le plus possible indépendante de celle de l'énergie d'excitation, si l'on veut construire des courbes caloriques qui aient une véritable signification physique. Il n'est pas possible de mesurer directement la température initiale du noyau chaud, mais seulement sa température apparente. La température apparente n'est qu'une température moyenne, qui est le reflet du refroidissement du noyau chaud. Après chaque évaporation, le noyau perd une partie de son énergie d'excitation, donc subit un refroidissement progressif.

Dans son habilitation à diriger les recherches [3], Emmanuel Vient a montré qu'il était possible de mesurer raisonnablement la température apparente associée à un type de particules émises par un noyau chaud, à condition d'avoir un multidétecteur de particules parfait. Celui-ci permet de détecter l'ensemble des particules émises. Il n'est pas possible de faire mieux expérimentalement. Toutefois, même si nous ne disposons pas d'un détecteur 4π parfait, il est possible d'avoir une estimation plus ou moins correcte de cette température apparente. La qualité de cette mesure dépend de beaucoup de paramètres comme par exemple l'efficacité de détection dans le repère du noyau émetteur ou de la qualité de la détermination expérimentale des vecteurs vitesses des particules évaporées détectées, donc de la résolution angulaire et énergétique du multidétecteur. La qualité de la reconstruction de la vitesse du Quasi-Projectile joue aussi un rôle fondamental. Une étude détaillée de l'influence de ces facteurs est faite dans la référence [3]. Elle a montrée aussi, à l'aide d'un modèle, que les difficultés de reconstruction du repère du noyau émetteur, liées aux incertitudes expérimentales décrites ci-dessus, pouvaient aussi entraîner une mesure expérimentale de température apparente plus grande que la véritable, se rapprochant ainsi de la valeur réelle de la température du noyau chaud. A partir des données obtenues avec IN-

DRA, nous allons déterminer une température apparente expérimentale, en ajustant une fonctionnelle sur des spectres énergétiques.

5.3.1 Détermination de la température apparente par ajustement d'une maxwellienne

A partir des spectres en énergie des particules chargées, il est en effet possible de déterminer une température, dite apparente, reliée à la température nucléaire des noyaux chauds. La mesure de cette température, donc cette thermométrie nucléaire, est basée sur l'ajustement d'une fonctionnelle sur un spectre énergétique d'un type de particules évaporées par le noyau chaud. L'un des paramètres de cette fonctionnelle est la température cherchée. Les caractéristiques mathématiques de cette fonctionnelle sont obtenues à partir de la théorie de Weisskopf.

Cette théorie propose une description statistique du processus d'émission des particules par un noyau chaud thermalisé. Le concept de température thermodynamique nucléaire est utilisé dans cette théorie.

La fonctionnelle (équation 5.1), appelée souvent maxwellienne, permettant de reproduire le spectre énergétique d'un type donné de particules, s'écrit donc dans le cadre de cette théorie :

$$\frac{dN(\varepsilon)}{d\varepsilon} = C \times \frac{(\varepsilon - B)}{T^2} \exp\left(-\frac{\varepsilon - B}{T}\right) \quad (5.1)$$

Cette fonctionnelle comporte donc trois paramètres : "C", une constante de normalisation, "B", la barrière coulombienne, et "T" la température.

Afin de déterminer ces paramètres, il existe deux méthodes d'ajustement permettant une superposition optimale du spectre expérimental à étudier et de la maxwellienne : la méthode de Kolmogorov-Smirnov ou le test du χ^2 [3]. L'avantage d'utiliser la méthode de Kolmogorov-Smirnov, est qu'elle fonctionne très correctement lorsque la statistique devient faible. Dans notre cas, ayant une statistique importante, le test du χ^2 , plus classique et plus simple, va être suffisant.

Le test du χ^2 est un test statistique, permettant de connaître la concordance entre une distribution de données expérimentales et une loi de probabilité. Il permet de plus d'avoir un critère quantitatif de compatibilité de la distribution expérimentale avec la distribution théorique pour juger de la qualité de l'ajustement.

Nous avons pour la calorimétrie 3D reconstruit le vecteur vitesse initiale du noyau chaud, puis identifié les particules effectivement évaporées par celui-ci. Nous avons pu reconstruire des spectres d'évaporation par le QP pour un type de particule donné, dans tous les domaines angulaires, dans le repère du noyau émetteur. Chaque entrée de ces spectres est pondérée par un poids, qui n'est autre que la probabilité pour la particule d'être émise par le Quasi-Projectile, dans le repère du QP, telle que définie dans la calorimétrie 3D. La figure [5.6] présente un exemple, en noir, de ces spectres, pour les protons, pour le système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ à 52 MeV/u. Cette distribution correspond à des événements périphériques

correspondants eux mêmes à la deuxième tranche en énergie transverse normalisée, comme défini dans le chapitre 3. Ce travail a aussi été fait pour l'ensemble des particules, et pour toutes les sélections d'événements jusqu'à présent étudiées.

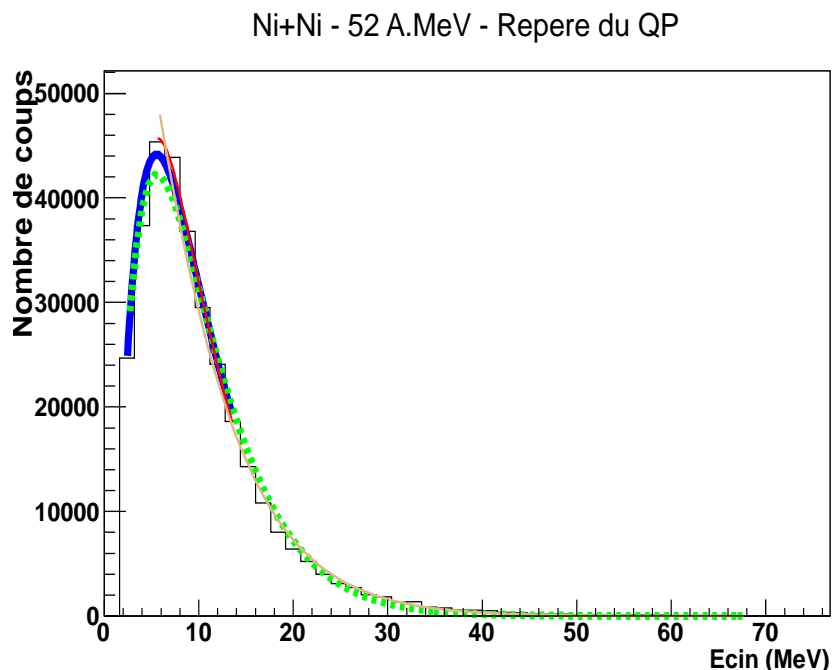


FIGURE 5.6 – Distribution d'énergie cinétique des protons dans le repère du Quasi-Projectile, chaque entrée étant pondérée par la probabilité pour le proton d'être émis par le Quasi-Projectile, pour le système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ à $52 \text{ MeV}/u$, pour des événements correspondants à la deuxième tranche en énergie transverse normalisée, donc à des collisions périphériques. Les courbes bleue, verte, rouge et beige correspondent aux quatre ajustements différents de la fonctionnelle, appliqués aux résultats expérimentaux. Les courbes bleue et verte correspondent à un début d'ajustement à partir d'une énergie valant 30 % de l'énergie associée au maximum de la distribution, et les courbes rouge et beige à une énergie valant 95 % de cette même énergie. En ce qui concerne la fin de ces ajustements, les courbes bleue et rouge correspondent à une énergie valant 40 % de l'énergie de référence et les courbes verte et beige, à 0,05 %.

Classiquement, comme indiqué dans la référence [3], les spectres énergétiques sont ajustés en n'utilisant simplement qu'une partie du spectre. Le but de cette restriction est de tenir compte d'une éventuelle pollution par des particules de prééquilibre, ou par des particules évaporées par un autre noyau chaud. Pour cela, nous définissons deux limites en énergie, inférieure et supérieure, situées de part et d'autre du maximum de la distribution en énergie cinétique, permettant ainsi de définir respectivement le début et la fin de l'ajustement. Nous choisissons de faire varier volontairement ces deux limites, afin d'obtenir le meilleur ajustement possible. Nous choisissons, comme valeurs de départ possibles, 30% et 95% de la valeur en énergie du maximum de la distribution ; et pour les valeurs finales, 40%

et 0,05% de cette valeur de référence. Ces pourcentages sont extraits de la référence [3] et indiqués comme présentant des résultats satisfaisants. Comme le montre la figure [5.6], nous obtenons donc quatre jeux d'ajustements, représentés sur cette figure en bleu, vert, rouge et beige permettant ainsi d'ajuster le mieux possible la fonctionnelle à la distribution d'énergie cinétique. Pour chacun des jeux de valeurs ainsi obtenus lors des ajustements des spectres énergétiques, nous avons extrait les paramètres C_{χ^2} , B_{χ^2} , T_{χ^2} correspondants aux meilleures valeurs du " χ^2/ndf ".

Ce travail a été réalisé pour l'ensemble des tranches en énergie transverse normalisée, donc pour tous les paramètres d'impact. Elle a ensuite été réalisée sur tous les systèmes étudiés, pour les particules légères : protons, deutons et tritons. L'ensemble des ajustements réalisés a ainsi permis d'obtenir un ensemble de mesures expérimentales de la température apparente du QP, que nous allons utiliser par la suite.

5.4 Courbes caloriques

5.4.1 Courbes caloriques obtenues à partir des spectres de référence de l'évaporation du QP

Conscients des limites expérimentales de la calorimétrie 3D au travers de l'étude faite précédemment dans ce chapitre ainsi que de celles de la thermométrie utilisée (nous pouvons d'ailleurs voir les barres d'erreur expérimentales sur les courbes caloriques tracées pour le système Xe+Sn en annexe [B]), il nous est apparu tout de même intéressant de tracer les courbes caloriques issues de l'ensemble des mesures faites pour notre étude systématique. Cela semble apporter un éclairage nouveau sur cet outil de caractérisation de la transition de phase qu'est la courbe calorique pour la thermodynamique nucléaire.

Sur les figures qui vont suivre, en ce qui concerne le titre des axes, il n'a pas été noté "température", comme on aurait pu le penser, mais "pente du spectre". Compte tenu de la forme mathématique de la maxwellienne, la pente de la distribution d'énergie cinétique représentée en échelle logarithmique est reliée à la température apparente mesurée. C'est pour cette raison, que celle-ci est souvent appelée abusivement "pente du spectre". Elle s'exprime en MeV.

Les figures [5.7] et [5.8] présentent l'évolution moyenne de la température apparente des QP, obtenue à partir de spectres en énergie cinétique, en fonction de l'énergie d'excitation moyenne par nucléon, pour chaque tranche en énergie transverse, comme défini dans le paragraphe [3.1] du chapitre 3. Les spectres en énergie cinétique dans le repère du QP ont été construits pour des particules légères (protons, deutons et tritons), qui ont été émises dans le domaine angulaire de référence de la calorimétrie 3D. Aucune sélection supplémentaire n'est appliquée sur ces figures. Celles-ci sont représentées pour l'ensemble des systèmes étudiés, selon le code couleur suivant : les symboles rouges, correspondent au système $Ar + KCl$, les noirs à $Ni + Ni$, et les bleus à $Xe + Sn$. Sur chacune d'entre elles, sont représentées trois lignes, correspondant chacune à un calcul différent fait à partir de l'expression mathématique venant du modèle du gaz de Fermi $E^* = aT^2$: la ligne bleue

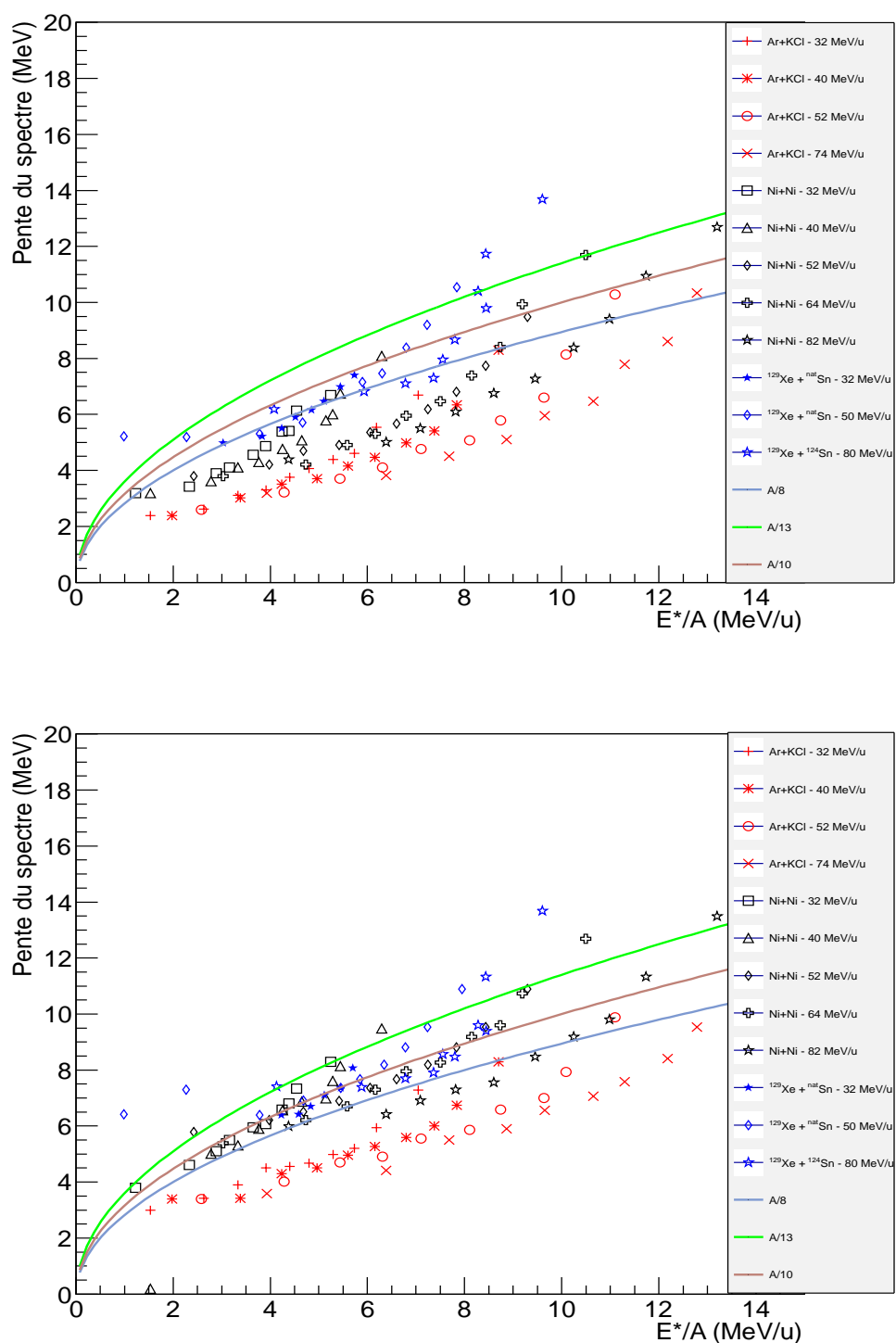


FIGURE 5.7 – Courbes caloriques présentant l'évolution de la température mesurée apparente en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon mesurée par la calorimétrie 3D pour l'ensemble des systèmes étudiés. La mesure de la température a été effectuée à partir de spectres énergétiques de protons (voir sur le graphe du haut) ou de deutons (voir sur le graphe du bas) émis dans le domaine angulaire pris comme référence pour la calorimétrie 3D.

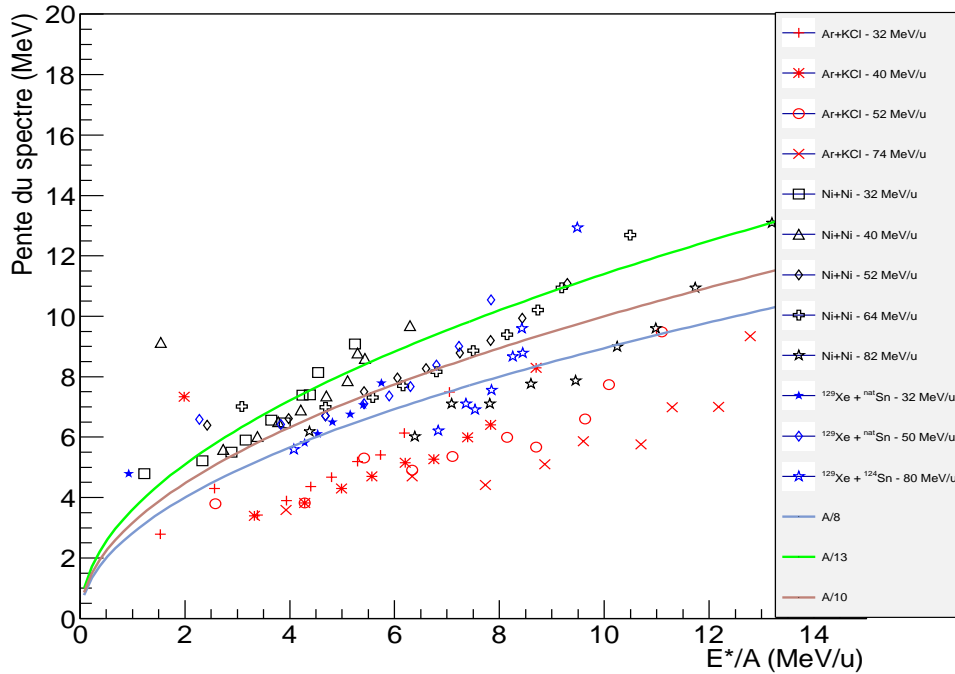


FIGURE 5.8 – Courbe calorique présentant l'évolution de la température mesurée apparente en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon mesurée par la calorimétrie 3D pour l'ensemble des systèmes étudiés. La mesure de la température a été effectuée à partir de spectres énergétiques de tritons émis dans le domaine angulaire pris comme référence pour la calorimétrie 3D.

correspond à un paramètre densité de niveau égal à $A/8$, la marron à $A/10$, et la verte à $A/13$. Pour chacun de ces systèmes, différentes énergies incidentes sont étudiées, comme détaillées dans le premier chapitre.

Il faut noter une tendance générale : la mesure de la température apparente à partir des spectres de protons est systématiquement plus basse que celles obtenues avec les deutons et les tritons. Ces deux derniers donnent des résultats voisins. Les temps d'émission moyens sont différents pour ces particules. Pour les tritons, il peut y avoir des problèmes de statistique, qui entraîne une plus grande fluctuation sur les mesures. On peut aussi observer pour les énergies d'excitation par nucléon les plus basses, des températures mesurées qui apparaissent anormalement importantes. Il faut corrélérer cela à ce qui a été dit précédemment concernant la contribution énergétique des LPC.

Le système $Ar + KCl$ (voir les symboles rouges sur les graphes de la figure [5.7], celui du haut pour les protons, celui du bas pour les deutons et sur la figure [5.8] pour les tritons), est le système apparemment le plus froid. Il se trouve généralement sous la courbe du modèle de Fermi en $A/8$. Effectivement, cela peut se comprendre à cause de l'évaporation. Les noyaux initialement plus petits se refroidissent plus rapidement à chaque évaporation pour

une température initiale donnée. S'agissant du système le plus léger, étudié dans cette systématique, cette tendance à paraître le système le plus froid, se confirme également lorsque l'énergie incidente change. Dans le cas du système $Ar + KCl$ ici expliqué, on y retrouve les énergies : 32, 40, 52, et 74 MeV/u . Nous pouvons noter que les courbes caloriques (surtout avec les protons et les deutons) aux différentes énergies incidentes sont dans un premier temps regroupés jusqu'à une énergie d'excitation de 5 à 6 MeV/u puis il y a un changement brusque de pente, qui lui dépend de l'énergie incidente. Il faut tout de même remarquer que pour l'énergie incidente la plus grande, le refroidissement apparent semble être un petit peu plus important.

Un autre système, $Ni + Ni$, est également représenté sur ces mêmes graphes par des symboles noirs. Pour les énergies d'excitation par nucléon inférieures à 4 ou 5 MeV/u environ, et quelle que soit l'énergie incidente, l'ensemble des courbes évolue de manière identique, en suivant plus ou moins bien les courbes du modèle de gaz de Fermi en $A/8$ pour les protons, $A/10$ pour les deutons et pour les tritons. Puis il y a, à nouveau, une rupture de pente dépendant de l'énergie incidente.

Le système $Xe + Sn$ est représenté par des symboles bleus sur ces mêmes figures. Ce système, plus important en terme de taille, semble être en apparence un peu plus chaud pour les protons. Nous retrouvons des tendances analogues à celles observées pour les autres systèmes.

La tendance observée jusqu'ici, pour les courbes caloriques, construites en fonction de la masse des noyaux chauds, est bien connue [101]. Ces courbes peuvent être décomposées en trois parties. Il y a d'abord une partie rapidement croissante. Celle-ci, pour les faibles valeurs d'énergie d'excitation par nucléon et de température, suit le comportement d'un gaz de Fermi ($E^* = aT^2$). Habituellement, elle est suivie d'un plateau. Pour celui-ci, la température reste stable sur une certaine gamme d'énergie d'excitation. Il apparaît ensuite une nouvelle croissance de la température en fonction de l'énergie d'excitation, qui correspondrait au comportement d'un gaz parfait de fragments et particules. Les valeurs observées de température pour le plateau, dépendent de la masse du noyau chaud. Elles diminuent lorsque la masse augmente. Ces résultats sont à rapprocher des études faites par Bonche *et al.* [88] sur la température limite que peut supporter un noyau chaud à cause des instabilités de Coulomb.

Concernant nos travaux et l'ensemble des systèmes étudiés, il n'y a clairement pas de plateau. Il faut d'abord remarquer qu'il n'y a pas eu de sélection des QP chauds en fonction de leur masse pour construire les courbes caloriques. Celles-ci ont toutes été construites en utilisant le même détecteur et les mêmes méthodes de mesure, ce qui n'est pas du tout vrai, par exemple, pour l'étude faite par Jo Natowitz [8]. Nous pouvons mettre en avant, qu'il y a sur nos courbes caloriques, une rupture de pente systématique dans l'évolution de la température en fonction de l'énergie d'excitation, présentant un passage apparent d'un gaz de Fermi à autre chose.

La mesure de la température a, jusqu'à présent, été obtenue à partir d'ajustements sur les spectres d'énergie cinétique de référence de la calorimétrie 3D. Nous nous sommes demandés, s'il ne serait pas préférable de réaliser ces ajustements sur l'ensemble des distributions d'énergie cinétique pondérées par les probabilités d'évaporation des particules. Cela

permettrait de mesurer la température à partir de l'ensemble des particules évaporées d'un type donné. Nous allons vérifier ainsi que la pondération ne change pas fondamentalement les résultats obtenus, donc que l'hypothèse de base de la calorimétrie 3D est raisonnable du point de vue des caractéristiques énergétiques de l'évaporation. Cela doit surtout aussi avoir l'avantage d'augmenter la statistique dans les spectres, ce qui permettra d'obtenir des valeurs de température plus précises, moins fluctuantes.

5.4.2 Courbes caloriques obtenues à partir des spectres pondérés

Le graphe du haut de la figure [5.9], celui du bas et celui de la figure [5.10] représentent l'évolution de la nouvelle température apparente en fonction de l'énergie d'excitation moyenne pour respectivement les protons, les deutons, et les tritons.

Il est à noter que ces graphes ressemblent beaucoup aux graphes des figures [5.7] et [5.8]. Cela est donc tout à fait rassurant en ce qui concerne la calorimétrie 3D et la thermométrie. Effectivement, le fait que les résultats obtenus dans la zone de référence de l'évaporation, correspondent à ceux obtenus à partir des spectres pondérés, signifie que l'utilisation des probabilités d'évaporation ne perturbe pas la détermination des courbes caloriques. Donc, proposer une méthode s'appuyant sur des pondérations à partir de probabilités d'évaporation est raisonnable et cohérente. Notons, toutefois, une légère augmentation des températures, principalement pour les systèmes de petites tailles et surtout que nous diminuons les fluctuations sur la mesure de la température. Les constatations faites dans la sous-section précédente s'applique complètement à ces nouvelles courbes.

Pour compléter notre étude, nous avons souhaité appliquer une sélection supplémentaire des événements. L'idée fondamentale de celle-ci est d'optimiser notre choix d'événements pour se placer dans une situation expérimentale, où nous avons affaire à un QP chaud, thermodynamiquement équilibré, évaporant de manière isotrope ses particules légères. C'est la situation expérimentale, qui correspond le mieux au scénario de réaction sur lequel est basée la calorimétrie 3D et la thermométrie. Nous allons maintenant présenter cette sélection utilisant le moment de Fox et Wolfram d'ordre 2 dans le paragraphe [5.4.3] suivant.

5.4.3 Sélection de Quasi-Projectiles "optimaux"

Notre nouveau critère de sélection des événements doit privilégier les collisions binaires par rapport aux autres. Cela veut dire séparer les collisions binaires de celles donnant lieu à de la fusion. Pour cela, nous pourrions utiliser les paramètres liés à l'ellipsoïde d'impulsions, comme le rapport d'isotropie, la sphéricité et la coplanarité, ces variables permettant ainsi d'isoler les événements qui ont le plus perdu la mémoire de la voie d'entrée. Réaliser une sélection avec les deux dernières variables citées, est assez compliqué. En effet, elles dépendent fortement du nombre fini de fragments détectés dans l'événement. Définir les coupures à effectuer, dans le plan formé par ces deux variables, n'est pas une chose si évidente. Réaliser une sélection avec le rapport d'isotropie, n'est pas suffisamment discriminant. Nous avons préféré utiliser ici, une autre variable globale appelée moment de Fox et Wolfram d'ordre 2, notée $H(2)$.

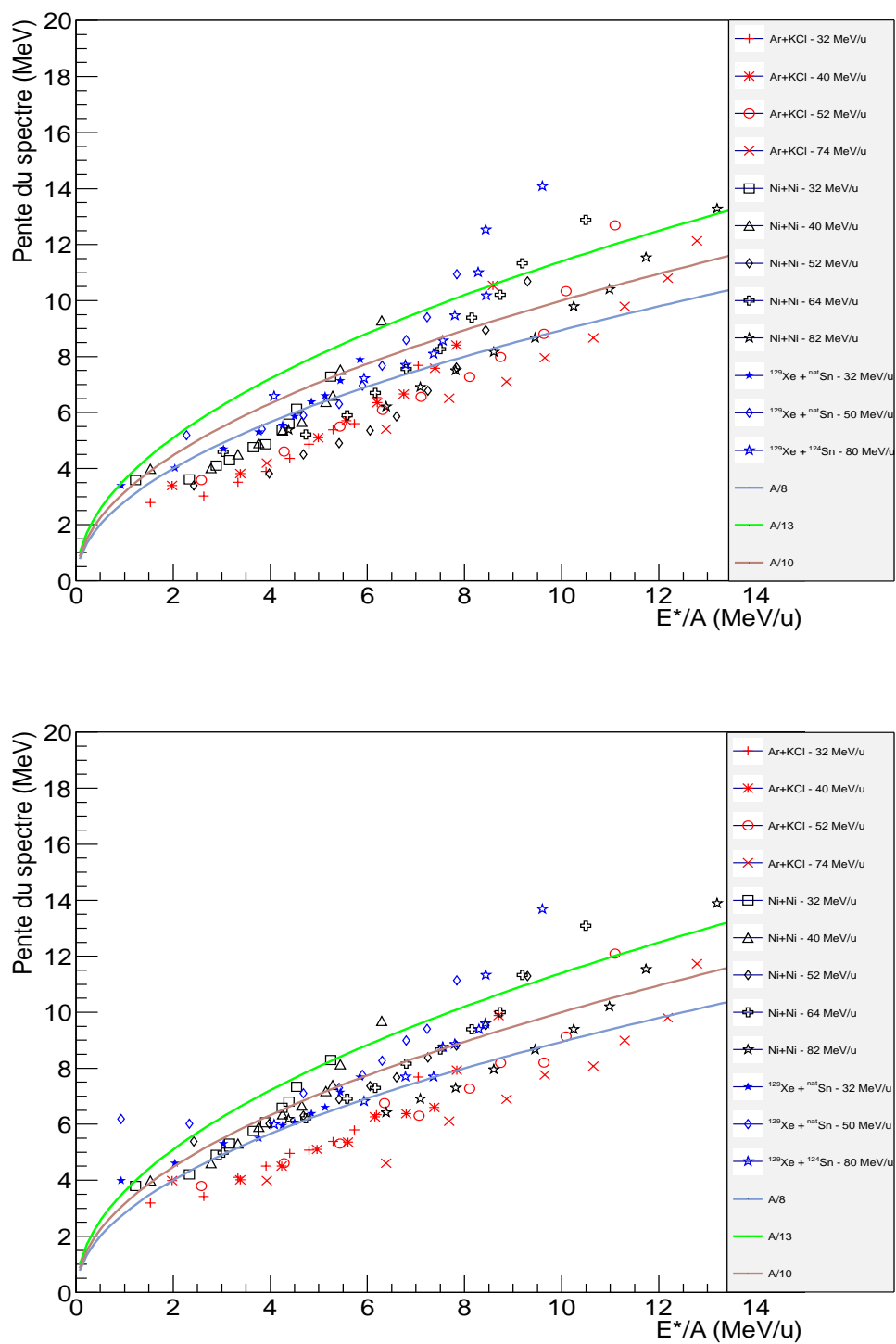


FIGURE 5.9 – Courbes caloriques présentant l'évolution de la température apparente mesurée en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon pour l'ensemble des systèmes étudiés, dans le cas des protons (voir le graphe du haut), des deutons (voir le graphe du bas).

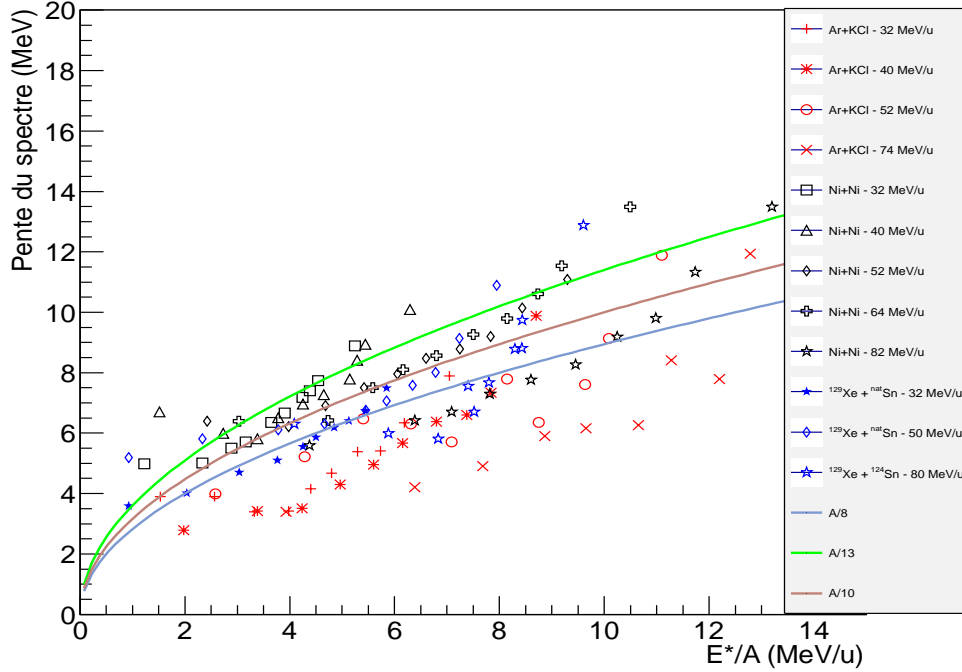


FIGURE 5.10 – Courbes caloriques présentant l'évolution de la température apparente mesurée en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon pour l'ensemble des systèmes étudiés, dans le cas des tritons.

Généralement employée en physique des particules, cette observable permet de caractériser la forme des événements. Elle est calculée événement par événement. Cette variable globale est construite à partir des caractéristiques de la dynamique des fragments [10], [84].

Le moment de Fox et Wolfram est défini, dans le repère du centre de masse, par :

$$H(2) = \frac{1}{H(0)} \sum_{ij}^{M_{FMI}} |\vec{P}_i| |\vec{P}_j| \frac{(3 \cos^2 \theta_{ij} - 1)}{2} \quad (5.2)$$

avec

$$H(0) = \sum_{ij}^{M_{FMI}} |\vec{P}_i| |\vec{P}_j| \quad (5.3)$$

et P_i et P_j les modules des vecteurs impulsions des fragments i et j ; θ_{ij} l'angle relatif entre les deux fragments, défini par les deux vecteurs vitesses calculés dans le centre de masse de la réaction.

Cette variable d'ordre deux, $H(2)$, donnant la forme de l'événement, permet de discriminer les événements pour lesquels les particules sont distribuées isotropiquement de ceux formés par plusieurs jets. Idéalement, un événement à deux jets donne une valeur typique de $H(2)$ égale à 1, tandis qu'une émission isotrope conduit à une valeur de $H(2)$ égale à 0. Les valeurs associées à chaque événement peuvent être retrouvées sur la figure [5.11].

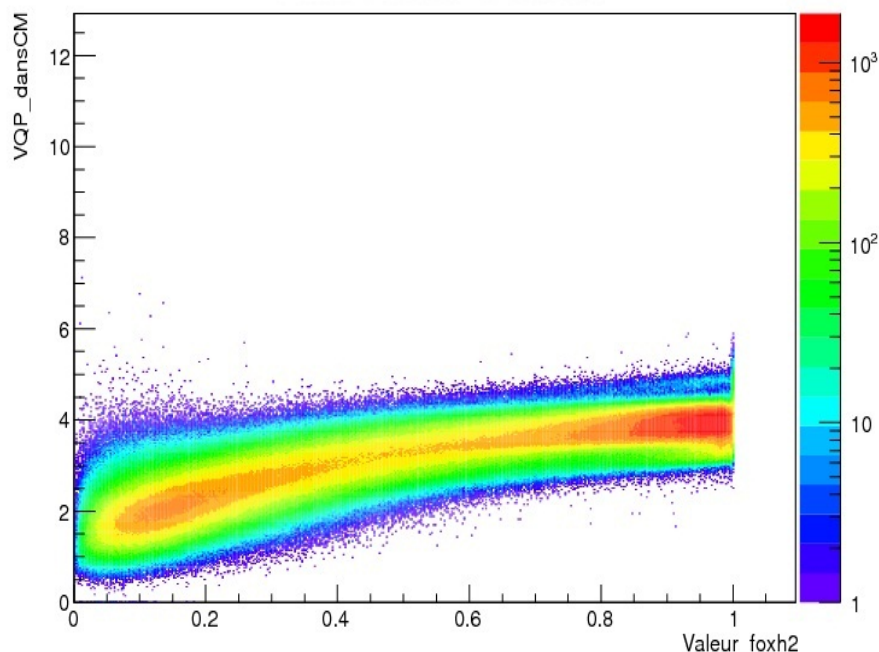


FIGURE 5.11 – Evolution de la vitesse du Quasi-Projectile dans le repère du centre de masse en fonction de la valeur du moment de Fox et Wolfram d'ordre deux, $H(2)$, pour le système $Xe + Sn$ à $32 MeV/u$.

Les valeurs obtenues pour l'observable $H(2)$ s'étalent de 0 à 1. Elles permettent de classer les événements. Cependant, nous pouvons remarquer qu'il existe une séparation nette entre les deux classes d'événements cherchées aux alentours de 0,6, pour le système $Xe + Sn$ à $32 MeV/u$. En ne conservant que les événements pour lesquels cette valeur de $H(2)$ est supérieure ou égale à une valeur de coupure, ici 0,6, il est alors possible de ne conserver que les collisions ayant un fort caractère binaire..

5.4.4 Courbe calorique de QP "optimaux" obtenue à partir des spectres pondérés

Avec cette sélection, tant qu'il n'y a pas de multifragmentation, le noyau doit avoir un comportement de gaz de Fermi chaud. Nous présentons sur la figure [5.12] la température apparente mesurée des noyaux, obtenue à partir des spectres pondérés, en fonction de l'énergie d'excitation moyenne, dans le cas des tritons. Nous pouvons voir que l'application de la sélection d'événements à partir du moment de Fox et Wolfram a peu d'influence sur le petit système $Ar + KCl$. Par contre, pour le système de taille intermédiaire, l'ensemble des résultats en $Ni + Ni$, en noir sur cette figure, semble être concordant, quelle que soit l'énergie incidente et semble de plus suivre très correctement la courbe du modèle du gaz de Fermi en $A/10$ tant qu'il n'y a pas de rupture de pente. Ce résultat était moins visible

sur la figure précédente [5.10]. Pour le système plus lourd $Xe + Sn$, le résultat de cette sélection est beaucoup moins probant. Nous pouvons remarquer que la sélection appliquée favorise pour les faibles énergies d'excitation des mesures excessives de température surtout pour $Xe + Sn$. Cette sélection ne semble rien apporter de plus, donc elle ne sera pas utilisée pour la suite de notre étude.

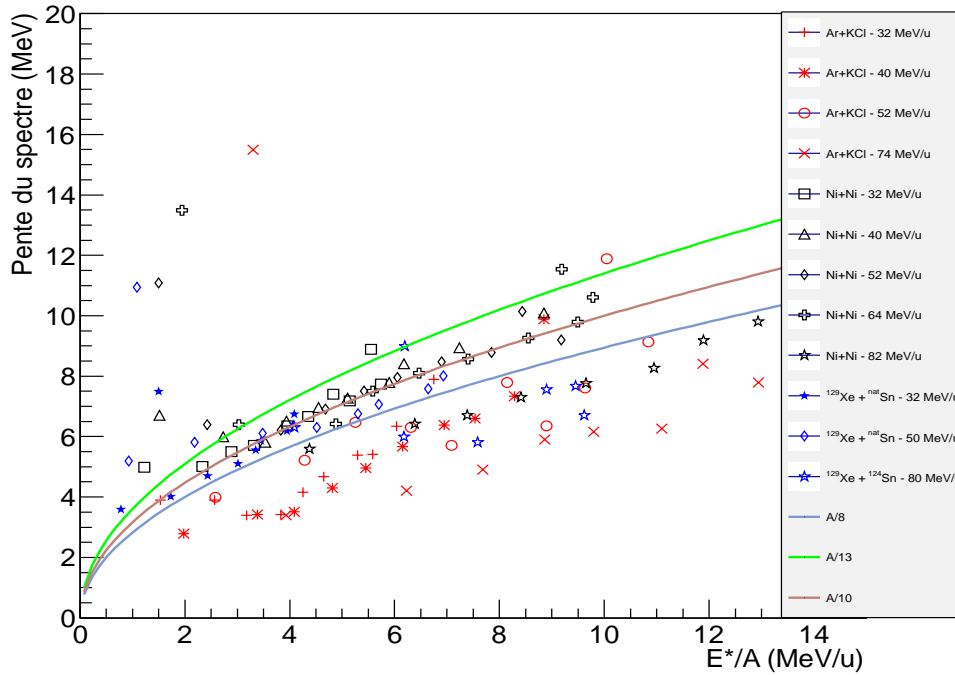


FIGURE 5.12 – Courbes caloriques présentant l'évolution de la température apparente mesurée en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon pour l'ensemble des systèmes étudiés, pour les tritons, avec la sélection de Fox et Wolfram.

Pour aller plus loin, dans notre étude d'un éventuel changement de comportement thermodynamique des QP chauds formés, nous avons voulu les étudier en tenant compte de leur masse mesurée. Nous nous sommes donc inspirés de travaux présentés dans les références [8], [88], [85] et [89], comme nous allons le voir dans la section suivante.

5.5 Limite d'existence des noyaux chauds et instabilité de Coulomb

Les ruptures de pente, observées sur les figures des sections précédentes, peuvent correspondre à un changement du mode de désexcitation des noyaux. Cela signifie donc qu'il existe une température maximale, appelée température limite T_{lim} , au delà de laquelle le

noyau est susceptible de fragmenter. Effectivement, en dessous de cette température limite, le noyau peut exister à l'équilibre avec la vapeur environnante. Par contre, au dessus de cette température limite, le noyau est instable et va fragmenter. C'est ce que l'on appelle l'instabilité de Coulomb du noyau chaud [86], [88].

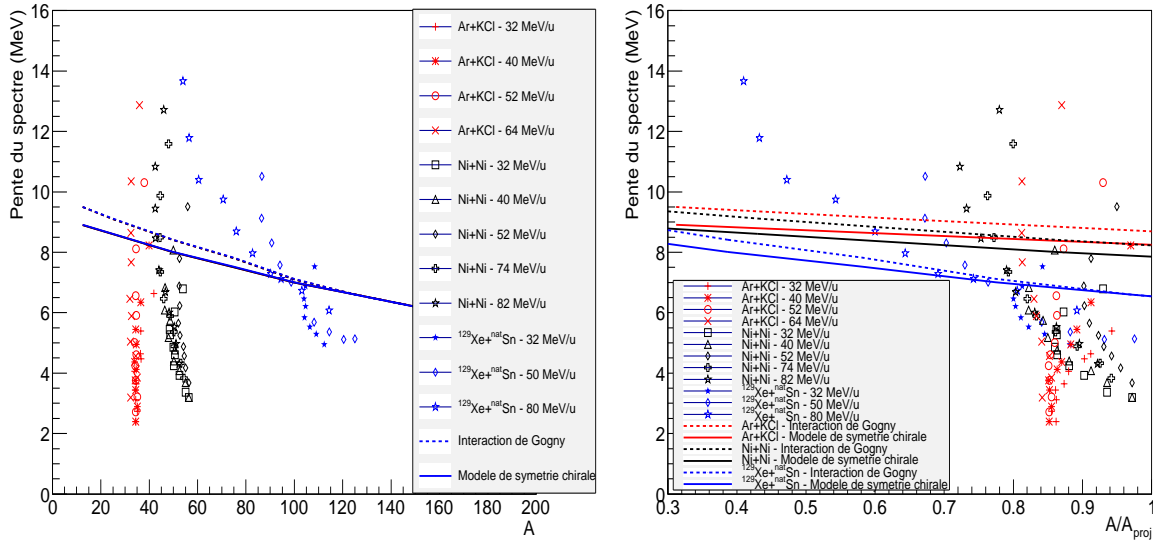


FIGURE 5.13 – Courbes présentant l'évolution des mesures moyennes de température du QP d'une part en fonction de sa masse moyenne mesurée (voir sur le graphe de gauche) et d'autre part en fonction de sa masse moyenne normalisée à la masse du projectile (voir sur le graphe de droite) pour l'ensemble des systèmes étudiés, pour les protons, dans la zone pour laquelle les particules sont considérées comme uniquement évaporées par le QP. Les lignes, qui sont également normalisées sur le graphe de droite, respectant le même code couleur que les symboles, représentent les températures d'instabilité de Coulomb calculées dans un modèle de symétrie chirale (lignes continues) et avec l'interaction de Gogny (lignes discontinues).

De manière à observer cette éventuelle transition, nous avons construit, pour l'ensemble des systèmes étudiés, la figure [5.13], présentant d'une part la température moyenne mesurée en fonction de la masse moyenne du QP mesurée (voir sur le graphe de gauche) et d'autre part cette même grandeur en fonction de la masse moyenne normalisée à la masse du projectile (voir sur le graphe de droite). Les spectres énergétiques, utilisés pour la mesure de la température, sont construits avec les protons émis dans la zone de référence de la calorimétrie 3D. Ce travail a été aussi réalisé pour l'ensemble des autres particules légères étudiées jusqu'à présent. Sur chacun de ces graphes, nous avons tracé des lignes. Celles-ci représentent des températures limites, calculées en utilisant deux modèles différents. Pour un noyau donné, la température limite change un peu selon le modèle choisi. Sur les deux graphes présentés sur la figure [5.13], les lignes sont extraites de l'article de Natowitz [8], qui reprend les calculs théoriques des références [90] (lignes continues), et [91]

(lignes discontinues). Les lignes continues correspondent à des calculs faits dans le cadre d'un modèle à symétrie chirale [90], et les lignes discontinues à des calculs appliquant la méthode des fonctions de Green à température finie en temps réel, en utilisant l'interaction de Gogny [91]. Dans ce papier [90], le modèle à symétrie chirale pour la matière nucléaire, a été utilisé effectivement pour étudier l'instabilité de Coulomb des noyaux chauds. Il est basé sur le modèle de Furnstahl, Serot et Tang, noté par la suite FST, qui est un modèle hadronique relativiste. La référence [91] présente les propriétés thermodynamiques et les instabilités de Coulomb de systèmes nucléaires chauds. Les calculs de température de limite des deux papiers sont assez proches. Au maximum, l'écart entre les deux peut atteindre 1 MeV pour les masses les plus faibles.

Étudions, tout d'abord, le graphe de gauche de la figure [5.13]. Celui-ci représente la température moyenne mesurée en fonction de la masse moyenne de chaque noyau. Cette représentation ne nous permet pas, pour les deux systèmes les plus petits, d'observer une singularité de comportement au contraire du système $Xe + Sn$. Pour ce système, les valeurs des masses du QP s'étalent sur un intervalle beaucoup plus grand que les deux systèmes plus petits. Pour le système de taille intermédiaire $Ni + Ni$, il commence à se dessiner une petite évolution des températures en fonction de la masse et en fonction de l'énergie incidente des systèmes. Les mécanismes de formation du QP chaud aux énergies intermédiaires semblent donc très sensibles à la taille du système en collision. Nous avons vu aussi précédemment dans cette thèse, que le refroidissement lors de l'évaporation avait un effet plus important sur les systèmes légers. La qualité de la mesure de la masse semblait meilleure pour les systèmes de masse intermédiaire. Nous allons donc nous concentrer sur $Xe + Sn$.

Pour celui-ci, on voit clairement, sur cette figure, un changement de régime de fonctionnement. Celui-ci a exactement lieu au voisinage des lignes théoriques tracées pour des valeurs de masse aux alentours de 100. Ce changement se retrouve au MeV près en température et pour les mêmes masses, si l'on utilise les température obtenues avec les deutons et les tritons. Avant celui-ci, les points obtenus sont peu dépendants de l'énergie incidente au contraire de ce nous observons une fois que les lignes théoriques sont quittées. L'exemple le plus marqué de changement de régime est celui donné par le système $Xe + Sn$ à $80 MeV/u$. Effectivement il laisse apparaître une température limite de $7 MeV$ environ pour une masse voisine de 100. Cette valeur de température concorde complètement avec celle identifiée sur la figure [5.7], correspondant à une rupture de pente nette de la courbe calorique et une augmentation plus brusque de la température. On obtenait ce changement pour une énergie d'excitation par nucléon de $7,3 MeV/u$. Ces points de rupture semblent donc permettre de mettre en évidence le passage d'un mode d'évaporation à un mode de fragmentation, donc d'instabilités, quelle que soit l'énergie incidente permettant d'atteindre cette zone. De plus, il semble y avoir un accord raisonnable entre les valeurs de températures limites calculées par les deux modèles présentés ici et celles obtenues expérimentalement. L'apparition d'un tel changement dans l'évolution des courbes est donc bien liée à un changement du mode de désexcitation.

Des points de rupture sont aussi observés sur les courbes caloriques pour les systèmes légers, mais ne sont pas clairement vus sur le graphe de gauche de la figure [5.13]. Nous

nous demandons si cela n'est pas dû à la faible excursion en masse pour ces systèmes. C'est donc pour cela que nous avons normalisé chaque masse moyenne de QP à la masse du projectile, pour chaque système. Nous obtenons alors le graphe de droite de la figure [5.13]. Sur celui-ci, nous avons ajouté les mêmes lignes que précédemment, mais normalisées elles aussi à la masse du projectile. Il apparaît alors trois jeux de lignes. Le même code couleur, que les symboles, a été choisi pour représenter ces lignes, à savoir : les symboles rouges, correspondant aux résultats du système $Ar + KCl$, doivent être comparés aux lignes rouges. Il en est de même pour le système $Ni + Ni$, en noir et le système $Xe + Sn$, en bleu. Cette représentation ne permet pas d'améliorer vraiment l'information pour les systèmes légers et confirme pour le système plus lourd.

5.6 Conclusion sur les mesures calorimétriques

Dans ce chapitre, nous avons donc comparé les résultats de l'application d'une calorimétrie à des données simulées par les modèles HIPSE et ELIE, à ceux obtenus expérimentalement. Ceci a été fait pour les deux calorimétries étudiées, la standard et la 3D ainsi que pour deux systèmes symétriques de taille différente à une énergie incidente voisine de $50 \text{ MeV}/u$. Concernant la comparaison des deux calorimétries appliquées aux données, elles ne sont clairement pas compatibles. Leurs différences sont fondamentalement liées aux hypothèses de chacune, faites pour associer les particules légères aux Quasi-Projectiles. Des comparaisons avec HIPSE et ELIE, il ressort que la calorimétrie 3D est la meilleure calorimétrie pour mesurer l'énergie d'excitation, même s'il y a peut-être une petite sous-estimation de la masse et de la charge surtout pour le système léger. Pour la sélection d'événements étudiés, il apparaît aussi qu'HIPSE reproduit mieux les données qu'ELIE surtout pour $Xe + Sn$. Enfin la calorimétrie standard est incapable de différencier la physique d'ELIE et celle de HIPSE. Les deux calorimétries n'ont pas pu signer le phénomène de saturation de l'énergie d'excitation déposée dans un noyau chaud existant dans ELIE. Celui-ci ne semble pas, malgré tout, exister dans les données étudiées. Nous avons aussi pu constater que la reconstruction du Quasi-Projectile par la calorimétrie 3D semble être plus sensible aux limitations expérimentales du dispositif expérimental pour les systèmes plus légers en ce qui concerne les événements étudiés.

Nous avons ensuite appliqué la calorimétrie 3D à l'ensemble des systèmes symétriques ou quasi symétriques que nous souhaitions étudier. Dans le but de construire des courbes caloriques, nous avons réalisé la mesure de la pente de spectres énergétiques de protons, deutons et tritons. Nous avons construit pour cela deux sortes de spectre : le spectre énergétique des particules émises dans le domaine de référence de la calorimétrie 3D et le spectre énergétique de l'ensemble de la contribution évaporée par le QP. Ce dernier a été fait en pondérant chaque entrée de particule par la probabilité expérimentale d'être évaporée par le QP. Les deux mesures ont donné des résultats très similaires, validant un peu plus ainsi, la calorimétrie 3D, qui utilise ces probabilités. A partir des courbes caloriques obtenues ainsi, nous avons pu signer expérimentalement deux comportements thermodynamiques différents des Quasi-Projectiles formés, pour tous les systèmes et toutes les énergies inci-

dentes quasiment, aux précisions de mesure près des grandeurs utilisées : d'une part un comportement de gaz de Fermi nucléaire, donc de liquide nucléaire et d'autre part un comportement de gaz de fragments et particules à partir d'une certaine température limite. Pour le système le mieux mesuré, c'est-à-dire $Xe + Sn$, nous avons pu confirmer ce résultat en traçant l'évolution de la température du QP en fonction de la masse du QP. Nous trouvons aussi ce double comportement. La zone de transition entre les deux, pour des noyaux autour de la masse 100, s'avère complètement compatible avec deux calculs théoriques de températures limites d'existence de noyaux, à cause d'instabilités coulombiennes.

Chapitre 6

Détermination de la composante hors équilibre et validation alternative de la calorimétrie 3D

Suite aux résultats expérimentaux des mesures calorimétriques que nous avons obtenus dans le chapitre précédent, nous pouvons considérer que nous avons validé en grande partie la nouvelle calorimétrie 3D. Nous allons essayer tout de même de la valider une nouvelle fois expérimentalement mais en l'étudiant sous un angle différent. En effet, nous allons voir comment utiliser les probabilités d'émission par le QP pour déterminer les caractéristiques physiques de la composante hors équilibre. Ce travail va être confirmé expérimentalement en utilisant l'isospin des particules. Dans le même temps, ce marquage radioactif va aussi servir à montrer que les hypothèses de base de la calorimétrie 3D sont raisonnables.

La première partie de ce chapitre va donc consister à expliquer comment nous allons, à partir des probabilités d'émission d'une particule par le QP, déterminer celles d'être émises par la QC puis celles de n'être émises ni par l'un ni par l'autre. Nous en déduirons donc la probabilité pour une particule de faire partie de l'émission hors équilibre lors de la réaction.

Puis, dans la seconde partie, pour valider la calorimétrie 3D à l'aide de l'isospin, nous utiliserons les systèmes $Xe + Sn$ de la cinquième campagne de mesures d'INDRA, pour lesquels des isotopes du xénon et de l'étain différents seront utilisés.

6.1 Étude de l'isolement de la partie non équilibrée à partir des probabilités d'évaporation du QP et de la QC

L'étude, que nous allons présenter maintenant, nécessite deux hypothèses, qui ne sont vraies qu'approximativement : les collisions étudiées sont symétriques et le dispositif expérimental détecte de la même manière ce qui est émis par le QP et la QC. Afin d'obtenir les probabilités d'évaporation par la QC, nous supposons de plus que le Quasi-Projectile

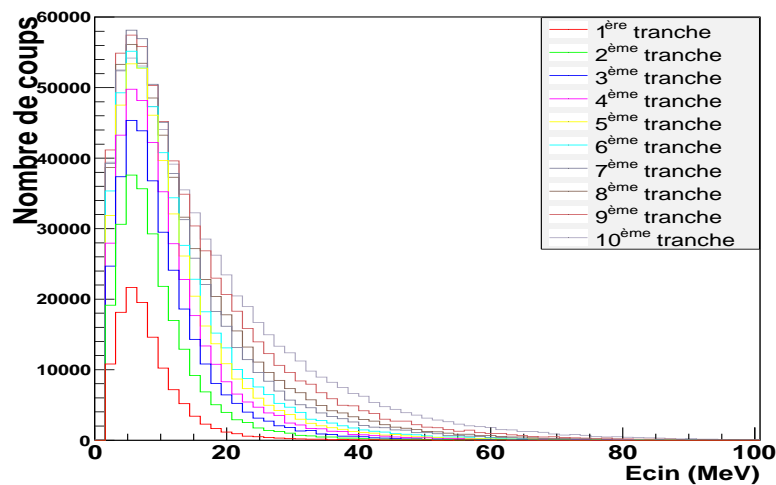


FIGURE 6.1 – Distribution en énergie cinétique des protons dans le repère du Quasi-Projectile, pondérée par la probabilité pour chaque proton d'être émis par le Quasi-Projectile, pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$.

et la Quasi-Cible, dans un même état d'équilibre thermodynamique, évaporent de la même manière chaque type de particule, à une énergie cinétique donnée et pour une direction d'émission donnée, dans le repère propre de chacun. Cela signifie donc que les probabilités d'évaporation de chacun d'eux sont les mêmes pour un type de particule donné, à une même énergie cinétique et aux mêmes angles d'émission, pour une énergie de bombardement et une sélection en violence données.

Nous allons dans un premier temps expliquer comment nous déterminons la probabilité pour une particule d'être émise par la Quasi-Cible à partir de celle d'être émise par le Quasi-Projectile.

6.1.1 Détermination de la probabilité d'émission par la QC

Nous avons donc vu dans le chapitre 4 comment déterminer la probabilité expérimentale d'émission par le QP, pour toutes les particules légères et les fragments de masse intermédiaire, à l'exception des deux fragments les plus lourds à l'avant (voir les équations (4.23) et (4.24)). Nous pouvons donc construire les spectres en énergie ou angulaires des particules évaporées par le QP dans le repère du QP. Nous présentons comme exemple des spectres en énergie de protons sur la figure [6.1], pour différentes sélections traduisant la violence de la collision, à partir de dix tranches en énergie transverse normalisée (se référer au paragraphe (3.1)). Ces différentes tranches d'énergie transverse sont représentées en couleur. La première tranche correspond à des événements très périphériques ; la dixième à des événements centraux. Nous retrouvons sur la figure [6.1] la distribution en énergie cinétique des protons, dans le repère du Quasi-Projectile, pondérée par la probabilité pour chaque proton d'être émis par le Quasi-Projectile, pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$.

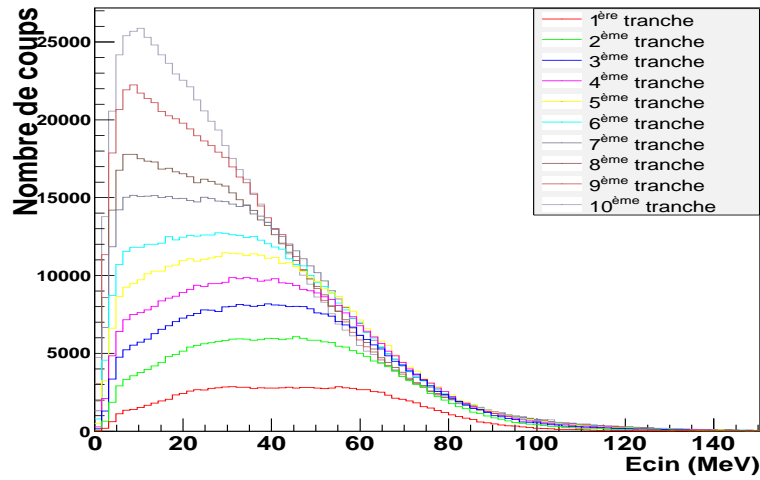


FIGURE 6.2 – Distribution en énergie cinétique des protons dans le repère de la Quasi-Cible, pondérée par la probabilité pour chaque proton d'être émis par le Quasi-Projectile, pour le système $Ni + Ni$ à $52 \text{ MeV}/u$.

Cet histogramme présente la forme typique maxwellienne attendue pour une composante évaporative. Celle-ci est d'autant plus importante que la collision devient de plus en plus violente. Nous observons aussi une augmentation progressive de la pente de la distribution comme vu dans le chapitre précédent. Il est maintenant intéressant d'étudier cette même composante évaporative du QP mais pour une énergie cinétique définie dans le repère de la Quasi-Cible. Nous pouvons la voir sur la figure [6.2]. Nous y notons la forme non maxwellienne de la distribution en énergie cinétique des particules évaporées.

La probabilité pour une particule d'être émise par la Quasi-Cible est directement déduite de celle d'être émise par le Quasi-Projectile. Effectivement, les systèmes, que nous avons choisi d'étudier, peuvent être considérés comme tous symétriques ou quasi-symétriques. Nous faisons donc l'hypothèse que la probabilité d'émission par la Quasi-Cible d'une particule d'un type donnée (son vecteur vitesse étant défini dans le repère de la Quasi-Cible) est la même que celle du Quasi-Projectile pour une même particule (son vecteur vitesse étant le même mais dans le repère du Quasi-Projectile).

Pour remonter au repère de la Quasi-Cible, nous déterminons donc le vecteur vitesse de la Quasi-Cible dans le centre de masse en considérant qu'il est opposé et de même norme que celui du Quasi-Projectile dans le centre de masse : $\vec{V}_{QC} = -\vec{V}_{QP}$. Nous pouvons alors déterminer les caractéristiques dynamiques de n'importe quelle particule dans le repère de la Quasi-Cible.

Les histogrammes (voir sur les figures [6.3] et [6.4]) présentent la distribution en énergie cinétique des protons, d'une part dans le repère du Quasi-Projectile, puis d'autre part dans celui de la Quasi-Cible, pondérée par la probabilité pour la particule d'être émise par la Quasi-Cible. Il s'agit donc du spectre d'évaporation des protons venant de la Quasi-Cible

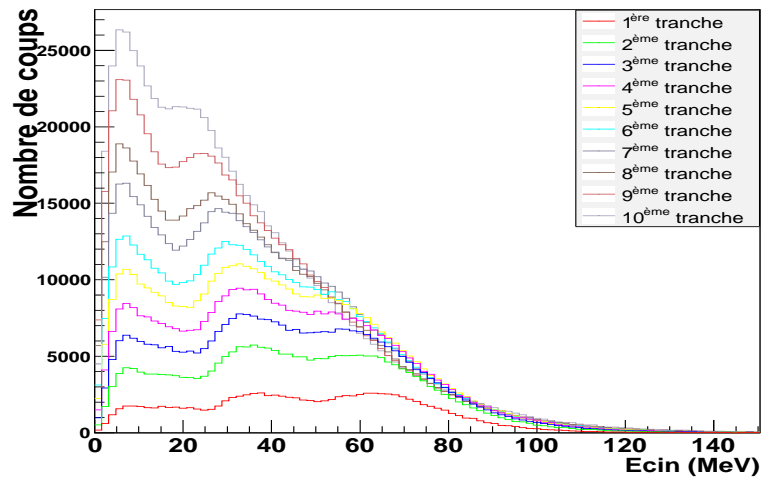


FIGURE 6.3 – Distribution en énergie cinétique des protons dans le repère du Quasi-Projectile, pondérée par la probabilité pour chaque proton d’être émis par la Quasi-Cible, pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$.

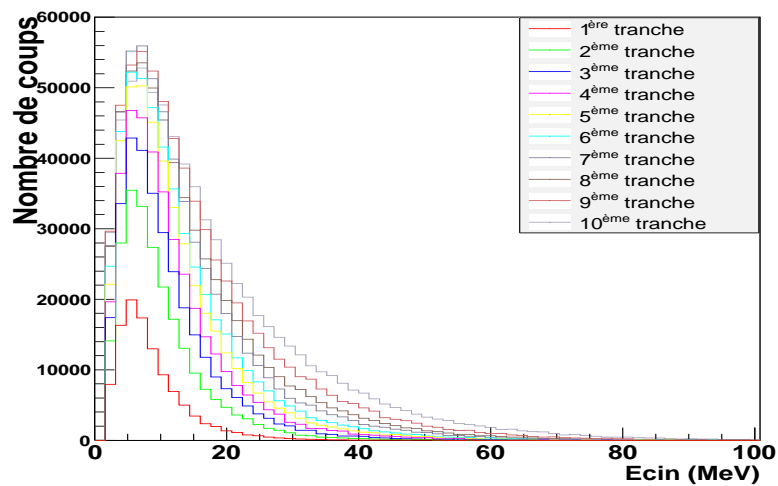


FIGURE 6.4 – Distribution en énergie cinétique des protons dans le repère de la Quasi-Cible, pondérée par la probabilité pour chaque proton d’être émis par la Quasi-Cible, pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$.

vu dans les deux repères respectifs.

Si nous comparons la distribution en énergie cinétique des protons évaporés par le QP dans le repère du Quasi-Projectile (voir sur la figure [6.1]) et celle des protons évaporés par la QC dans le repère de la Quasi-Cible (voir sur la figure [6.4]), nous pouvons remarquer une symétrie parfaite. De même, si nous comparons la distribution en énergie des protons émis par le Quasi-Projectile dans le repère de la Quasi-Cible (voir sur la figure [6.2]) et la distribution en énergie de ceux émis par la QC dans le repère du Quasi-Projectile, soit dans des repères croisés (voir sur la figure [6.3]), nous pouvons observer quelques différences. Ces différences sont liées d'une part à une symétrie qui n'est pas aussi parfaite qu'attendue. Si la symétrie était parfaite, tout serait équivalent. Cependant, l'ordre de grandeur du taux de comptage est raisonnable. Mais la cause principale de ces différences est la réponse expérimentale différente du détecteur pour la détection des contributions évaporatives respectives du QP et de la QC. Celles-ci ne tombent pas dans les mêmes couronnes du détecteur. Elles peuvent même rencontrer des télescopes de nature différente et n'ont pas les mêmes seuils de détection liés aux effets d'entraînement des sources émettrices. Ces spectres reflètent clairement l'influence du détecteur sur les détections respectives de ce qui vient du projectile et de la cible.

Malgré ces imperfections, nous allons, par la suite, essayer de soustraire ces deux composantes évaporatives, celle du Quasi-Projectile, et celle de la Quasi-Cible, pour qu'il ne reste plus que la contribution dite "hors équilibre".

6.1.2 Probabilité de n'être émise ni par le QP ni par la QC

Dans le but d'étudier des grandeurs physiques telles que par exemple le flot de matière hors-équilibre, nous devons isoler la contribution non évaporative. Cela est réalisable en définissant, pour une particule de l'événement, une probabilité de prééquilibre à partir des probabilités d'évaporation par le Quasi-Projectile ou par la Quasi-Cible, à partir du calcul suivant :

$$Prob_{preequilibre} = (1 - Prob_{QP}) \times (1 - Prob_{QC}) \quad (6.1)$$

Effectivement, cette probabilité dite de prééquilibre, est en définitive la probabilité de n'être émise ni par le Quasi-Projectile, ni par la Quasi-Cible. Nous la calculons donc comme étant un moins la probabilité pour une particule d'être évaporée par le Quasi-Projectile, multipliée par un moins la probabilité qu'elle le soit par la Quasi-Cible, comme le montre l'équation (6.1).

A partir de la connaissance de ces différentes probabilités, nous pouvons construire par exemple, pour le système $Ni + Ni$ à $52MeV/u$, la figure [6.5], présentant différentes distributions d'énergie cinétique, pour les tritons et la quatrième tranche en énergie transverse normalisée, soit pour des événements semi-périphériques. Sur celle-ci, nous pouvons donc observer les distributions d'énergie cinétique totale (en rouge) ainsi que celles des particules évaporées par le QP (en bleu ou vert selon le repère) et la QC (idem). Les énergies

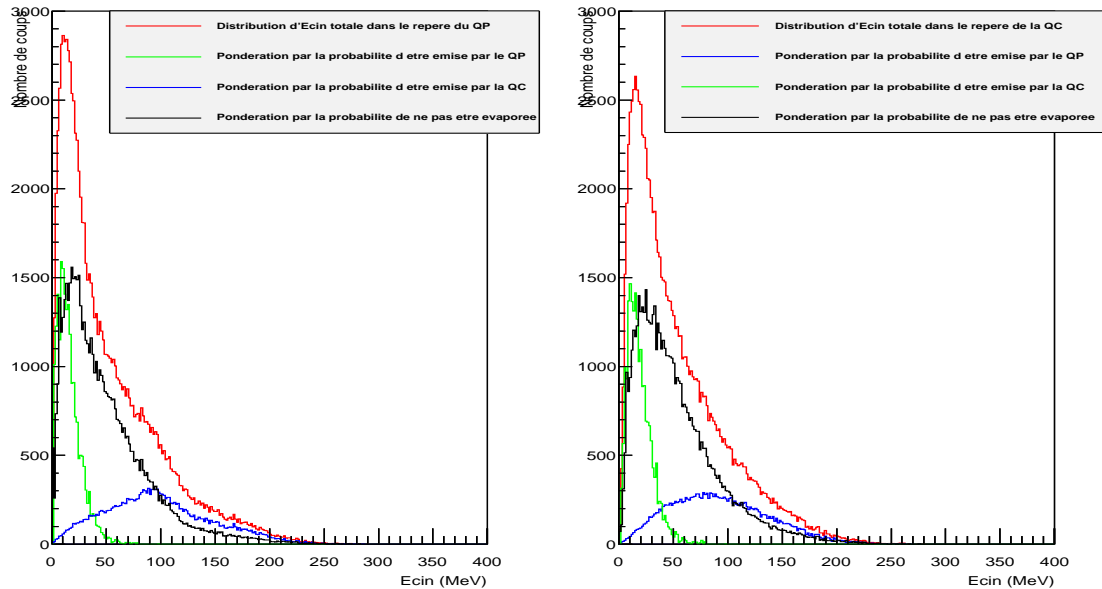


FIGURE 6.5 – Différentes distributions d'énergie cinétique des tritons dans le repère du QP (à gauche) et dans celui de la QC (à droite) pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$, pour la quatrième tranche en énergie transverse normalisée. Les lignes rouges correspondent à la distribution totale ; les vertes, à la distribution pondérée par la probabilité associée au repère choisi ; les bleues, à la distribution associée à l'autre émetteur dans le repère choisi. Les lignes noires correspondent à la distribution d'énergie cinétique des tritons, qui n'ont pas été évaporés, dans chacun des repères choisis.

cinétiques sont déterminées soit dans le repère du QP (voir sur la figure à gauche) soit dans celui de la QC (voir sur la figure à droite). Nous avons aussi sur cette figure la distribution d'énergie cinétique des particules non évaporées donc hors équilibre (en noir), là aussi dans l'un ou l'autre des repères.

Considérons, tout d'abord, sur la figure [6.5], le graphe de gauche, montrant les distributions d'énergie cinétique des tritons, dans le repère du Quasi-Projectile. La distribution, en rouge, correspond à l'ensemble des tritons sans sélection d'origine. Pour celle-ci, aucune pondération n'est appliquée. Elle n'est pas la même exactement dans les deux repères malgré la symétrie du système, à cause des limites expérimentales de notre détecteur et de la symétrie imparfaite du système (il y a deux isotopes légèrement différents pour la cible de nickel). Elle sert, cependant, de référence et donc de moyen de comparaison pour les autres distributions. Nous avons ajouté, en vert sur cette même figure, la distribution d'énergie cinétique des tritons avec une pondération, qui est la probabilité pour ceux-ci d'être émis par le Quasi-Projectile. Cette contribution évaporative est donc représentée dans son repère propre et correspond bien à la maxwellienne attendue. En complément, en bleu, nous retrouvons la composante évaporative de la Quasi-Cible. Cette distribution de couleur bleue

correspond à la distribution d'énergie cinétique des tritons pondérés par la probabilité pour ceux-ci d'être émis par la Quasi-Cible. Celle-ci est, toutefois, différente de la précédente, du fait que cette distribution est représentée dans le repère du Quasi-Projectile (et non pas dans son propre repère). La contribution non évaporative, représentée en noir, se place, quant à elle, entre les deux. Sommer ces trois composantes doit nous permettre de retrouver la distribution totale.

Maintenant, si nous regardons le graphe de droite sur la figure [6.5], donc si nous nous plaçons dans le repère de la Quasi-Cible, nous obtenons des distributions équivalentes à celles du graphe de gauche, du point de vue de la forme et du comptage. De plus, il est tout à fait remarquable de voir que les distributions d'énergie cinétique correspondantes à la composante non évaporative, sont très ressemblantes, voir identiques, pour l'un et l'autre des repères.

Des figures équivalentes se trouvent en annexe [C]. Elles présentent les différentes distributions d'énergie cinétique pour les autres types de particules légères (protons et deutons) et également pour différentes sélections d'événements (événements périphériques et centraux) dans les repères du QP et de la QC, pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$. Les mêmes tendances sont à noter.

Le fait d'utiliser les probabilités d'émission des particules, telles qu'elles ont été définies dans notre nouvelle méthode de calorimétrie 3D, nous permet de prendre connaissance de la composante non évaporative, dite de prééquilibre, de manière assez précise. Seuls les tritons ont été présentés ici. Pour ce système, toutefois, il a été remarqué les mêmes tendances, plus ou moins prononcées, pour les autres particules étudiées.

Cette accord, même qualitatif, semble confirmer le bien-fondé des hypothèses faites dans le cadre de la calorimétrie 3D. Nous allons essayer de confirmer ce fait d'une autre manière, c'est-à-dire en utilisant l'isospin des particules produites lors des réactions nucléaires. Nous allons donc tout d'abord commencer par étudier la manière dont le rapport isotopique des particules légères se répartit dans l'espace des vitesses.

6.2 Validation expérimentale de la nouvelle calorimétrie à l'aide de l'isospin

Nous allons essayer expérimentalement à l'aide d'un marquage radioactif de montrer la véracité, de manière plus ou moins qualitative, de deux "suppositions" importantes de la méthode 3D : d'une part, qu'il y a une éventuelle pollution par des particules d'autres origines dans la demi sphère avant d'évaporation du Quasi-Projectile, et d'autre part qu'il y a au moins un équilibre en isospin de la contribution évaporative et peut-être un autre, thermique, dans le même temps. Il faut tout de même rappeler que ces "suppositions" ont déjà été observées expérimentalement dans les références [3] et [7] et indiquée théoriquement pour l'une dans la référence [18].

Pour cela, nous allons donc utiliser le marquage radioactif qu'offre les différents systèmes d'isospin variés, étudiés lors de la cinquième campagne de mesures d'INDRA. Nous allons

dans un premier temps étudier dans le repère du centre de masse suivant la direction du faisceau, la diffusion d'isospin et l'évolution de celle-ci en fonction de différents processus de désexcitation du Quasi-Projectile chaud. Puis dans un deuxième temps, nous regarderons dans le repère du Quasi-Projectile, suivant deux directions différentes en même temps, cette diffusion d'isospin et sa variation en fonction de la violence de collision.

6.2.1 Diffusion d'isospin observée lors de la désexcitation de noyaux suivant différents mécanismes

La diffusion d'isospin apparaît dans les collisions nucléaires, dès qu'il existe une asymétrie d'isospin entre projectile et cible. Comme cela a été rapporté au premier chapitre, l'influence de l'isospin sur les fragments et les particules légères, produits dans les collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi, a été étudiée pour le système $Xe + Sn$ lors de la cinquième campagne d'INDRA. Plus précisément, des isotopes différents du xénon (Xe) et de l'étain (Sn) ont été utilisés comme projectiles et cibles afin de réaliser les quatre combinaisons suivantes :

- $^{124}Xe + ^{124}Sn$ (projectile enrichi en protons et cible enrichie en neutrons),
- $^{136}Xe + ^{112}Sn$ (projectile enrichi en neutrons et cible enrichie en protons),

Il y a pour ceux-ci la conservation du nombre de nucléons donc le même isospin total.

Pour les systèmes présentant un gradient d'isospin, le rapport isotopique moyen est le même.

- $^{124}Xe + ^{112}Sn$ (système riche en protons),
- $^{136}Xe + ^{124}Sn$ (système riche en neutrons),

Ceux-ci fournissent les valeurs plus extrêmes en isospin.

Pour étudier la manière dont se répartissent dans l'espace des vitesses respectivement les densités de neutrons et de protons au cours d'une réaction nucléaire, suivant l'axe perpendiculaire et l'axe parallèle au faisceau, nous pouvons utiliser une grandeur qui est appelée : le rapport de Rami [9]. Celui-ci nécessite de faire des collisions avec différents jeux d'isotopes pour deux éléments atomiques donnés. Il se détermine à partir de rapports entre différents isotopes pour les différentes configurations isotopiques de collision envisagées. Ce rapport se calcule à partir de l'expression mathématique suivante :

$$\tilde{R}_{p/n} = \frac{2R_{p/n} - R_{p/n}^N - R_{p/n}^P}{R_{p/n}^N - R_{p/n}^P} \quad (6.2)$$

où $R_{p/n}$, $R_{p/n}^N$ et $R_{p/n}^P$ représentent des rapports d'isotopes ou d'isobares. Les différents couples d'isotopes en collision permettent de faire des collisions entre systèmes dont la richesse en neutrons ou en protons peut varier. C'est justement le cas pour les systèmes $Xe + Sn$ de la cinquième campagne de mesures d'INDRA, comme nous l'avons dit précédemment. Pour la détermination du rapport de Rami, il faut se normaliser par rapport aux deux systèmes les plus extrêmes étudiés, c'est-à-dire celui très riche en neutrons (correspondant à l'exposant N dans l'équation (6.2)) et celui très riche en protons (exposant P). Dans ce cas, telle qu'est définie l'équation, pour le système le plus riche en neutrons

($^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$), le rapport de Rami est normalisé à 1 ; dans le cas contraire, pour le système le plus riche en protons ($^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$), ce rapport est normalisé à -1.

L'idéal serait de n'utiliser que des protons et des neutrons pour ce calcul. Ne pouvant malheureusement pas détecter les neutrons avec INDRA, l'utilisation du rapport du nombre de protons sur le nombre de neutrons dans le rapport de Rami est impossible. Nous allons donc utiliser des isotopes d'isospin différents, tels que les protons et tritons, ou des isobares d'isospin différents, comme l'hélium 3 et triton, ou bien encore le lithium 6 et l'hélium 6, afin d'essayer d'observer une éventuelle diffusion d'isospin lors de la collision. Afin d'avoir des sphères d'émission du Quasi-Projectile et de la Quasi-Cible suffisamment

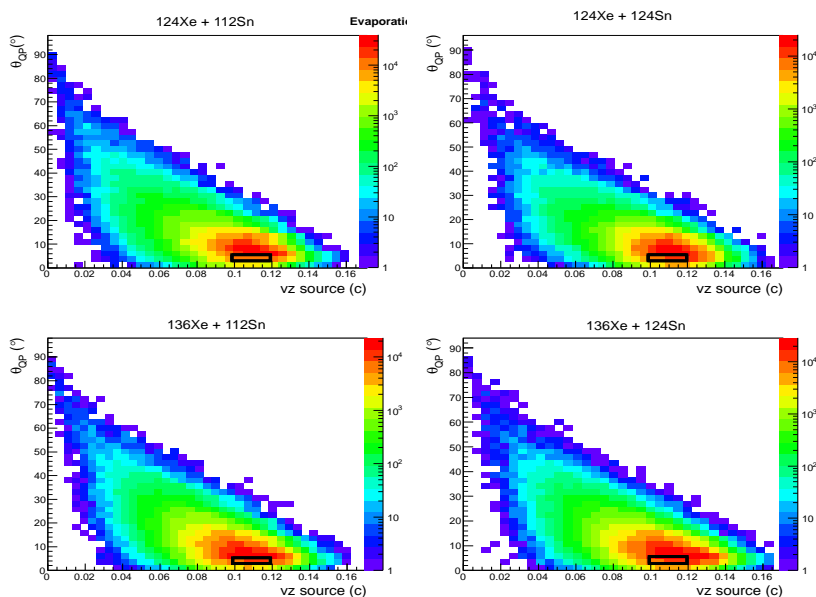


FIGURE 6.6 – Corrélations entre l'angle θ et la vitesse de la source dans le repère du centre de masse dans le cas de l'évaporation des noyaux, pour les systèmes $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ en haut à gauche, $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ en haut à droite, $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ en bas à gauche, et $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ en bas à droite.

distinctes dans l'espace des vitesses, pour la clarté de nos propos et de notre étude, nous avons souhaité nous concentrer sur des collisions périphériques, voire très périphériques. Nous avons donc fait le choix d'imposer une géométrie de collision bien spécifique. Nous avons donc étudié les corrélations entre l'angle de diffusion θ du Quasi-Projectile et la norme de sa vitesse dans le centre de masse (voir sur la figure [6.6]). A partir de ce graphe, nous avons sélectionné une zone pour laquelle il y avait une grande statistique. La sélection, appliquée à l'ensemble de nos systèmes, est telle que le θ du QP est compris entre 4° et 6° , et sa vitesse entre $0,10c$ et $0,12c$ (voir le rectangle noir sur les graphes de la figure [6.6]). Cette sélection est très stricte, mais limite les mélanges entre sphères d'émission différentes. Réaliser de telles sélections permet de faire une sélection d'événements ayant une même violence de collision et surtout une même géométrie de collision dans l'espace des vitesses pour tous les systèmes étudiés. Nous espérons ainsi avoir une maîtrise de la

réaction nucléaire, qui va nous permettre de mieux comprendre les éventuels processus de diffusion d'isospin entre le Quasi-Projectile et la Quasi-Cible. Les rapports de Rami vont être étudiés dans un premier temps en fonction de la vitesse parallèle au faisceau, exprimée en unité c .

Toujours dans le même esprit, nous souhaitons aussi contraindre le processus de désexcitation du Quasi-Projectile formé.

Nous savons que, selon l'énergie d'excitation et la nature du noyau chaud, un mode de décroissance peut être dominant. Les noyaux peuvent soit évaporer, soit fissionner, soit multifragmenter [65] et pour les plus petits se vaporiser. Ces phénomènes physiques de désexcitation d'un noyau chaud sont illustrés sur la figure [6.7]. Pour assurer la sélection

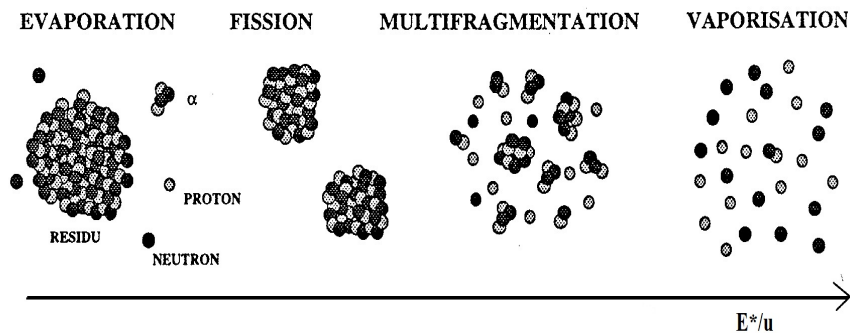


FIGURE 6.7 – Présentation des modes de désexcitation principaux des noyaux selon leur énergie d'excitation par nucléon.

de ces différents mécanismes de désexcitation, nous avons choisi de suivre le même protocole expérimental, que celui suivi par Grégory Lehaut dans sa thèse [18]. Celui-ci a réalisé une double analyse en composantes principales (ACP), qui lui a permis de répartir en trois grandes familles ces événements. Ceci avait déjà été fait dans la thèse de Nathalie Bellaize [118]. Les sélections jusqu'à présent réalisées, qui étaient notamment de trier les événements suivant une seule variable (multiplicité, énergie transverse normalisée), ne permettent pas de discriminer les différents mécanismes pouvant intervenir lors des collisions d'ions lourds. Il faut donc utiliser une nouvelle méthode d'analyse multidimensionnelle pour réaliser ce tri : l'analyse en composantes principales, notée par la suite ACP. Cette méthode requiert néanmoins l'utilisation de différentes variables globales statiques et cinématiques définies pour chaque événement. L'application de cette méthode, ainsi que le choix de variables globales utiles pour l'utilisation de celle-ci peut se retrouver dans les références [18] et [118].

Dans la thèse de Grégory Lehaut [18], plusieurs applications de l'ACP ont été réalisées de manière successive. La première a été faite sur l'ensemble des événements détectés de multiplicité d'IMF supérieure à deux.

Une projection de ces événements dans le plan formé par les composantes principales de l'ACP a permis de constater qu'il existait deux classes principales d'événements, celles

des événements périphériques (ou événements allongés), et celles des événements centraux ou semi-périphériques (événements dissipatifs). Pour chacune de ces deux classes, des diagrammes de Dalitz des charges des trois plus gros fragments, pour les fragments situés à l'avant du centre de masse, pour les deux classes, ont été construits et sont représentés sur la figure [6.8]. Cette technique habituelle et visuellement pratique, permet une comparai-

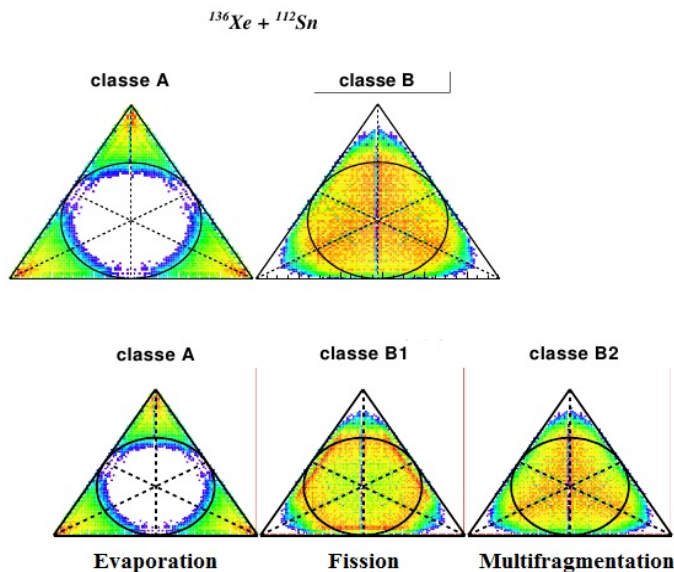


FIGURE 6.8 – Diagrammes de Dalitz des charges des trois plus gros fragments pour le système $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$. Les classes A et B correspondent à une première application de l'analyse en composante principale. Les classes B1 et B2 sont obtenues suite à une seconde application de l'analyse en composantes principales sur les événements de la classe B, permettant ainsi de différencier trois modes de désexcitation d'un noyau : l'évaporation, la fission et la multifragmentation.

son de l'importance respective de ces trois plus gros fragments. Dans la référence [69], la manière de construire ce type diagramme est décrite en détails. Dans un tel diagramme, les sommets du triangle sont peuplés par les événements avec un grand fragment et deux plus petits. Les côtés du triangle sont associés à des événements de quasi-fusion (deux fragments larges et un plus petit), alors que le centre est peuplé avec des événements de fragments de masse égale [119].

Dans notre cas, les diagrammes construits montrent effectivement que la première classe est constituée d'événements avec un gros fragment accompagné de deux petits fragments (sommets du triangle) ; et que la deuxième classe, sélectionnant les événements complémentaires, est associée à des événements avec deux gros fragments accompagnés d'un plus petit (côtés du triangle), ou bien encore de trois fragments de taille similaire (hauteur et centre du triangle). Cette seconde classe présente donc un mélange de deux mécanismes de cassure, telle que la fission ($M_{FMI} = 2$) ou la multifragmentation ($M_{FMI} > 2$), à différencier.

Une seconde application de l'ACP a donc été réalisée sur les événements de cette seconde classe. Pour celle-ci, les variables cinématiques (forme et dissipation) ont été privilégiées par rapport à celles de la première application de l'ACP. Suite à cela, deux nouvelles classes apparaissent. Nous obtenons alors trois classes d'événements bien distinctes, représentant les différents modes possibles de désexcitation des QP, à savoir l'évaporation, la fission et la multifragmentation. La première classe est caractérisée par deux composantes : un gros fragment (résidu du QP), des fragments et des particules légers (évaporation) ; la seconde classe est caractérisée par deux fragments similaires ; et la troisième classe, par trois fragments de taille équivalente (multifragmentation). L'ensemble de ces résultats est visible sur la figure [6.8] ou dans la référence [18].

Nous avons alors étudié, pour chacun de ces mécanismes de désexcitation ainsi isolés (voir sur la figure [6.9] pour l'évaporation, figure [6.10] pour la fission, et figure [6.11] pour la multifragmentation) les rapports de Rami en fonction de la vitesse parallèle au faisceau.

Regardons, tout d'abord, la diffusion d'isospin en se plaçant dans le repère du centre de masse pour les événements sélectionnés comme indiqué précédemment. Ce travail s'inscrit complètement dans la continuité des travaux de la référence [18], qui servent aussi à qualifier notre étude.

La figure [6.9] montre les rapports de Rami déterminés à partir des rapports proton sur triton (voir sur le graphe du haut) et des rapports triton sur ${}^3\text{He}$ (voir sur le graphe du bas) en fonction de la vitesse parallèle au faisceau pour les événements avec désexcitation par évaporation du QP (en unité c). La zone hachurée bleue correspond à la réaction ${}^{136}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$. Il s'agit du système le plus riche en neutrons et de ce fait, devient le système de référence pour lequel le rapport de Rami (éq. 6.2) doit être 1.

De même, la zone hachurée rouge, correspond au système ${}^{124}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$. Il s'agit du système le plus riche en protons, qui doit lui donner un rapport de Rami égal à -1. Pour les autres systèmes étudiés, nous allons donc avoir un rapport de Rami qui va pouvoir varier entre ces deux valeurs limites en fonction de leur richesse respective plus ou moins grande en neutrons ou en protons. Le rapport de Rami permet donc de se normaliser du point de vue de l'isospin par rapport à ces deux systèmes, qui servent de référence. Cependant, il est important de noter que suivant le rapport de particules étudié (proton-triton ou triton- ${}^3\text{He}$), le rapport de Rami peut varier très largement autour de 1 (et respectivement -1). Ces variations sont liées à des fluctuations dues à un manque de statistique et sont visibles sur les graphes au travers de la dimension apparente des zones hachurées.

La zone hachurée azure correspond à la réaction ${}^{136}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$. Il s'agit du système pour lequel le projectile est enrichi en neutrons et la cible enrichie en protons. Nous disposons donc d'un système croisé (n-p) comparé aux systèmes extrêmes. On s'attend donc à avoir une évolution dans la répartition du contenu en isospin en fonction de la vitesse dans le repère du centre de masse. C'est effectivement le cas sur les figures. On observe des rapports enrichis en protons, pour des valeurs négatives de vitesse parallèle au faisceau, proches de la vitesse de la cible, et des rapports enrichis en neutrons pour des valeurs positives, proches de la vitesse du projectile.

Cette évolution se trouve inversée pour le système ${}^{124}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$, en rose sur les figures. Comme il s'agit du système pour lequel le projectile est enrichi en protons et la

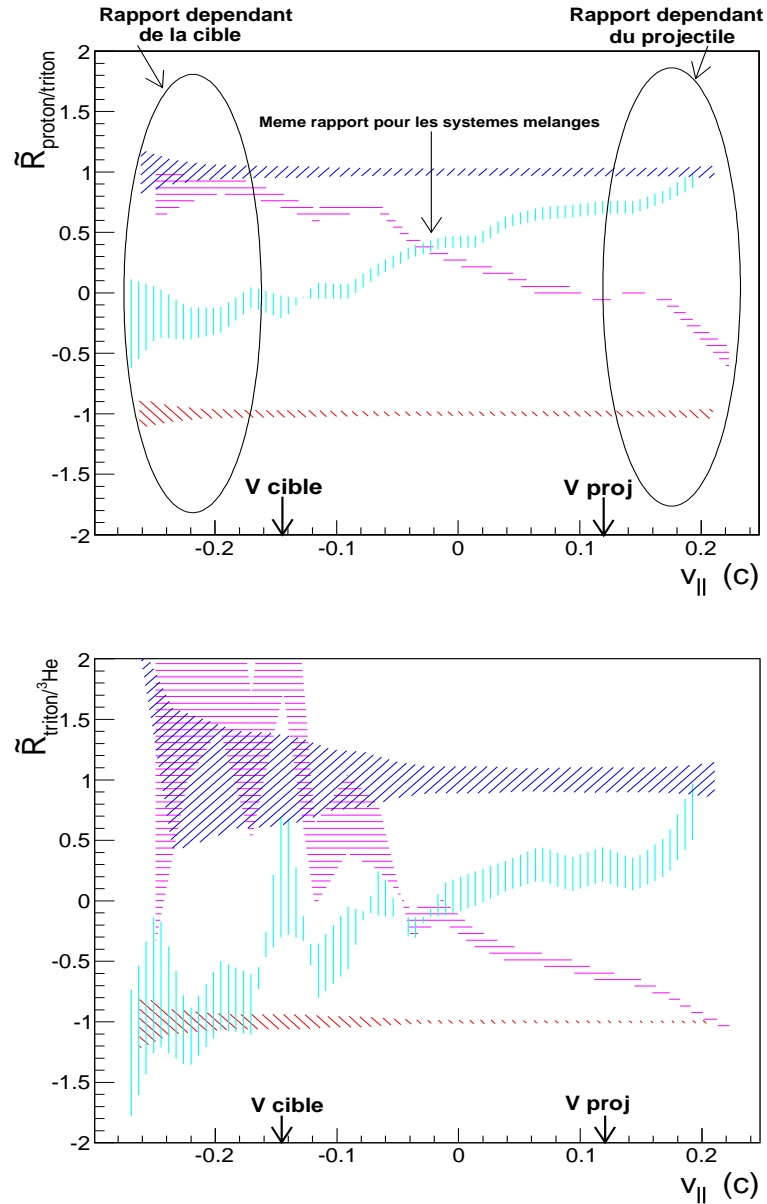


FIGURE 6.9 – Pour les événements d'évaporation du QP - Rapports de Rami (eq. 6.2), déterminés à partir de rapports du nombre de protons sur le nombre de tritons (graphe du haut) et du nombre de tritons sur le nombre de ^3He (graphe du bas) en fonction de la vitesse parallèle au faisceau à 32 MeV/u dans le repère du centre de masse (en unité c). La zone rouge correspond à la réaction du $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$, la zone bleue à la réaction $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$, la zone azure à la réaction $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ et la zone rose à la réaction $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$. La largeur des zones indique les incertitudes.

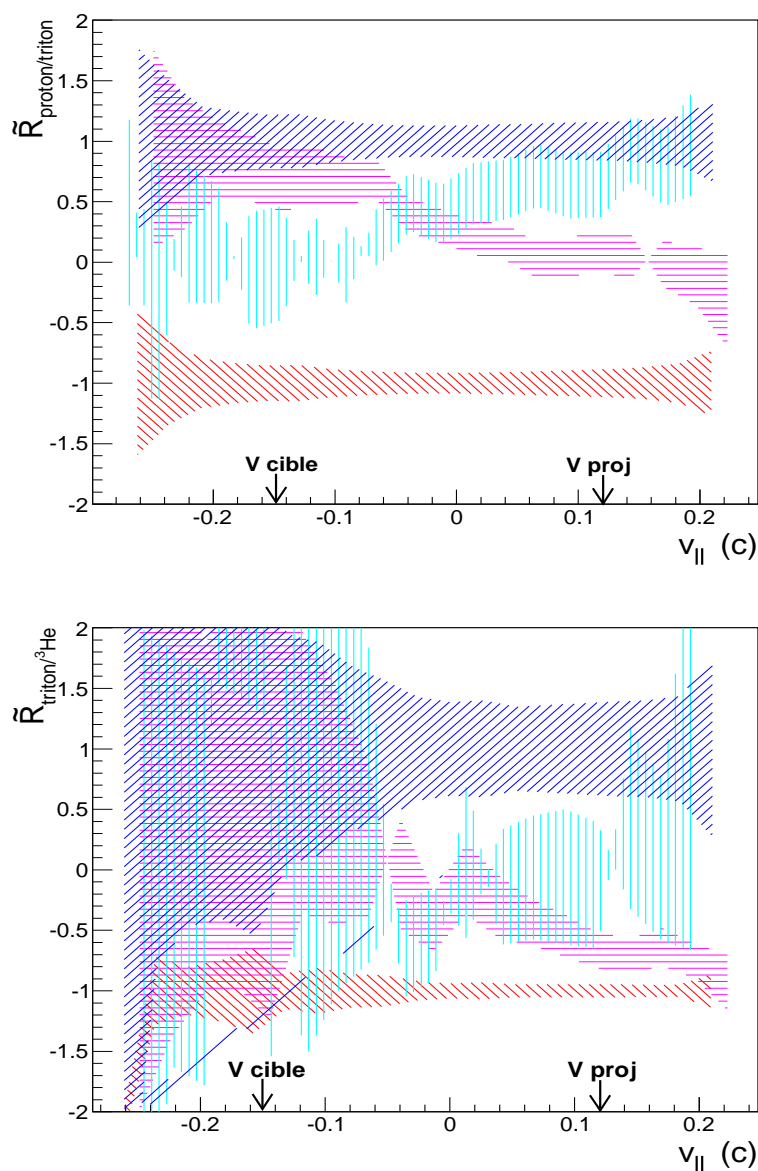


FIGURE 6.10 – Pour les événements de fission du QP - Rapports de Rami (eq. 6.2), déterminés à partir de rapports du nombre de protons sur le nombre de tritons (graphe du haut) et du nombre de tritons sur le nombre de ^3He (graphe du bas) en fonction de la vitesse parallèle au faisceau à 32 MeV/u dans le repère du centre de masse (en unité c). La zone rouge correspond à la réaction du $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$, la zone bleue à la réaction $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$, la zone azure à la réaction $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ et la zone rose à la réaction $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$. La largeur des zones indique les incertitudes.

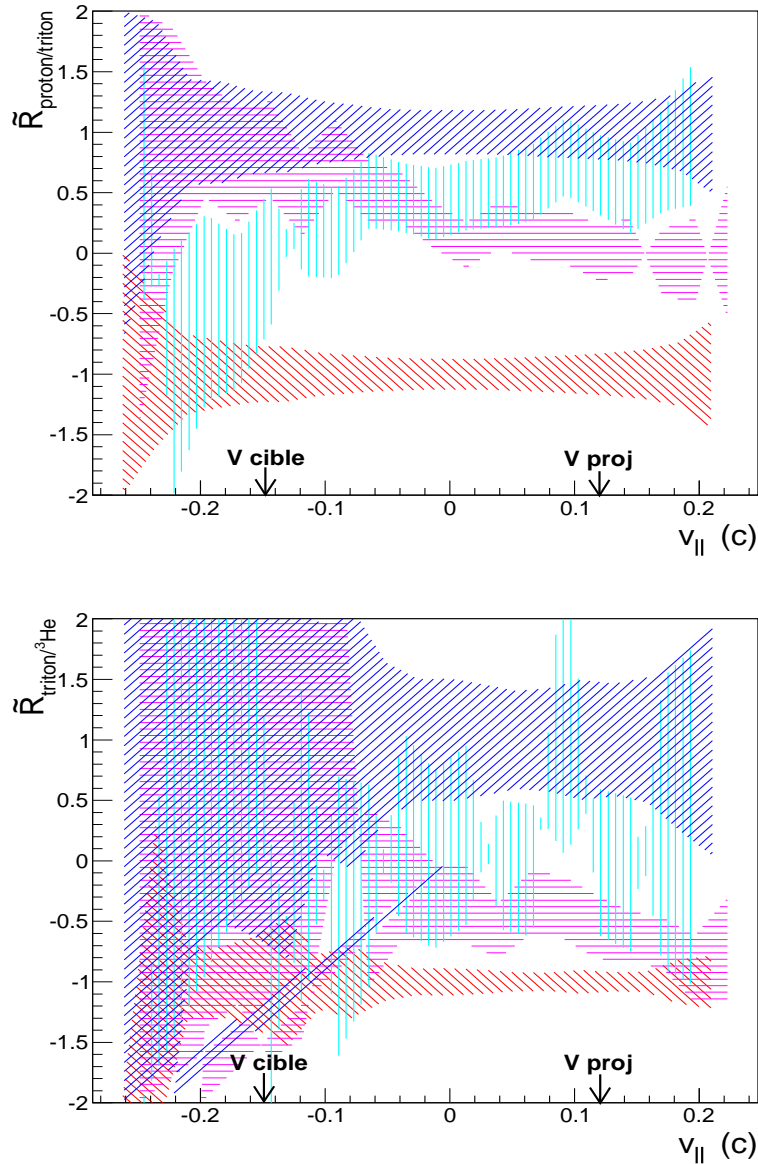


FIGURE 6.11 – Mécanisme de multifragmentation - Rapports de Rami (eq. 6.2), déterminés à partir de rapports du nombre de protons sur le nombre de tritons (graphe du haut) et du nombre de tritons sur le nombre de ${}^3\text{He}$ (graphe du bas) en fonction de la vitesse parallèle au faisceau à 32 MeV/u dans le repère du centre de masse (en unité c). La zone rouge correspond à la réaction du ${}^{124}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$, la zone bleue à la réaction ${}^{136}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$, la zone azure à la réaction ${}^{136}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$ et la zone rose à la réaction ${}^{124}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$. La largeur des zones indique les incertitudes.

cible enrichie en neutrons, nous observons des rapports enrichis en neutrons pour des vitesses proches de la vitesse de la cible, et des rapports enrichis en protons pour des vitesses proches de la vitesse du projectile. Pour ces vitesses extrêmes, supérieures à la vitesse du projectile et inférieures à la vitesse de la cible, nous observons des rapports *protons/tritons* ou *tritons/³He* identiques pour les projectiles (ou cibles) de même isospin. L'évolution de ces rapports est identique, que ce soit pour les rapports protons sur tritons ou tritons sur ³He. A l'arrière de la Quasi-Cible et à l'avant du Quasi-Projectile, on retrouve les rapports initiaux du projectile et de la cible.

Le caractère binaire de la collision, la mémoire de la voie d'entrée, pour cette sélection d'événements et ce mécanisme de désexcitation, ressortent donc clairement au travers de l'étude de la diffusion d'isospin. La variation de l'isospin est progressive avec la vitesse parallèle lorsque l'on se rapproche du centre de masse. Elle se termine par un mélange dans la zone de mi-rapidité, semblant indiquer une équilibration en isospin uniquement dans cette zone. Pour cette zone de mi-rapidité, c'est-à-dire la zone pour laquelle la vitesse parallèle au faisceau dans le centre de masse est proche de 0, les rapports pour les systèmes (n-p) et (p-n) se croisent, indiquant bien l'existence d'un mélange d'isospin. Cette équilibration en isospin n'est vraiment apparente qu'au voisinage du centre de masse. On peut cependant noter que cette équilibration n'a pas lieu pour la valeur zéro du rapport de Rami, mais pour une valeur supérieure. Cela est dû à l'utilisation d'isotopes, au lieu de simples protons et neutrons. Effectivement, l'équilibration en isospin serait un peu plus complète (proche de $\bar{R} = 0$) en utilisant un rapport proton sur neutron que proton sur triton. Cependant, si l'on utilise des isobares (tels que tritons sur hélium 3, voir sur la figure [6.9] du bas), le croisement a bien lieu pour une valeur du rapport de Rami de zéro. Ces isotopes étant plus rares, il y a beaucoup plus de fluctuations, liées au manque de statistique, d'où le graphe obtenu. Le croisement a cependant bien lieu à la vitesse du centre de masse.

Intéressons nous maintenant à l'évolution de ces différents rapports selon le processus de désexcitation du QP chaud. Regardons comment évoluent ces rapports pour l'évaporation, puis la fission et enfin pour la multifragmentation. Rappelons toutefois, que les événements sélectionnés sont des collisions périphériques gardant une forte mémoire de la voie d'entrée. Outre les problèmes de fluctuations statistiques, le comportement général des différents rapports reste le même, quel que soit le mécanisme. L'équilibre en isospin s'effectue au même endroit, dans la zone de mi-rapidité, mais de manière plus rapide, car elle couvre une zone un petit peu plus large en vitesse, notamment pour la multifragmentation. Les régions proches de la vitesse du projectile et de la cible gardent, quant à elles, une forte mémoire de la voie d'entrée. Ce caractère est donc une conséquence aussi de la sélection. Cela confirme ce qui a précédemment été montré dans l'étude des modèles HIPSE et ELIE, à savoir que les propriétés cinétiques des particules gardent une mémoire de la voie d'entrée. En outre, pour ce qui est de la fission et de la multifragmentation, à cause des cassures et des désexcitations secondaires, nous nous attendons également à une séparation moins claire entre le QP, la QC, la mi-rapidité et un mélange isotopique plus rapide. C'est ce que nous constatons sur les figures [6.10] et [6.11].

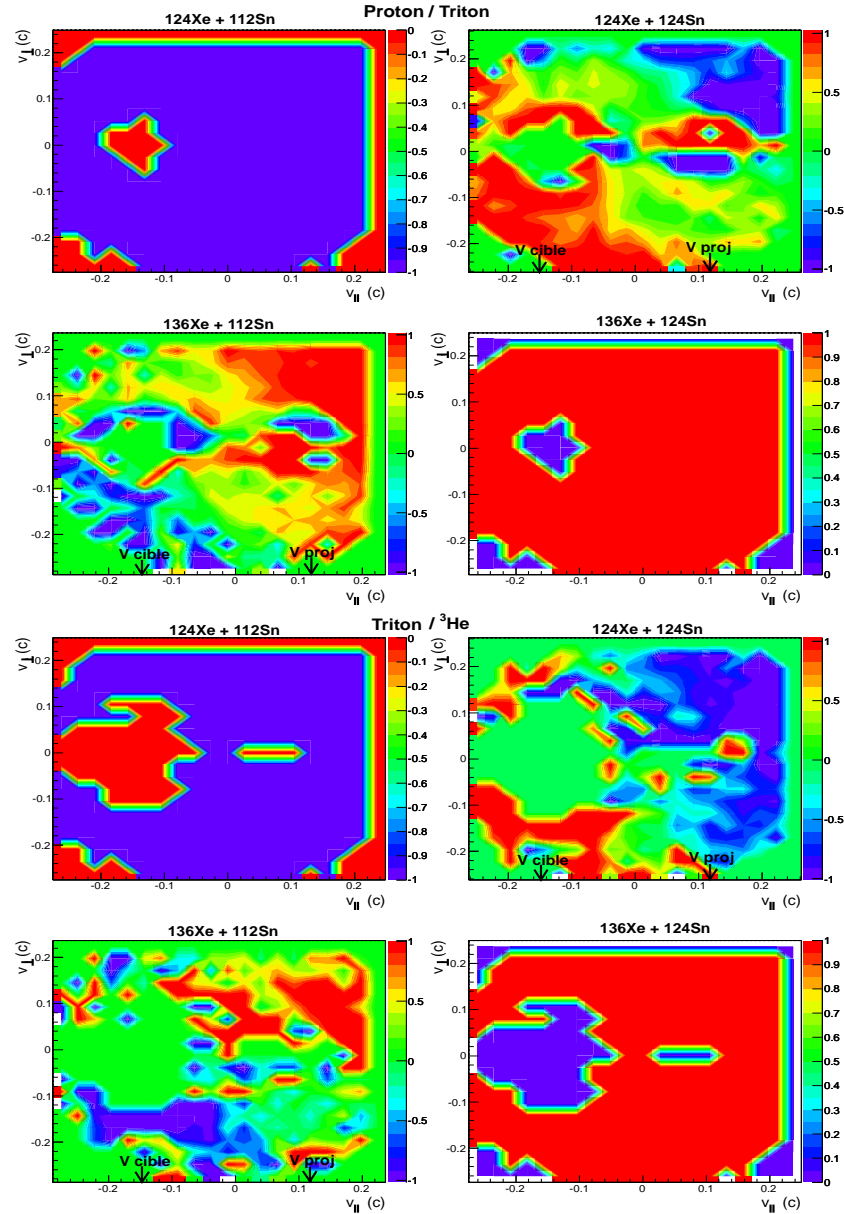


FIGURE 6.12 – Mécanisme d'évaporation - Rapport de Rami (eq. 6.2), utilisant le rapport du nombre de protons sur le nombre de tritons (figure du haut) et le nombre de tritons sur le nombre de 3He (figure du bas) en fonction de la vitesse parallèle et de la vitesse perpendiculaire au faisceau à 32 MeV/u dans le repère du centre de masse (en unité c). Chacune de ces figures représente les quatre systèmes du $Xe + Sn$: en haut à gauche, le système le plus riche en protons ${}^{124}Xe + {}^{112}Sn$; en haut à droite, le système ayant un projectile enrichi en protons et une cible enrichie en neutrons ${}^{124}Xe + {}^{124}Sn$; en bas à gauche, le système ayant un projectile enrichi en neutrons et cible enrichie en protons ${}^{136}Xe + {}^{112}Sn$; et en bas à droite, le système le plus riche en neutrons ${}^{136}Xe + {}^{124}Sn$. Les zones rouges correspondent donc à des zones enrichies en neutrons et les bleues, à des zones enrichies en protons.

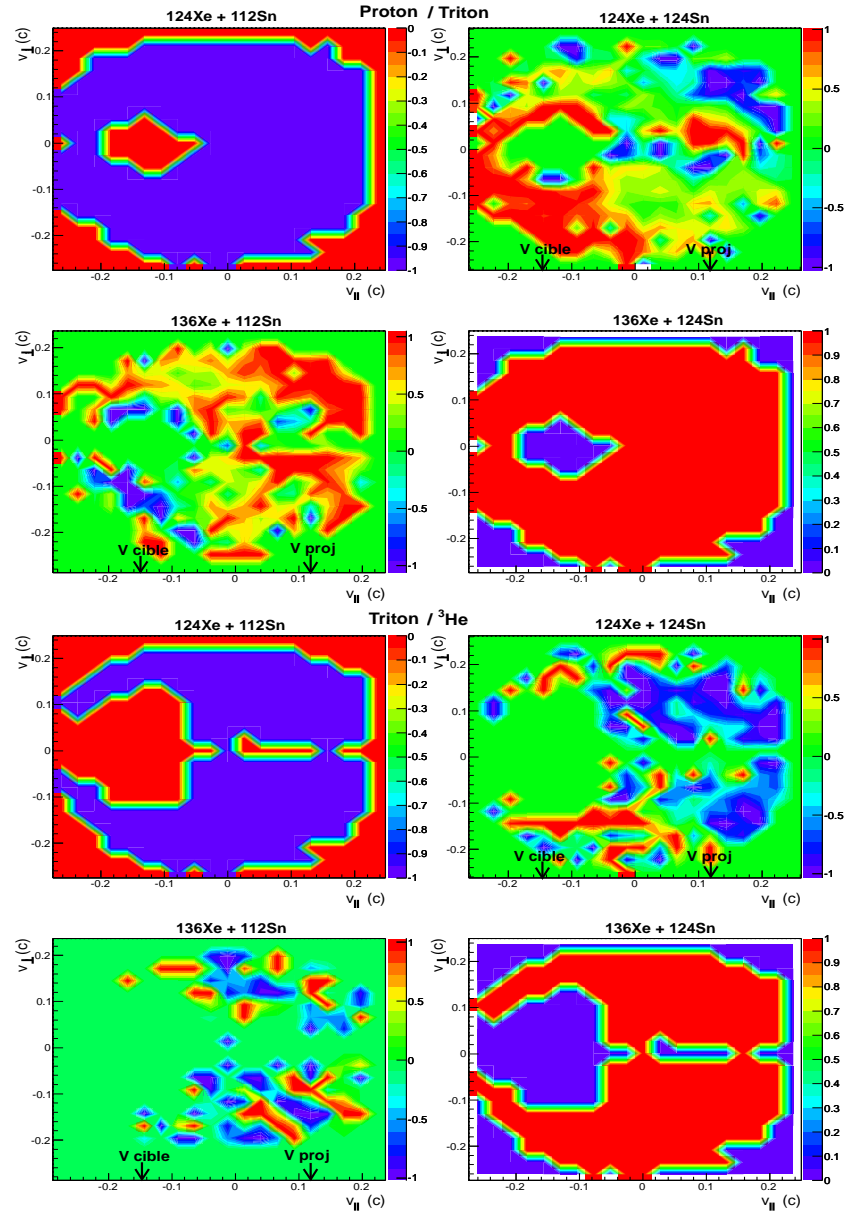


FIGURE 6.13 – Mécanisme de fission - Rapport de Rami (eq. 6.2), en utilisant le rapport du nombre de protons sur le nombre de tritons (figure du haut) et le nombre de tritons sur le nombre de ${}^3\text{He}$ (figure du bas) en fonction de la vitesse parallèle et de la vitesse perpendiculaire au faisceau à 32 MeV/u dans le repère du centre de masse (en unité c). Chacune de ces figures représente les quatre systèmes du $\text{Xe} + \text{Sn}$: en haut à gauche, le système le plus riche en protons ${}^{124}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$; en haut à droite, le système ayant un projectile enrichi en protons et une cible enrichie en neutrons ${}^{124}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$; en bas à gauche, le système ayant un projectile enrichi en neutrons et cible enrichie en protons ${}^{136}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$; et en bas à droite, le système le plus riche en neutrons ${}^{136}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$. Les zones rouges correspondent donc à des zones enrichies en neutrons et les bleues, à des zones enrichies en protons.

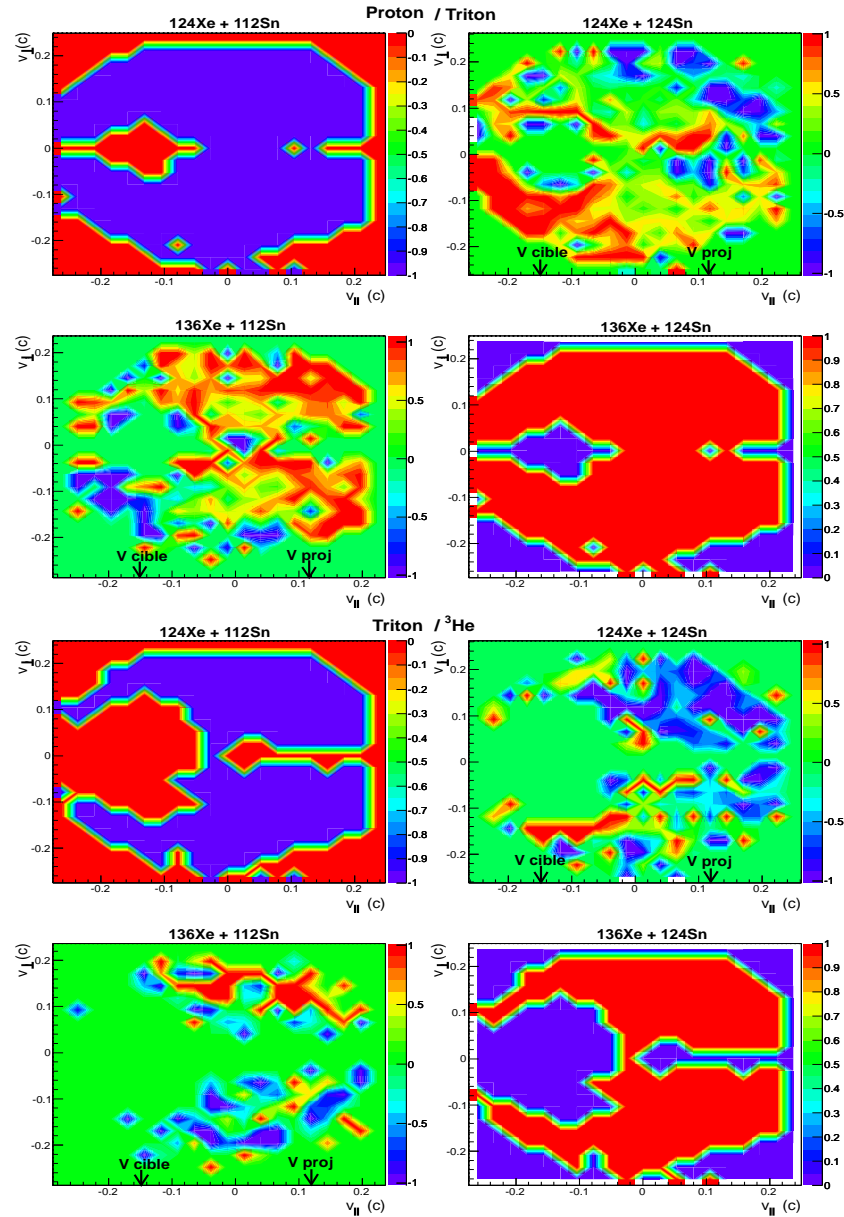


FIGURE 6.14 – Mécanisme de multifragmentation - Rapport de Rami (eq. 6.2), en utilisant le rapport du nombre de protons sur le nombre de tritons (figure du haut) et le nombre de tritons sur le nombre de ${}^3\text{He}$ (figure du bas) en fonction de la vitesse parallèle et de la vitesse perpendiculaire au faisceau à 32 MeV/u dans le repère du centre de masse (en unité c). Chacune de ces figures représente les quatre systèmes du $\text{Xe} + \text{Sn}$: en haut à gauche, le système le plus riche en protons ${}^{124}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$; en haut à droite, le système ayant un projectile enrichi en protons et une cible enrichie en neutrons ${}^{124}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$; en bas à gauche, le système ayant un projectile enrichi en neutrons et cible enrichie en protons ${}^{136}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$; et en bas à droite, le système le plus riche en neutrons ${}^{136}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$. Les zones rouges correspondent donc à des zones enrichies en neutrons et les bleues, à des zones enrichies en protons.

Pour avoir une idée plus précise de la manière dont l'isospin se diffuse lors d'une réaction et pour atteindre l'objectif que nous nous sommes fixés, à savoir la validation qualitative des hypothèses émises dans la nouvelle calorimétrie 3D, nous réalisons une nouvelle représentation de la dynamique de la collision. Cette représentation, légèrement différente de celles qu'il est possible de voir habituellement dans les publications portant sur le sujet, ajoute une troisième dimension aux histogrammes précédents, à savoir la vitesse perpendiculaire au faisceau. Ce troisième axe va nous permettre de mieux suivre le marquage radioactif dans l'espace des vitesses définies dans le référentiel du centre de masse, mais de manière plus qualitative. Cet espace des vitesses est ramené dans un plan vitesse parallèle vitesse perpendiculaire à la direction du faisceau. Nous pouvons, à présent, suivre l'évolution du rapport de Rami, non seulement en fonction de la vitesse parallèle dans le centre de masse, mais en même temps, en fonction de la vitesse perpendiculaire, permettant ainsi d'obtenir une représentation à trois dimensions. Nous avons choisi de ne regarder que les Quasi-Projectiles se propageant à gauche du faisceau, afin d'orienter volontairement l'espace pour regarder comment se diffuse le marquage radioactif autour du QP.

Les représentations à trois dimensions (voir sur les figures [6.12], [6.13], [6.14]) sont alors obtenues pour l'ensemble des systèmes étudiés, pour la sélection d'événements choisie et pour les différents mécanismes de désexcitation.

Chacune des représentations présente les quatre mêmes systèmes étudiés : en haut à gauche, $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$, le système le plus riche en protons. La valeur de son rapport de Rami est toujours presque partout égal à -1 . Il est associé à la couleur bleue. En bas à droite est représenté le système $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ le plus riche en neutrons, avec une valeur presque partout égale à 1 . Il est associé à la couleur rouge. En haut à droite se trouve le premier système croisé $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ (p-n). En bas à gauche, il y a l'autre système croisé $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ (n-p). On retrouve pour ces deux systèmes croisés un comportement similaire en tenant compte de leur isospin respectif. Ces graphes bidimensionnels sont tracés, comme précédemment, pour des rapports de Rami définis à partir des rapports proton sur triton et triton sur ^3He pour les différents mécanismes étudiés.

Les systèmes extrêmes $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ et $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ définissent clairement un code couleur pour comprendre l'évolution de notre marquage radioactif. Les zones bleues correspondent à des zones enrichies en protons, et les rouges, à des zones enrichies en neutrons. Étant donné qu'il s'agit des deux systèmes de référence, il est tout à fait normal de n'avoir qu'une seule couleur sur ces deux graphes. Par contre, pour les deux autres systèmes, un mélange de couleur apparaît. Pour ceux-ci, l'échelle de couleur située à droite de chacun des histogrammes, fait référence au rapport de Rami. Cette échelle est comprise entre $+1$ et -1 , comme sur les figures montrées précédemment, afin de pouvoir les comparer. Il faut aussi rappeler que les vitesses perpendiculaires sont négatives quand les particules sont dans le demi-espace opposé à la direction du QP par rapport à la direction du faisceau.

Pour les événements du système croisé (p-n) $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ avec évaporation du QP (voir sur la figure [6.12] le graphe en haut à droite), si l'on prend en considération le rapport de Rami extrait des rapports proton sur triton, il y a clairement une zone bleue qui prédomine pour la zone correspondant aux vitesses parallèle et perpendiculaire positives. Il s'agit donc d'une zone pour laquelle le rapport de Rami indique une prédominance d'une

composante riche en protons, correspondant à l'évaporation du QP conservant une forte mémoire du rapport isotopique initial du projectile. De même, pour les vitesses parallèle et perpendiculaire négatives, le rouge est accentué. Il est alors clair qu'une composante riche en neutrons (ou plus précisément les tritons) domine dans cette zone et correspond à l'évaporation de la QC. Par contre, nous pouvons aussi remarquer la présence importante au voisinage du faisceau d'une zone rouge de vitesse perpendiculaire positive et de vitesse parallèle autour de $0,12c$. Nous voyons clairement dans ce cas qu'il y a une composante riche en neutrons, venant peut-être de la Quasi-Cible, dans la région de prédominance du Quasi-Projectile. Elle semble liée à un processus très rapide pour lequel le processus d'équilibration n'a pas le temps de se produire. Il faut d'ailleurs remarquer qu'il y a le symétrique riche en protons pour les vitesses perpendiculaires négatives. Il semble y avoir une zone d'équilibration (en vert) en S autour de la QC et du QP. Il y a aussi une contribution riche en neutrons pour une vitesse parallèle nulle et une vitesse perpendiculaire négative importante. L'autre rapport de Rami fournit une information globalement similaire, mais moins précise.

Pour le système $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$, système croisé (n-p) (voir sur la figure [6.12] le graphe à gauche sur la deuxième ligne), les neutrons dominent à l'avant (zone rouge). A l'arrière, les protons sont présents majoritairement, mais de manière moins prononcée. Cette répartition se retrouve également pour le rapport de Rami déduit des rapports triton sur ^3He . Il y a toujours une forte mémoire du rapport isotopique initial. Nous retrouvons aussi une pollution d'une composante plus riche en protons à l'avant dans une même zone que pour l'autre système. Les images des deux systèmes sont donc très similaires. Il est important de noter qu'il y a pour les deux systèmes, une composante venant peut-être de la Quasi-Cible autour de $0,12c$ en vitesse parallèle pour les vitesses perpendiculaires faibles positives et du Quasi-Projectile pour celles négatives. Nous trouvons aussi une composante avec le rapport isotopique initial de la QC pour une vitesse parallèle nulle et une vitesse perpendiculaire négative importante.

Pour les autres processus de désexcitation des différents noyaux chauds (voir les figures [6.13] et [6.14]), nous retrouvons les mêmes aspects que nous avons vu précédemment, à savoir une légère pollution à l'avant du centre de masse. Cette pollution était également visible sur les figures à deux dimensions précédentes, du fait que les rapports de Rami ne tendent pas exactement vers $+1$ et -1 . La sélection d'événements, faite en fonction de l'angle de diffusion θ du QP et de la norme de sa vitesse dans le centre de masse, fait que ces collisions sont obligatoirement des collisions binaires quel que soit le mécanisme de désexcitation, ce que confirme le marquage radioactif. L'image de ce qui se passe est toutefois plus claire avec l'évaporation qu'avec les autres mécanismes à cause de la statistique et du mécanisme lui-même.

Ces figures permettent d'avoir une représentation en vitesse parallèle et vitesse perpendiculaire au faisceau, dans le centre de masse, inhabituelle. Cependant, elles sont tout à fait cohérentes vis à vis des représentations réalisées précédemment à deux dimensions (voir les figures [6.9], [6.10], [6.11]). Effectivement, si l'on compare par exemple les figures [6.9] et [6.12], il est possible de retrouver la répartition des isospins précédemment observée. Le système $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$, en bleu azur sur la figure [6.9], a un rapport de protons sur tritons

tendant vers $-0,5$ pour une vitesse parallèle négative. Cette tendance se retrouve sur la figure [6.12] à trois dimensions, sur laquelle, pour cette zone, la prédominance de bleu apparaît. Elle correspond au même ordre de grandeur, pour le rapport de Rami. De même, ce rapport tend vers 1 sur la figure [6.9], c'est-à-dire vers une dominante de neutrons. Cette indication se retrouve également sur la figure [6.12], vers des valeurs positives de vitesses, où le rouge est dominant.

Cette dernière analyse de ce système n'est qu'un exemple. Cette tendance peut cependant se vérifier pour l'ensemble des systèmes, des rapports utilisés et des mécanismes étudiés.

Les figures précédentes ont permis de s'appuyer sur les travaux précédents [18], de les valider et de poursuivre notre étude en réalisant une représentation des rapports de Rami originale. Elles nous ont permis de suivre l'évolution de la diffusion d'isospin pour différents mécanismes de décroissance des noyaux chauds. Surtout, elles confirment indubitablement la pollution de l'espace d'émission avant du QP. Pour les collisions périphériques étudiées ici, il y a encore malgré cela une mémoire importante de la voie d'entrée. L'équilibration en isospin ne s'est clairement pas faite pour celles-ci entre la Quasi-Cible et le Quasi-Projectile.

6.3 Comparaison expérimentale de la nouvelle calorimétrie 3D avec les résultats du marquage radioactif

6.3.1 Construction de cartes bidimensionnelles de probabilité en fonction des vitesses parallèle et perpendiculaire

Dans le but d'obtenir des figures comparables à celles obtenues dans la section précédente de ce chapitre, nous avons construit différentes cartes bidimensionnelles de probabilité pour un type de particule donné en fonction de la vitesse parallèle et celle perpendiculaire dans le centre de masse. Chaque entrée a été pondérée par une probabilité déterminée expérimentalement, c'est-à-dire soit celle d'être émise par le QP, soit par la QC (celle-ci étant déduite de celle de la QP par symétrie) ou enfin d'être considérée hors équilibre, c'est-à-dire n'étant émise ni par le QP, ni par la QC. Les mêmes sélections d'événements et de caractéristiques du QP que précédemment ont été bien évidemment aussi appliquées. Les différents graphes présentés ici sur la figure [6.15] ont été obtenus pour le système croisé (p-n), $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$. Il s'agit des cartes pour les protons, les particules détectées les plus abondantes.

Comparons maintenant ces graphes avec ceux que nous avons obtenus en utilisant le marquage radioactif, c'est-à-dire avec les graphes bidimensionnels donnant le rapport de Rami en fonction de la vitesse parallèle et de la vitesse perpendiculaire.

6.3.2 Comparaison avec les indications du marquage radioactif

Si nous comparons donc pour le système croisé $(p - n)^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$, les deux types de graphe construits, pour le lot d'événements étudiés, nous trouvons un accord qualitatif

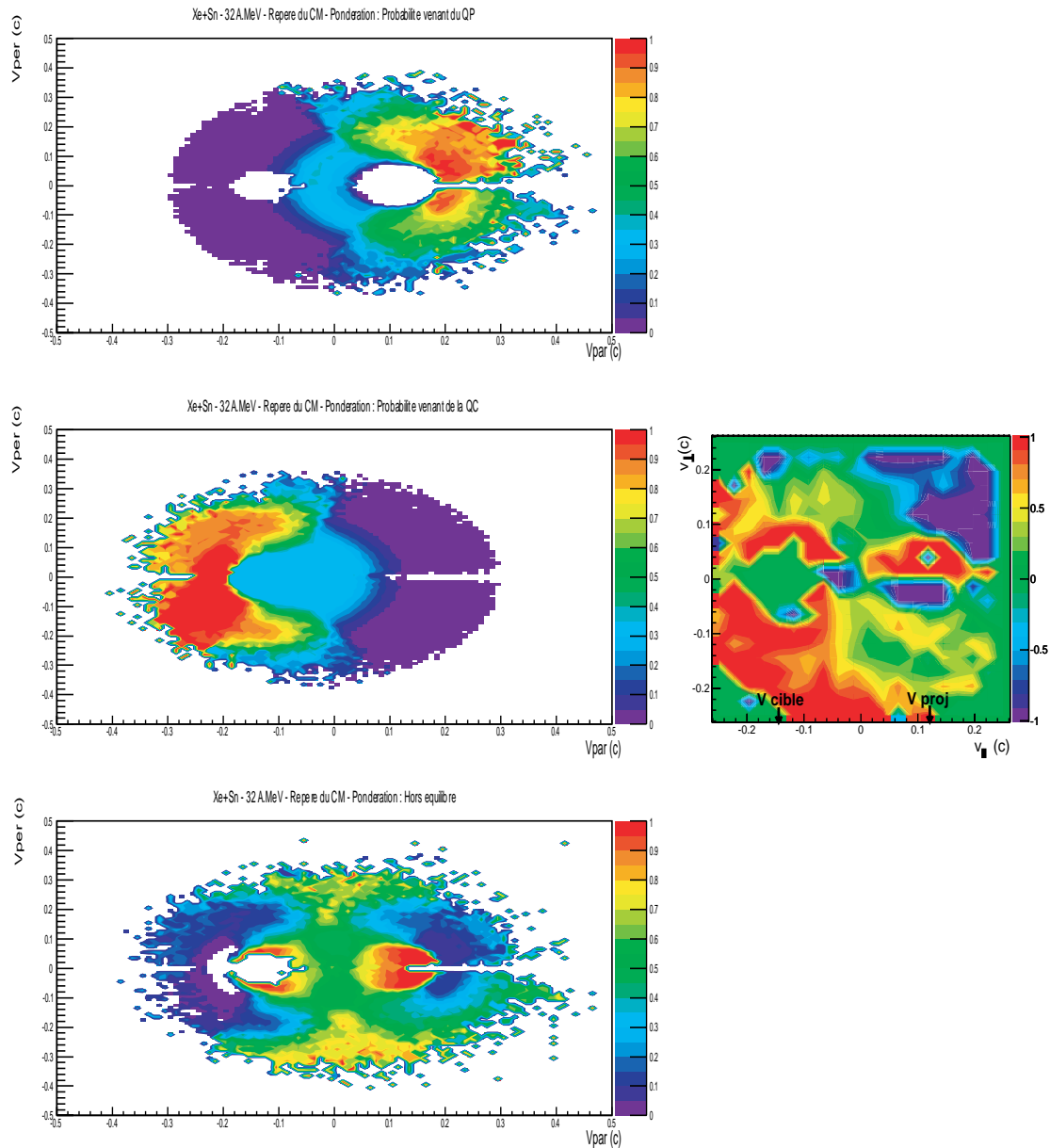


FIGURE 6.15 – A gauche : Cartes bidimensionnelles de probabilité expérimentale, pour un proton, d’être émis par le Quasi-Projectile (graphe du haut), par la Quasi-Cible (graphe du milieu), et hors équilibre (graphe du bas) en fonction de la vitesse parallèle et de la vitesse perpendiculaire définies dans le centre de masse, pour le système $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ à $32\text{ MeV}/u$ (en unité c). L’orientation choisie du QP pour les événements étudiés ici, est telle que l’angle φ , dans le centre de masse, est compris entre 0° et 180° . A droite : Mécanisme d’évaporation - Rapport de Rami (eq. 6.2), utilisant le rapport du nombre de protons sur le nombre de tritons en fonction de la vitesse parallèle et de la vitesse perpendiculaire au faisceau à 32 MeV/u dans le repère du centre de masse, pour le système ayant un projectile enrichi en protons et une cible enrichie en neutrons $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$. Les zones rouges correspondent donc à des zones enrichies en neutrons et les bleues, à des zones enrichies en protons.

absolument remarquable. Les commentaires qui vont suivre sont également valables pour les autres systèmes.

La partie concernant le Quasi-Projectile (la zone en bleu sur le graphe seul à droite de la figure [6.15]) obtenue avec le marquage radioactif est remarquablement compatible avec la figure concernant l'émission du QP telle qu'elle est obtenue avec la probabilité utilisée pour la méthode de calorimétrie 3D (voir le graphe en haut à gauche de la figure [6.15]). La zone, correspondant à la prédominance du Quasi-Projectile, est assez bien délimitée sur les deux figures. Par contre, pour retrouver la contribution riche en neutrons, à priori venant de la QC, c'est-à-dire la zone en rouge sur le graphe seul à droite de la figure [6.15], il faut cumuler la contribution estimée par la méthode 3D venant de la Quasi-Cible et une partie de la contribution dite hors équilibre, celle à vitesse parallèle voisine de 0 et vitesse perpendiculaire négative et importante. Les parties vertes sur le graphe de la composante hors équilibre et le graphe seul à droite de la figure [6.15] se ressemblent énormément. Donc, cela semble indiquer une composante de prééquilibre avec équilibration en isospin, qui pollue l'avant du QP. Le plus remarquable est le fait que l'on retrouve sur le graphe de la composante hors équilibre, les deux contributions vues à petites vitesses perpendiculaires et vitesses parallèles autour de $0,12c$, l'une étant riche en protons (QP) et l'autre riche en neutrons (QC). Cette contribution occupe l'intérieur du cercle coulombien associé à l'émission évaporative du QP donc confirme qu'elle doit être liée à un processus physique rapide. Elle pollue clairement l'espace avant du QP donc perturbe la calorimétrie standard.

L'accord global semble étonnant mais reste qualitatif. Il existe aussi, avec les autres rapports de Rami possibles, mais à un degré moindre, principalement pour des raisons de statistique. La calorimétrie 3D et les hypothèses, qui lui sont associées, semblent donc être validées qualitativement par le marquage radioactif en utilisant donc une méthode expérimentale totalement indépendante.

6.4 Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons réalisé une étude de l'isolement de la partie non équilibrée en utilisant les probabilités d'émission des particules déterminées pour la calorimétrie 3D. Connaissant les probabilités pour une particule d'être émise par le Quasi-Projectile et celle de l'être par la Quasi-Cible, nous en avons déduit la probabilité de ne pas être évaporée. Nous avons voulu ensuite valider ce travail qualitativement en utilisant l'isospin des particules. Nous avons, pour cela, étudié la diffusion d'isospin, pour des collisions périphériques voire très périphériques pour lesquelles nous avons une maîtrise expérimentale de la topologie de l'événement dans l'espace des vitesses et du mécanisme de désexcitation des QP. La désexcitation par évaporation nous a semblé être le processus de désexcitation, pour lequel l'observation et la compréhension de la diffusion d'isospin serait le plus simple.

Les événements ainsi sélectionnés ont été étudiés à deux puis trois dimensions, en faisant intervenir les vitesses parallèle, perpendiculaire au faisceau dans le centre de masse, et le rapport de Rami, permettant ainsi de suivre dans l'espace des vitesses la manière dont se

répartissent les proportions de protons et neutrons. Les neutrons, n'étant pas directement détectable avec le genre de dispositif expérimental qu'est INDRA, nous avons principalement utilisé des isotopes et des isobares d'isospin différents. Nous avons alors comparé ces graphes à des graphes bidimensionnels présentant la vitesse perpendiculaire des protons en fonction de la vitesse parallèle dans le centre de masse, pondérées par les différentes probabilités extraites pour la calorimétrie 3D.

De cette comparaison, il ressort un accord qualitatif remarquable entre les deux méthodes d'isolement des différentes contributions produites lors d'une réaction nucléaire de type profondément inélastique autour de l'énergie de Fermi. Nous notons qu'il y a une contribution hors équilibre importante, qui semble avoir plusieurs origines d'après leur isospin apparent. Pour ces collisions périphériques, il n'y a pas d'équilibrage en isospin du QP ou de la QC, seul le prééquilibre à la vitesse du centre de masse est équilibré de ce point de vue ainsi que le prééquilibre que l'on retrouve sur les cercles coulombiens [65]. Il semble y avoir un processus de fragmentation rapide gardant une mémoire de l'isospin initial des noyaux en collisions, ce qui donne une contribution de la cible qui se retrouve à l'avant de la sphère d'émission du QP. Le marquage radioactif, possible avec les faisceaux exotiques, semble être un outil très intéressant à utiliser avec un détecteur 4π du type FAZIA pour véritablement comprendre le mécanisme et le déroulement d'une réaction dans l'espace des vitesses. L'évaporation, avec d'autres noyaux autour, n'est clairement pas un phénomène si simple d'un point de vue géométrique dans l'espace des vitesses. Il faut en tenir compte quand on veut faire une calorimétrie correcte et qui a un sens d'un point de vue scientifique. Pour espérer utiliser les rapports de Rami d'un point de vue du quantitatif, il faut vraiment une statistique importante, ce qui est difficile dès que l'on fait des sélections. L'idéal serait de ce point de vue de détecter les neutrons.

Nous avons donc, à la fois, confirmé expérimentalement le bien-fondé de la zone choisie pour la nouvelle calorimétrie 3D et déterminé la contribution hors équilibre.

Conclusions et Perspectives

L'étude des Quasi-Projectiles formés lors des collisions d'ions lourds a été le point central de cette thèse. Elle nécessite une compréhension accrue des mécanismes de réaction. Elle doit permettre de mieux connaître les propriétés thermodynamiques de la matière nucléaire, telle qu'elle existe sur terre, c'est-à-dire sous une forme mésoscopique. La déconvolution dans le déroulement d'une réaction nucléaire entre les processus dus à la dynamique et ceux dus à la thermodynamique nucléaire, reste le problème expérimental fondamental, qui se pose aux expérimentateurs. Nous avons donc essayé d'une part de mettre au point une méthode expérimentale permettant la meilleure caractérisation physique possible des QP, malgré la complexité de ces phénomènes, et d'autre part de justifier et de valider celle-ci de plusieurs manières différentes. Dans cette thèse, nous souhaitons aussi caractériser la composante non évaporative, donc dynamique, produite lors des collisions nucléaires. Il s'agit d'une étude complémentaire à la précédente. Nous n'avons pu que l'entamer comme nous allons le voir par la suite.

C'est dans ce contexte que le travail de cette thèse se place. Nous avons profité de la richesse des données recueillies par la collaboration INDRA au cours de ses cinq premières campagnes ainsi que des qualités intrinsèques du multidétecteur INDRA. Cela nous a permis de disposer d'un jeu important de collisions de systèmes symétriques ou quasi-symétriques à des énergies incidentes voisines de l'énergie de Fermi. Nous les avons donc utilisées, dans le but de réaliser une étude calorimétrique systématique, en utilisant le même détecteur et les mêmes techniques calorimétriques et thermométriques pour l'ensemble des mesures.

La thermométrie et la calorimétrie pour être correctes, imposent d'isoler un échantillon de particules produites par le noyau chaud d'intérêt, en minimisant au maximum les contributions ayant une autre origine. Nous nous sommes donc concentrés sur les potentialités d'une nouvelle calorimétrie, dite 3D, mettant en évidence les caractéristiques de la composante évaporative des QP produits lors des réactions. Pour cela, nous avons optimisé le développement et la mise au point de celle-ci. Nous nous sommes aussi aidés de modèles phénoménologiques, ce qui est apparu indispensable pour avoir une véritable maîtrise expérimentale des protocoles utilisés pour nos mesures. Une fois validée, cette nouvelle technique nous a permis de réaliser différentes mesures d'énergie d'excitation et de masse de QP. De plus, souhaitant suivre l'évolution du comportement des noyaux, lorsque l'énergie déposée au cours d'une collision augmente, nous avons également réalisé des mesures de température. Nous avons pu ainsi construire un ensemble de courbes caloriques

expérimentales unique car obtenues par un protocole expérimental unique. Nous avons pu ainsi atteindre en grande partie le but que nous nous étions fixé.

Nous avons vu que la seconde génération de multidétecteurs 4π , dont fait partie INDRA, permet de mesurer un maximum de produits chargés lors des collisions, mais sans être complètement exhaustifs. Le premier chapitre de cette thèse a permis de décrire l'ensemble de détection 4π , qu'est INDRA, ainsi que de rappeler ses capacités expérimentales intrinsèques et effectives. Un tel dispositif a l'avantage de couvrir 90% de l'espace autour du lieu de la collision, et permet d'enregistrer des collisions pour tous les paramètres d'impact. Ce premier chapitre a, de plus, permis de présenter les différents systèmes qui ont été utilisés pour réaliser notre étude.

La complexité, des collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi, et celle d'INDRA, rend obligatoire l'utilisation de modèles théoriques simulant la physique et celle d'un programme informatique simulant la détection des rayonnements et les protocoles de caractérisation physique des rayonnements. Le chapitre 2 a donc été un moyen de rappeler quelle était la situation théorique dans le domaine des collisions d'ions lourds depuis ces quelques dernières années. La difficulté d'obtenir, avec les modèles les plus pointus, une quantité d'événements statistiquement significative pour des comparaisons avec les données, nous a amené à utiliser deux générateurs d'événements plus simplistes. Nous avons donc présenté les deux modèles phénoménologiques ayant servi pour notre analyse : HIPSE et ELIE. L'un est plus sophistiqué que l'autre dans la manière de traiter la dynamique de la collision. Cela entraîne des hypothèses de formation des noyaux différentes. ELIE suppose une température limite supportée par les noyaux chauds formés. Dans un premier temps, nous avons voulu qualifier les deux modèles en tant qu'aide à la mise au point et à la validation d'une calorimétrie, ceci devant bien sûr être fait dans le cadre de notre systématique. Ceci a été l'objet du chapitre 3. Pour différents projectile et cible, à différentes énergies incidentes, les résultats simulés par ces modèles ont été comparés en section efficace avec ceux obtenus expérimentalement avec le multidétecteur INDRA. Cela a été fait pour l'ensemble des événements détectés, pour des événements bien détectés (80 % de la charge et de la pseudo-impulsion) et pour les 50 mbarns les plus centraux détectés. Nous avons étudié certaines propriétés collectives des événements, des propriétés individuelles des particules produites ainsi que des corrélations intra-événements. Il est apparu des difficultés pour ces modèles à rendre compte quantitativement des collisions périphériques, principalement du fait de la difficulté à reproduire correctement la cinématique du QP dans une gamme angulaire restreinte. Malgré cela, les deux modèles se sont montrés capables de reproduire très correctement la physique, non seulement pour des sélections spécifiques mais aussi pour la globalité de la section efficace détectée. Ceci justifie donc totalement leur utilisation pour valider une calorimétrie et la comparaison à nos données pour nos études thermodynamiques.

Nous avons présenté et expliqué dans le chapitre 4 les principes des deux calorimétries différentes utilisées, donc des deux méthodes différentes de sélection de la composante évaporative venant du QP. La première a été appelée la calorimétrie standard. Elle a été utilisée depuis longtemps non seulement par la communauté INDRA mais aussi par la collaboration Nautilus, à quelques nuances près. La deuxième, elle, est donc appelée la

calorimétrie 3D. Elle est nouvelle. Elles diffèrent fondamentalement dans la manière d'attribuer les PLC et les FMI aux Quasi-Projectiles. Au départ, la reconstruction du repère de la source est identique. La première considère que toutes les particules, qui sont à l'avant dans le repère de la source, ont été émises par le QP. Il suffit de doubler cette composante pour avoir toute la contribution. La deuxième est plus restrictive et considère que même la zone avant peut être polluée par d'autres contributions. Seul un domaine angulaire limité n'est pas pollué. A partir des caractéristiques des particules dans ce domaine, on peut déterminer une probabilité d'évaporation d'émission par le Quasi-Projectile pour toutes les particules et l'utiliser pour reconstruire les caractéristiques moyennes du QP.

Nous avons appliqué ces deux méthodes calorimétriques à l'ensemble des données expérimentales, bien mesurées, dans le cadre de notre systématique. Elles l'ont été également aux données générées par les deux simulations. L'ensemble des résultats de ces différentes mesures calorimétriques est présenté dans le cinquième chapitre. Les comparaisons données - modèles et calorimétrie standard - calorimétrie 3D nous permettent de tirer un certain nombre de conclusions. De la comparaison des deux calorimétries appliquées aux données, il apparaît qu'elles ne sont clairement pas compatibles. Des comparaisons avec HIPSE et ELIE, il ressort que la calorimétrie 3D est la meilleure calorimétrie pour mesurer l'énergie d'excitation, même s'il y a peut-être une petite sous-estimation de la masse et de la charge, surtout pour le système léger. Pour la sélection d'événements étudiée, il apparaît aussi qu'HIPSE reproduit mieux les données qu'ELIE surtout pour $Xe + Sn$. Enfin la calorimétrie standard est incapable de différencier la physique d'ELIE et celle de HIPSE. Les deux calorimétries n'ont pas pu signer le phénomène de saturation de l'énergie d'excitation déposée dans un noyau chaud existant dans ELIE. Celui-ci ne semble pas, malgré tout, exister dans les données étudiées. Nous avons ensuite construit des courbes caloriques en appliquant la calorimétrie 3D à l'ensemble des systèmes symétriques ou quasi symétriques que nous souhaitons étudier et en mesurant la pente des spectres des protons, deutons et tritons évaporés par le QP suivant les critères de la calorimétrie 3D. A partir des courbes caloriques obtenues ainsi, nous avons pu signer expérimentalement deux comportements thermodynamiques différents des Quasi-Projectiles formés, pour tous les systèmes et toutes les énergies incidentes quasiment, aux précisions de mesure près des grandeurs utilisées : d'une part un comportement de gaz de Fermi nucléaire, donc de liquide nucléaire et d'autre part un comportement de gaz de fragments et particules à partir d'une certaine température limite. Pour le système le mieux mesuré, c'est-à-dire $Xe+Sn$, nous avons pu confirmer ce résultat en traçant l'évolution de la température du QP en fonction de la masse du QP. Nous trouvons aussi ce double comportement. La zone de transition entre les deux, pour des noyaux autour de la masse 100, s'avère complètement compatible avec deux calculs théoriques de températures limites d'existence de noyaux, à cause d'instabilités coulombiennes.

Après cette étude, la calorimétrie standard apparaît donc comme erronée principalement à cause de l'hypothèse d'une contribution à l'avant du QP non polluée et du doublement de celle-ci. Pour confirmer cela, ainsi que le bien-fondé de la calorimétrie 3D, nous avons imaginé une étude complémentaire. Celle-ci est présentée en détails dans le chapitre 6. Cela a consisté à mettre au point une méthode d'isolement de la contribution hors équilibre

basée sur l'utilisation de la probabilité d'évaporation mesurée pour la calorimétrie 3D. Elle n'est, en toute rigueur, applicable que pour des systèmes parfaitement symétriques car elle suppose une évaporation similaire du Quasi-Projectile et de la Quasi-Cible. Elle suppose aussi une détection identique des produits d'évaporation. Appliquée au système Ni+Ni, elle est apparue quantitativement très raisonnable. Pour la valider plus nettement, nous avons utilisé l'opportunité offerte de disposer de différents systèmes isotopiques Xe+Sn, étudiés lors de la cinquième campagne de la collaboration INDRA. Basée sur l'utilisation des rapports de Rami, nous avons mis en place une nouvelle représentation des collisions dans l'espace des vitesses, qui permet, par le marquage radioactif, de suivre non seulement la diffusion de l'isospin entre les deux partenaires de la réaction, mais aussi de voir qualitativement mais clairement, où se trouvent les différentes contributions produites au cours de la réaction dans cet espace. Nous pouvons ainsi constater clairement la présence de contribution venant de la Quasi-Cible, du prééquilibre à l'avant du QP, mais aussi le fait que dans cette zone, seule un domaine angulaire restreint n'est pas pollué. Il faut, de plus, remarquer que si l'on construit des cartes dans le même espace des vitesses, pour les protons, en utilisant les probabilités d'évaporation par le QP, la QC et de non évaporation obtenues par la calorimétrie 3D, nous obtenons un résultat totalement similaire qualitativement à celui fourni par le marquage radioactif.

Nous avons donc ainsi, à la fois, confirmé expérimentalement le bien-fondé de la zone choisie pour la nouvelle calorimétrie 3D et déterminé la contribution hors équilibre.

Dans l'avenir, il serait intéressant de poursuivre l'ensemble de ces études, en y apportant certaines améliorations. Il faut bien évidemment améliorer le multidétecteur, pour diminuer les inconnues. Cela veut dire mesurer la charge et la masse des fragments, améliorer la résolution angulaire et la mesure de l'énergie, pour améliorer la détermination des vecteurs vitesses. Il faut diminuer les seuils énergétiques d'identification. Il faut bien sûr se rapprocher d'une véritable détection sur tout l'espace. Le futur détecteur FAZIA doit évoluer vers ces objectifs.

Malgré la qualité des résultats obtenus, nous avons vu que la calorimétrie 3D doit être améliorée. Il y a clairement une sensibilité à la détection des particules dans la zone de référence. Celle-ci semble plus importante pour les systèmes légers. Il faudrait regarder si une augmentation de la taille du domaine de référence peut diminuer cet effet. Le marquage radioactif pourrait être un guide à cet égard. Une solution alternative serait d'être capable de déterminer la probabilité de détection d'une particule évaporée par le QP, pour faire une correction d'efficacité. Cela nécessite un filtre expérimental reproduisant, le mieux possible, le fonctionnement du multidétecteur et un générateur d'événements le plus proche possible de la physique. La correction serait par contre totalement modèle dépendant.

Nous avons pu constater, au travers des six chapitres de cette thèse, que les modèles, principalement HIPSE, semblent raisonnablement aptes à reproduire, en grande majorité, les données obtenues avec INDRA. Il y a tout de même une amélioration à envisager pour HIPSE, concernant sa capacité à reproduire la distribution angulaire du QP et de la QC, surtout en dessous de l'énergie de Fermi. Cela peut passer par l'ajout d'un terme permettant de simuler la dissipation à un corps par friction.

Nous disposons avec la sixième campagne d'INDRA d'un système très intéressant pour

optimiser et utiliser nos méthodes de détermination de l'origine des particules, même s'il est petit. C'est le système $\text{Ca}+\text{Ca}$, qui présente plusieurs isotopes, avec une variation d'isospin importante.

Nous avons aussi à finir le travail pour l'ensemble des systèmes déjà étudiés, en ce qui concerne l'isolement de la contribution évaporative. Il faudra voir comment cette contribution peut être effectivement utilisée et étudiée pour remonter à des informations sur la matière nucléaire, sa compressibilité ou la section efficace d'interaction nucléon-nucléon.

De même, les perspectives d'applicabilité de cette méthode de calorimétrie seraient d'étendre son utilisation à d'autres systèmes pour d'autres énergies incidentes. Effectivement, l'ensemble de cette étude a été réalisée pour des énergies autour de l'énergie de Fermi, soit aux alentours de $38 \text{ MeV}/u$. Il serait tout à fait intéressant de se demander si cette technique de mesure de l'énergie d'excitation serait aussi valable pour des énergies incidentes beaucoup plus faibles, ou au contraire très élevées. La seule restriction est que l'étude doit se faire pour des systèmes symétriques ou quasi-symétriques, afin de respecter les hypothèses émises dans la description de la méthode 3D.

Annexe A

Figures complémentaires sur l'étude de l'influence des sélections d'événements et des corrélations intra-événements appliquées aux données et aux modèles

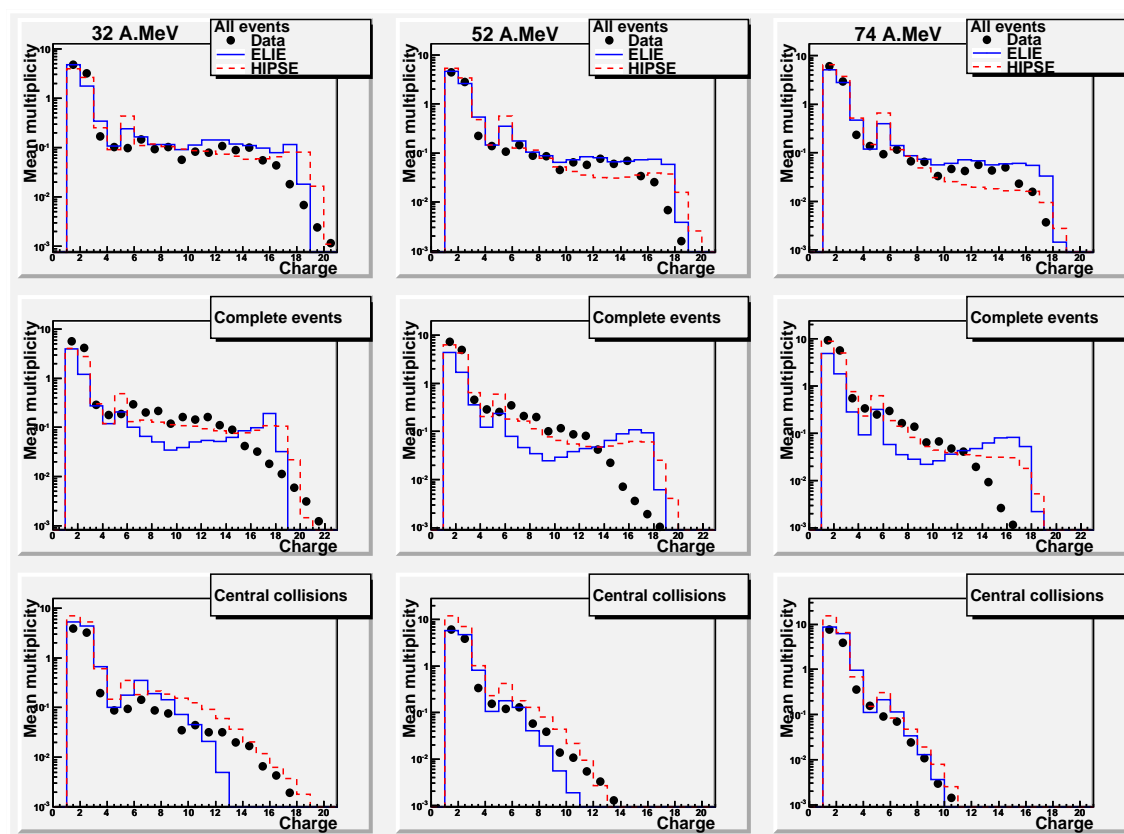


FIGURE A.1 – Multiplicité moyenne de particules de charge donnée en fonction de la charge pour le système Ar+KCl à 32 (1^{ère} colonne), 52 (2^{ème} colonne) et 74 MeV/u (3^{ème} colonne) dans le repère du laboratoire pour différentes sélections d'événements : 1^{ère} ligne, tous les événements sans sélection ; 2^{ème} ligne, les événements complets ; 3^{ème} ligne, les collisions centrales.

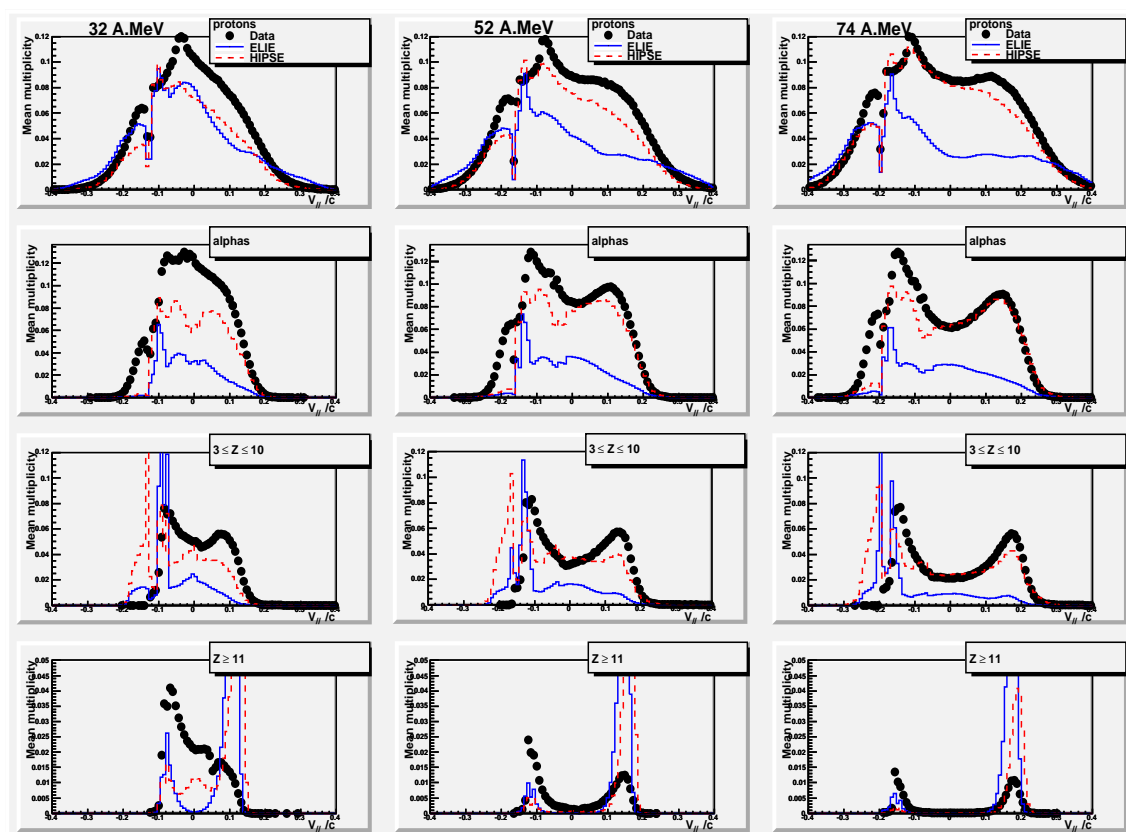


FIGURE A.2 – Multiplicité moyenne d'un type de particules en fonction de la vitesse parallèle définie dans le repère du centre de masse, normalisée à la vitesse de la lumière, pour le système Ar+KCl à 32 (1^{ère} colonne), 52 (2^{ème} colonne) et 74 MeV/u (3^{ème} colonne) pour les événements complets.

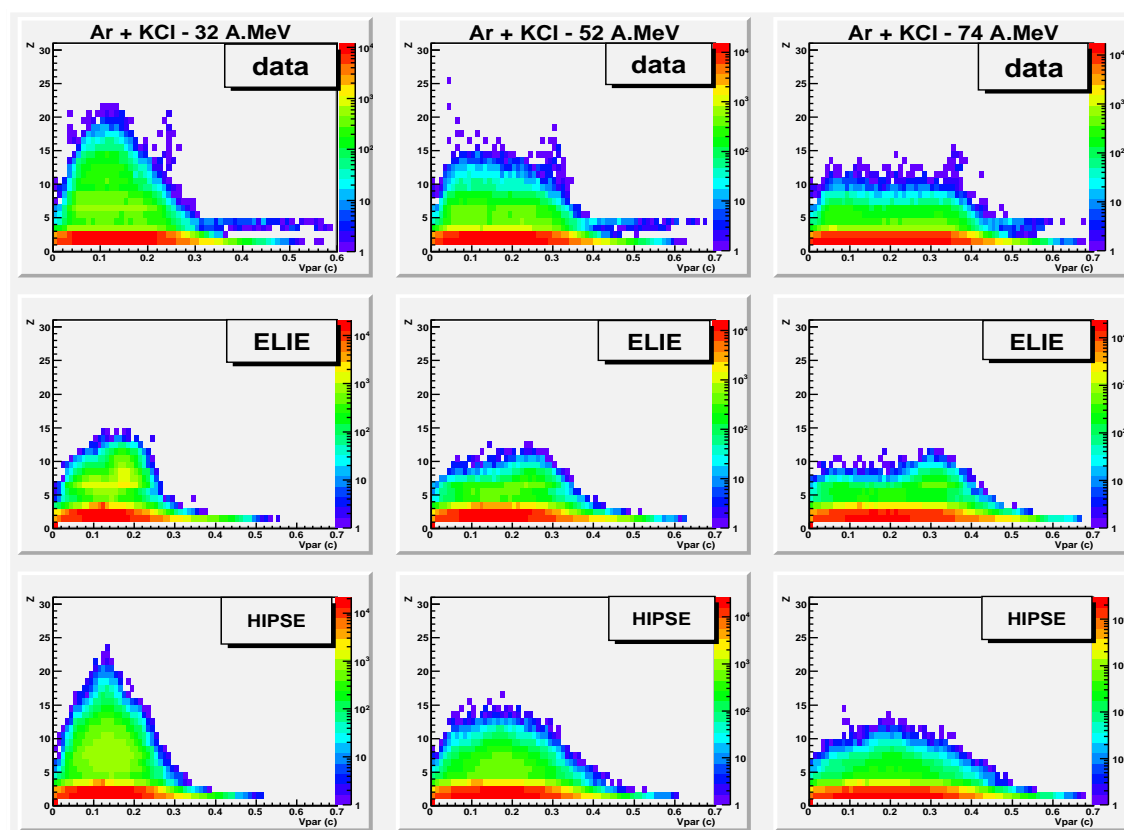


FIGURE A.3 – Graphes bidimensionnels présentant la charge en fonction de la vitesse parallèle pour le système Ar+KCl à 32 (1^{ère} colonne), 52 (2^{ème} colonne) et 74 MeV/u (3^{ème} colonne) pour les collisions centrales obtenues en effectuant une coupure en multiplicité. La vitesse est définie dans le repère du laboratoire et normalisée à la vitesse de la lumière. La première ligne correspond aux données d'INDRA ; la seconde, aux événements simulés par ELIE ; et la troisième, à ceux obtenus avec HIPSE.

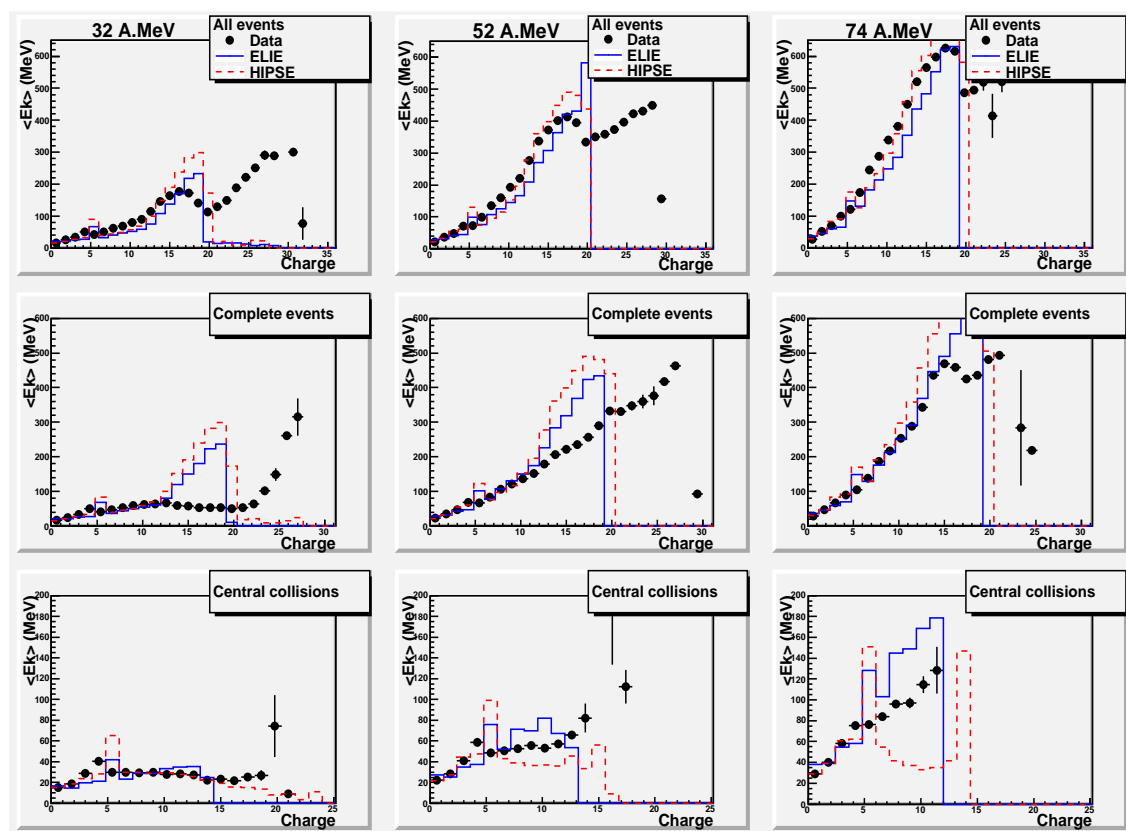


FIGURE A.4 – Graphes donnant l'évolution de l'énergie cinétique moyenne des particules en fonction de leur charge pour le système Ar+KCl à 32 (1^{ère} colonne), 52 (2^{ème} colonne) et 74 MeV/u (3^{ème} colonne). L'énergie cinétique est déterminée dans le repère du centre de masse pour différentes sélections d'événements : 1^{ère} ligne, tous les événements sans sélection ; 2^{ème} ligne, les événements complets ; 3^{ème} ligne, les collisions centrales.

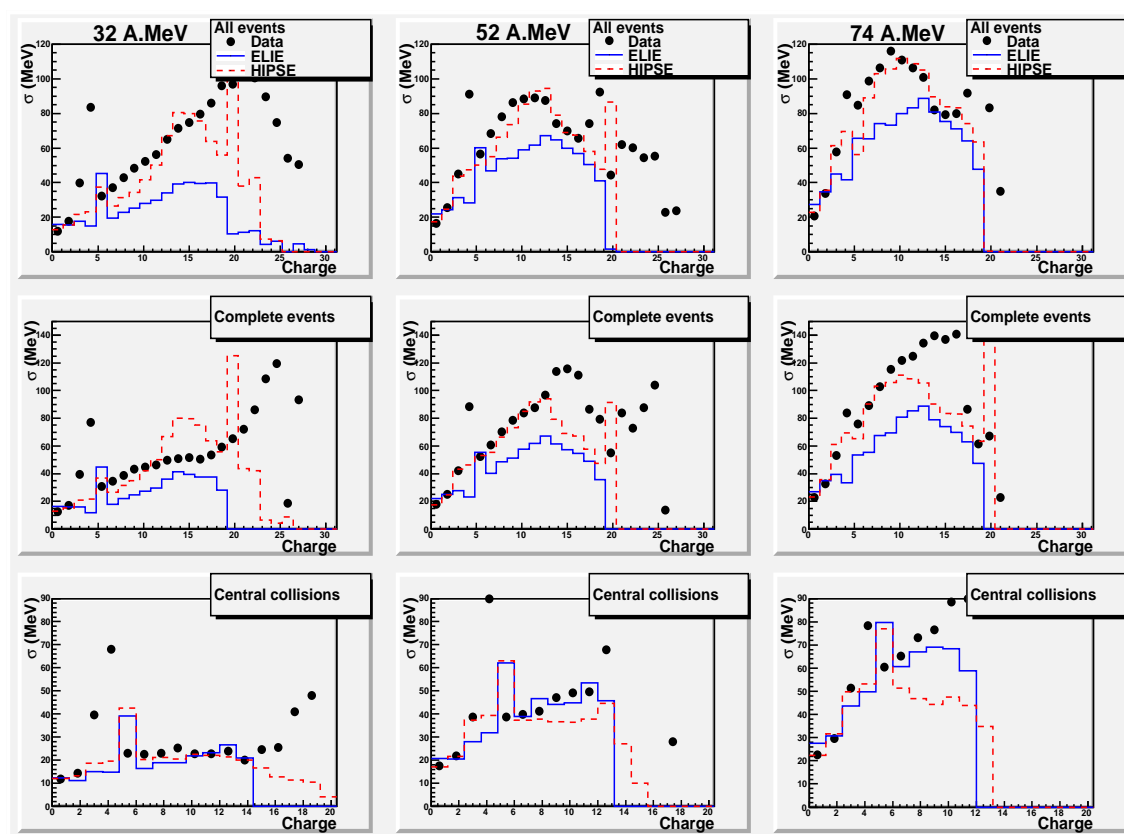


FIGURE A.5 – Graphes présentant l'écart-type de la distribution d'énergie cinétique en fonction de la charge des particules pour le système Ar+KCl à 32 (1^{ère} colonne), 52 (2^{ème} colonne) et 74 MeV/u (3^{ème} colonne) dans le repère du centre de masse pour différentes sélections d'événements : 1^{ère} ligne, tous les événements sans sélection ; 2^{ème} ligne, les événements complets ; 3^{ème} ligne, les collisions centrales.

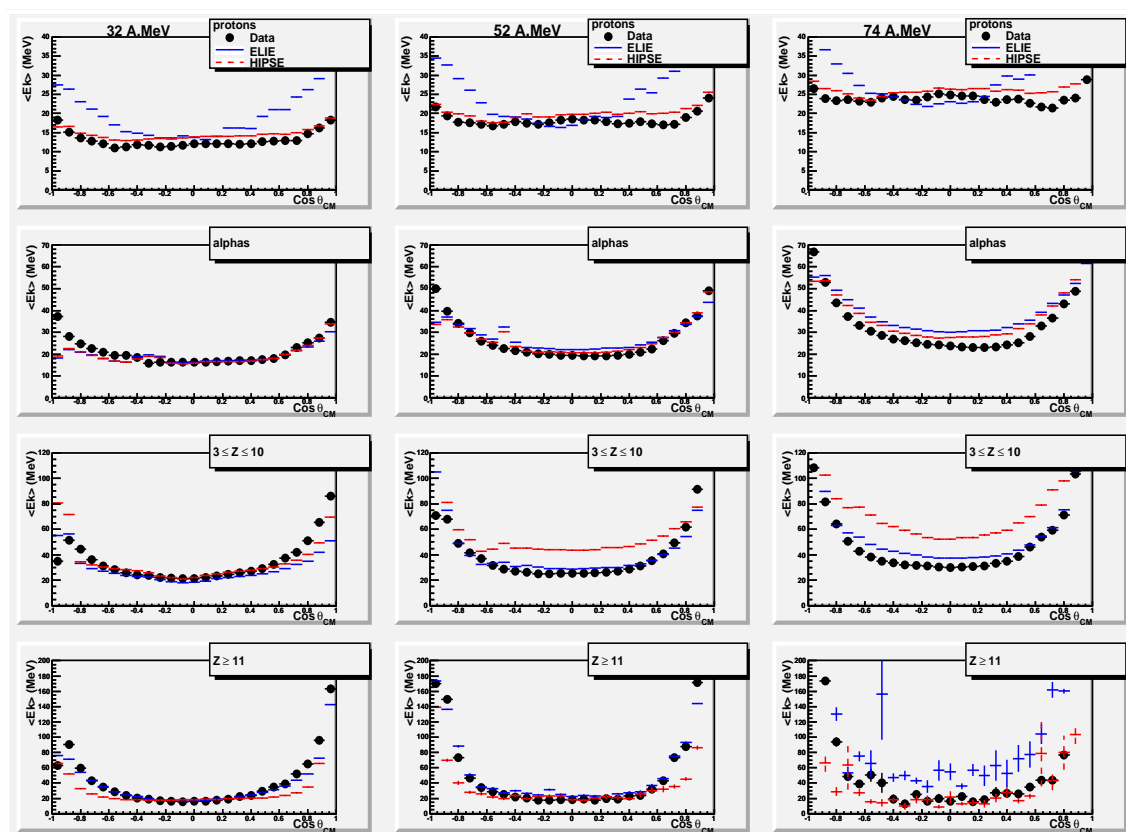


FIGURE A.6 – Graphes présentant l'énergie moyenne d'un type donné de particules en fonction du cosinus de son angle polaire défini dans le repère du centre de masse pour le système Ar+KCl à 32 (1^{ère} colonne), 52 (2^{ème} colonne) et 74 MeV/u (3^{ème} colonne).

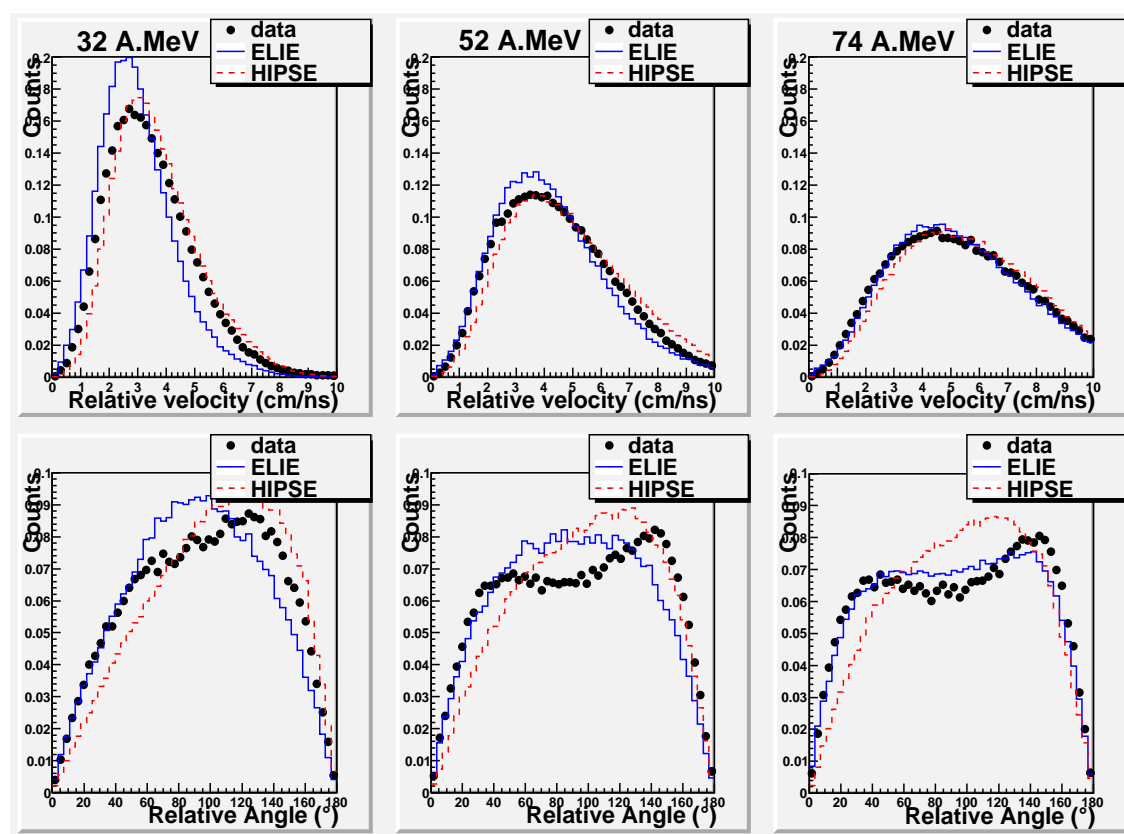


FIGURE A.7 – La première ligne correspond aux distributions normalisées des vitesses relatives et la deuxième ligne correspond aux distributions normalisées des angles relatifs, entre les trois plus gros fragments de l'événement pris deux à deux pour le système Ar+KCl à 32 (1^{ère} colonne), 52 (2^{ème} colonne) et 74 MeV/u (3^{ème} colonne) pour les collisions centrales dans le repère du centre de masse.

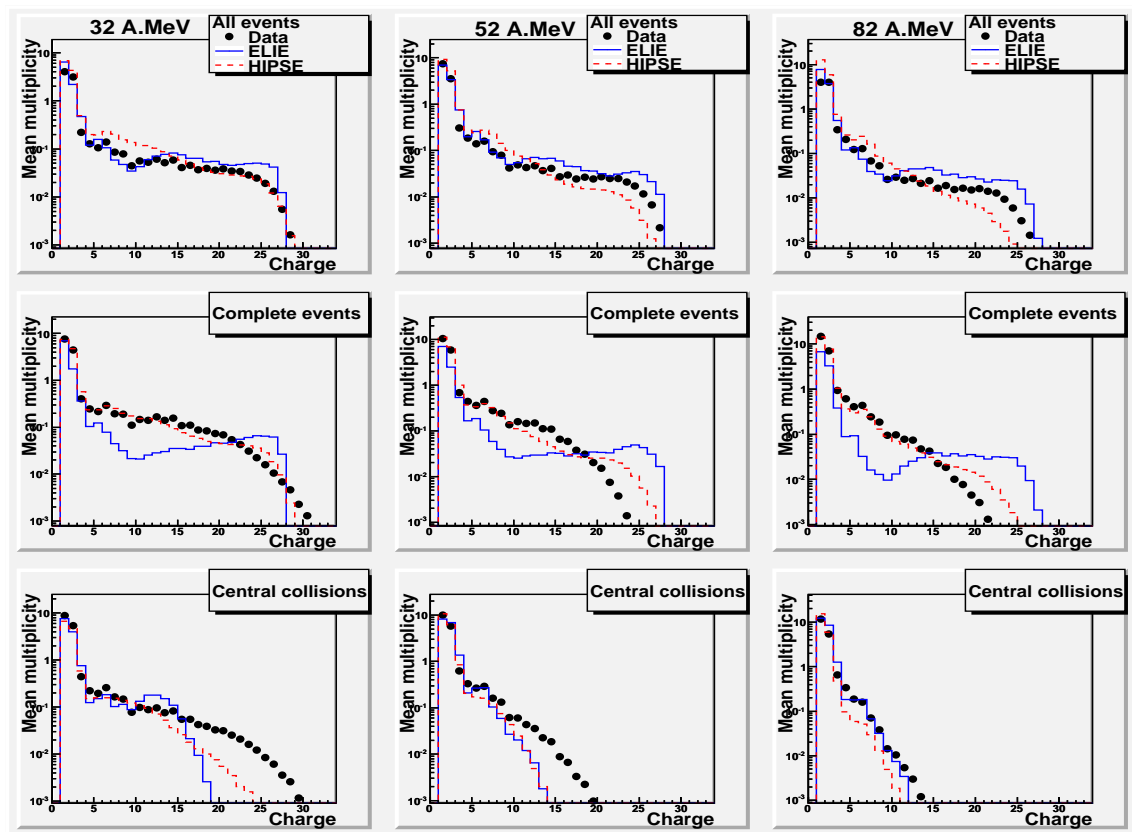


FIGURE A.8 – Multiplicité moyenne de particules de charge donnée en fonction de la charge pour le système Ni+Ni à 32 (1^{ère} colonne), 52 (2^{ème} colonne) et 82 MeV/u (3^{ème} colonne) dans le repère du laboratoire pour différentes sélections d'événements : 1^{ère} ligne, tous les événements sans sélection ; 2^{ème} ligne, les événements complets ; 3^{ème} ligne, les collisions centrales.

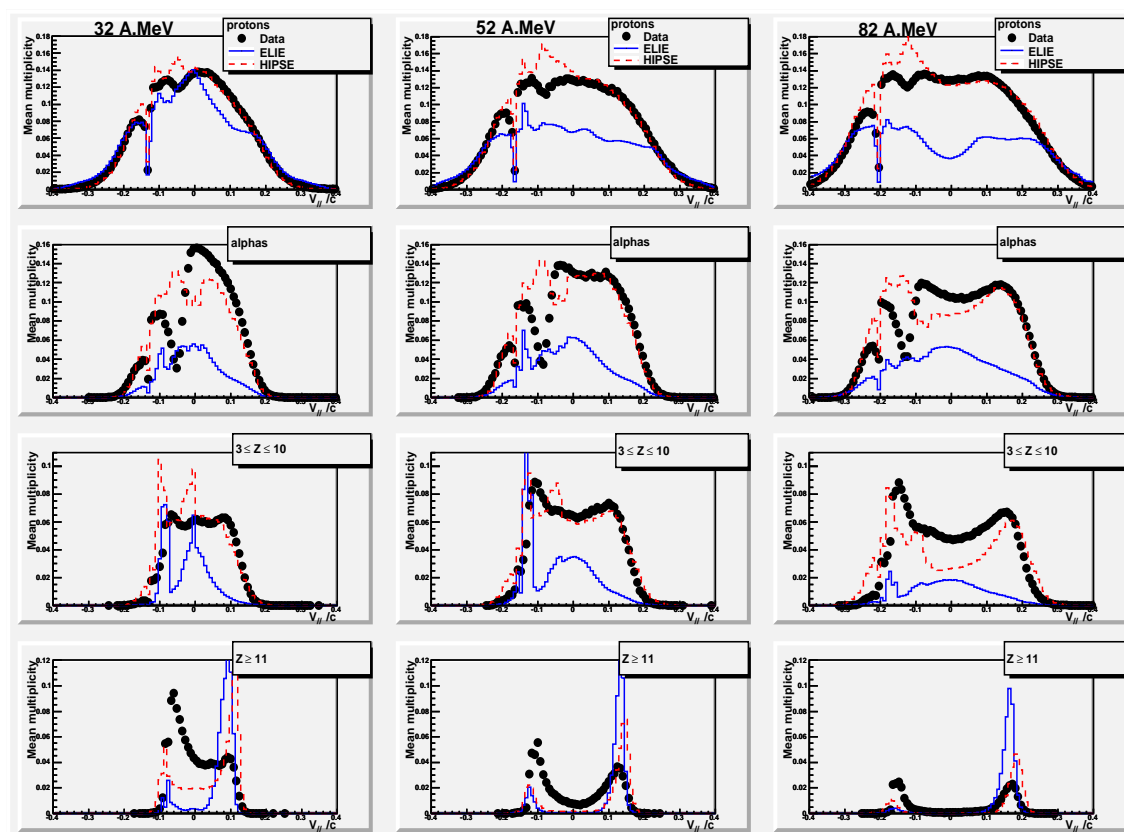


FIGURE A.9 – Multiplicité moyenne d'un type de particules en fonction de la vitesse parallèle définie dans le repère du centre de masse, normalisée à la vitesse de la lumière, pour le système Ni+Ni à 32 (1^{ère} colonne), 52 (2^{ème} colonne) et 82 MeV/u (3^{ème} colonne) pour les événements complets.

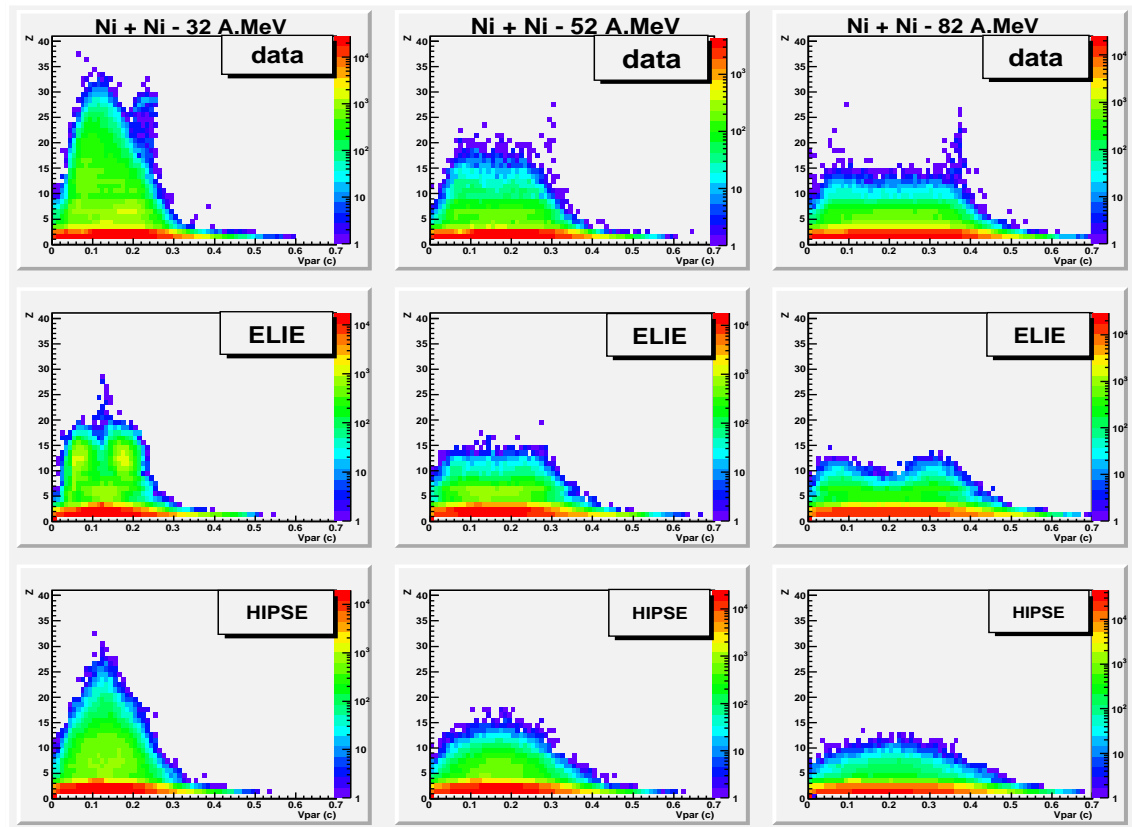


FIGURE A.10 – Graphes bidimensionnels présentant la charge en fonction de la vitesse parallèle pour le système Ni+Ni à 32 (1^{ère} colonne), 52 (2^{ème} colonne) et 82 MeV/u (3^{ème} colonne) pour les collisions centrales obtenues en effectuant une coupure en multiplicité. La vitesse est définie dans le repère du laboratoire et normalisée à la vitesse de la lumière. La première ligne correspond aux données d'INDRA ; la seconde, aux événements simulés par ELIE ; et la troisième, à ceux obtenus avec HIPSE.

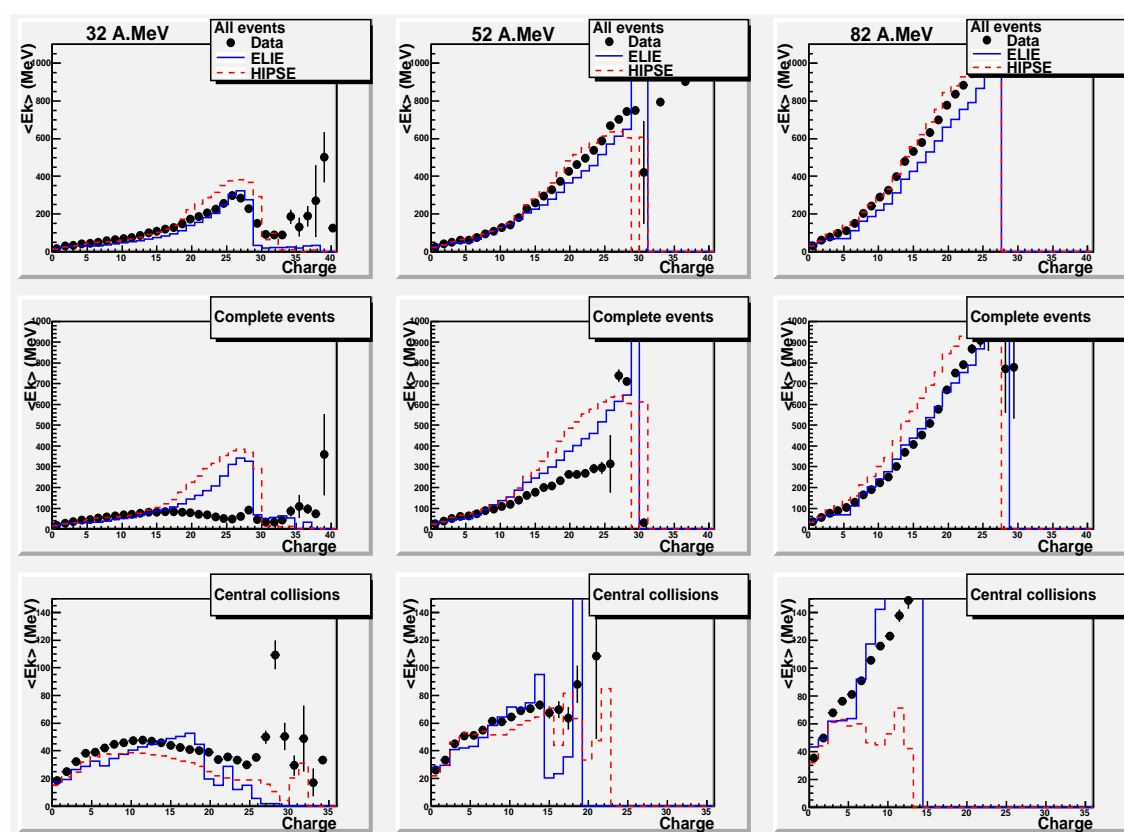


FIGURE A.11 – Graphes donnant l'évolution de l'énergie cinétique moyenne des particules en fonction de leur charge pour le système Ni+Ni à 32 (1^{ère} colonne), 52 (2^{ème} colonne) et 82 MeV/u (3^{ème} colonne). L'énergie cinétique est déterminée dans le repère du centre de masse pour différentes sélections d'événements : 1^{ème} ligne, tous les événements sans sélection ; 2^{ème} ligne, les événements complets ; 3^{ème} ligne, les collisions centrales.

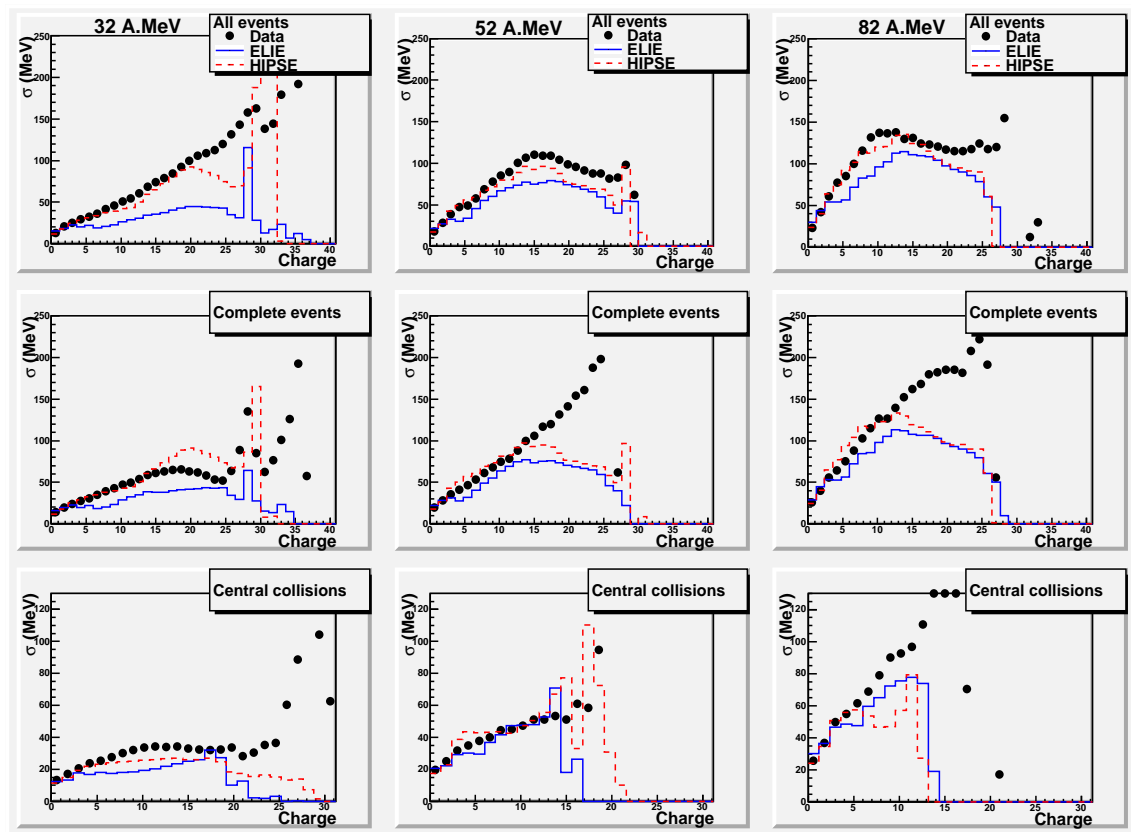


FIGURE A.12 – Graphes présentant l'écart-type de la distribution d'énergie cinétique en fonction de la charge des particules pour le système Ni+Ni à 32 (1^{ère} colonne), 52 (2^{ème} colonne) et 82 MeV/u (3^{ème} colonne) dans le repère du centre de masse pour différentes sélections d'événements : 1^{ère} ligne, tous les événements sans sélection ; 2^{ème} ligne, les événements complets ; 3^{ème} ligne, les collisions centrales.

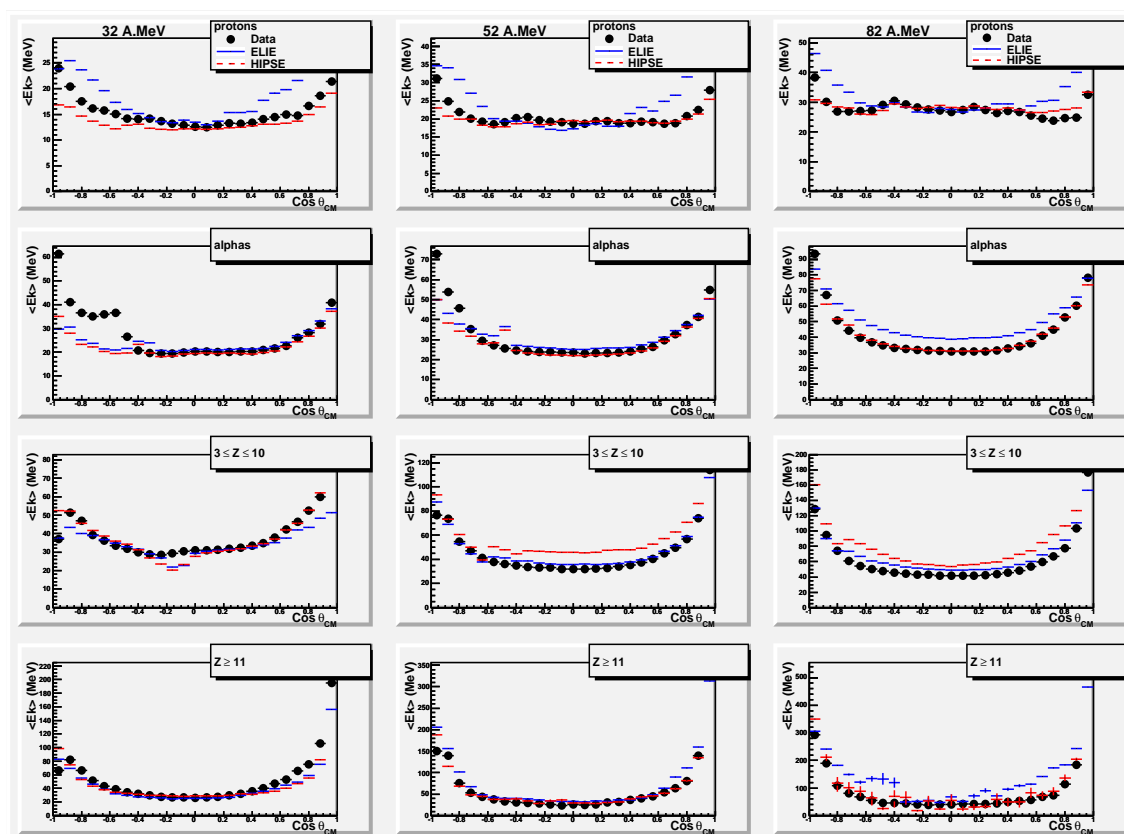


FIGURE A.13 – Graphes présentant l'énergie moyenne d'un type donné de particules en fonction du cosinus de son angle polaire défini dans le repère du centre de masse pour le système Ni+Ni à 32 (1^{ère} colonne), 52 (2^{ème} colonne) et 82 MeV/u (3^{ème} colonne).

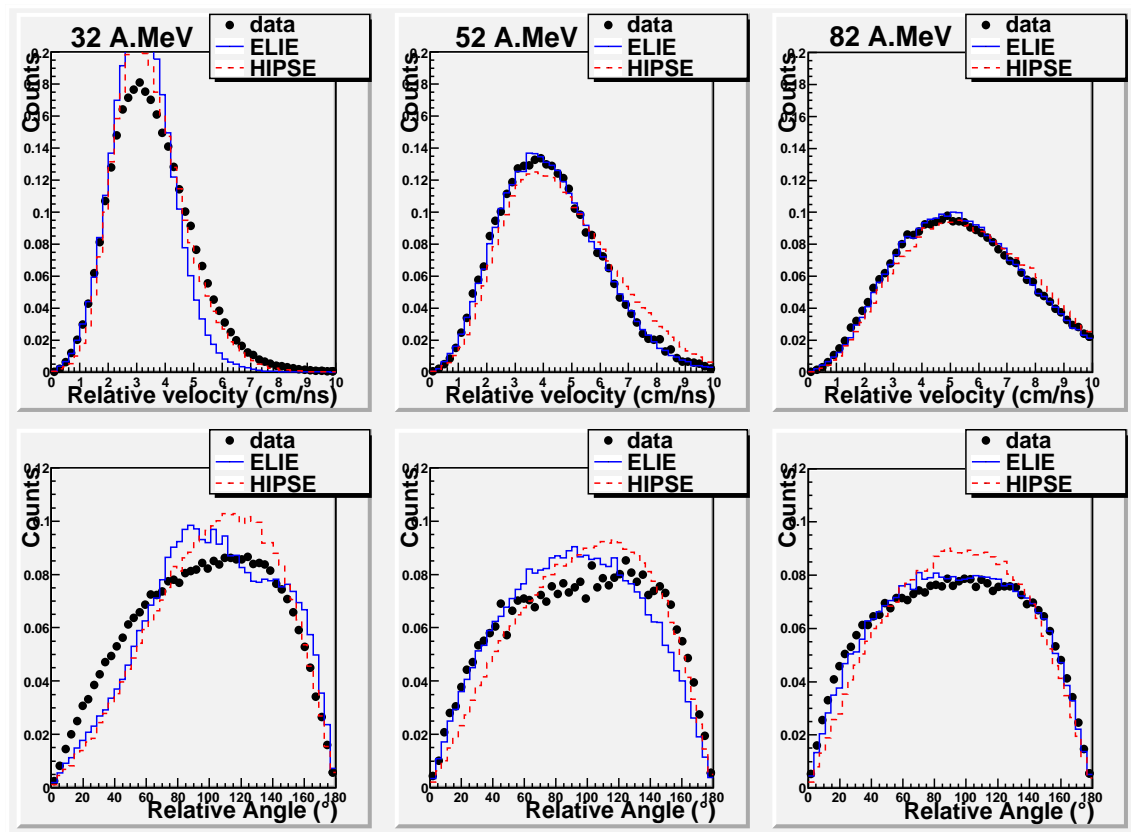


FIGURE A.14 – La première ligne correspond aux distributions normalisées des vitesses relatives, et la deuxième ligne correspond aux distributions normalisées des angles relatifs, entre les trois plus gros fragments de l'événement pris deux à deux pour le système Ni+Ni à 32 (1^{ère} colonne), 52 (2^{ème} colonne) et 82 MeV/u (3^{ème} colonne) pour les collisions centrales dans le repère du centre de masse.

Annexe B

Figures complémentaires sur les
résultats expérimentaux des mesures
calorimétriques

B.1 Mesure de la charge du Quasi-Projectile

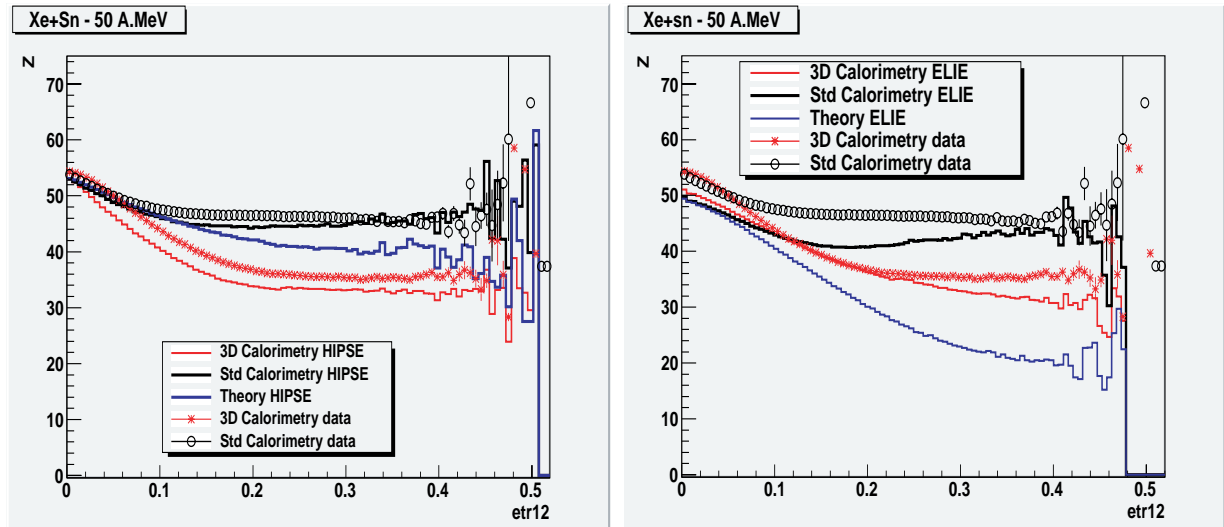


FIGURE B.1 – Charge du Quasi-Projectile en fonction de l'énergie transverse normalisée pour le système $Xe + Sn$ à $50 MeV/u$: à gauche, les résultats de HIPSE et à droite, ceux de ELIE. Ces résultats sont comparés aux données obtenues avec INDRA (étoiles rouges pour la calorimétrie 3D et cercles vides noirs pour la calorimétrie standard).

B.2 Mesure de l'énergie d'excitation par nucléon

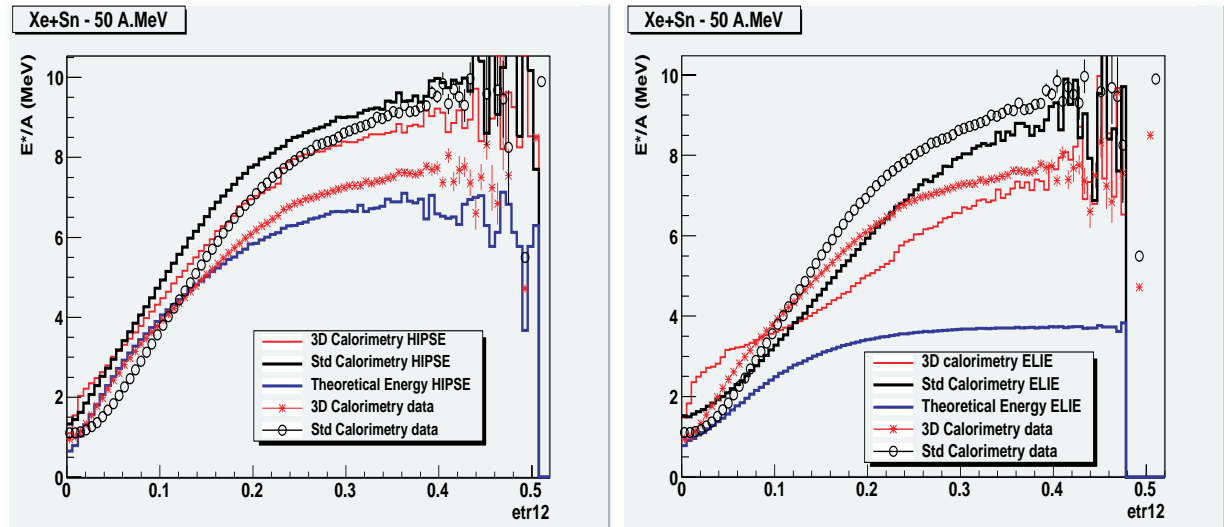


FIGURE B.2 – Energie d'excitation moyenne du quasi-projectile (MeV/u) en fonction de l'énergie transverse normalisée pour le système $Xe+Sn$ à $50\text{ MeV}/u$: à gauche, les résultats de HIPSE et à droite, ceux de ELIE. Ces résultats sont comparés aux données obtenues avec INDRA (étoiles rouges pour la calorimétrie 3D et cercles vides noirs pour la calorimétrie standard).

B.3 Etude sur l'importance des FMI, des PLC et des neutrons dans la reconstruction du QP

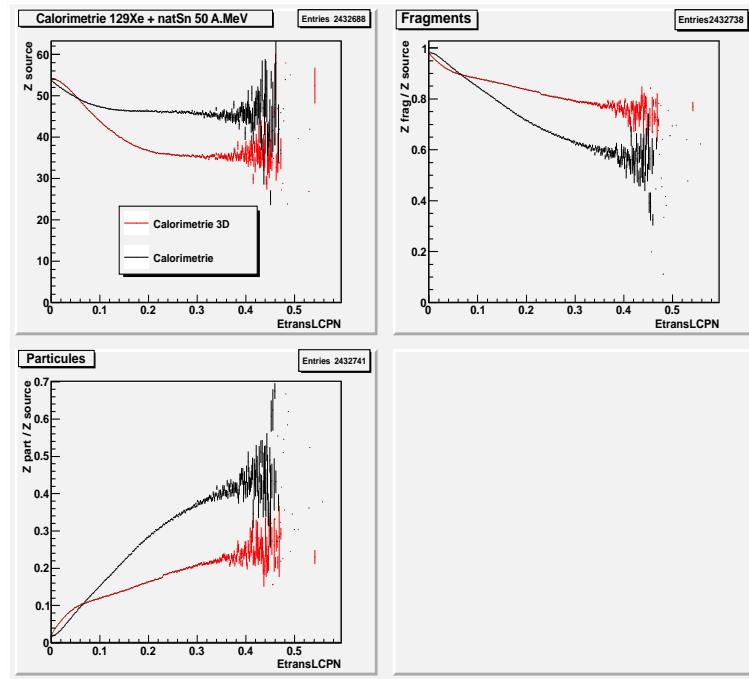


FIGURE B.3 – Corrélations moyennes entre la charge du Quasi-Projectile reconstruit (en haut à gauche) et l'énergie transverse des particules légères normalisées pour la collision Xe+Sn à 50 MeV/u. Corrélations moyennes entre la charge totale des noyaux sous forme de fragments (en haut à droite), ou sous forme de particules (en bas à gauche) dans la charge totale du Quasi-Projectile et l'énergie transverse normalisée. Les lignes noires correspondent aux résultats obtenus avec la calorimétrie standard, et les rouges à ceux de la calorimétrie 3D.

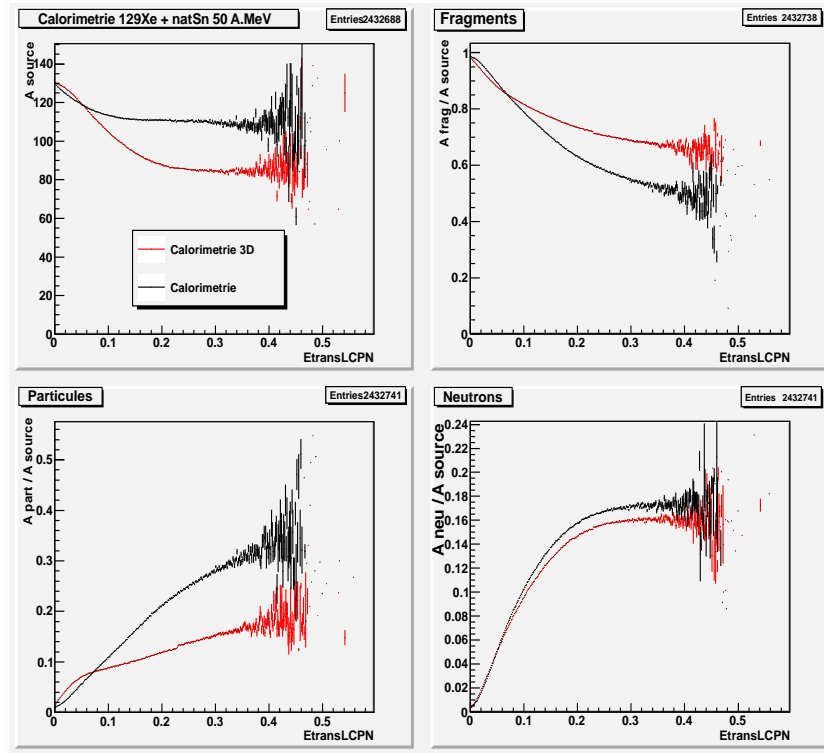


FIGURE B.4 – Corrélations moyennes entre la masse du Quasi-Projectile reconstruit (en haut à gauche) et l'énergie transverse des particules légères normalisées pour la collision Xe+Sn à 50 MeV/u. Corrélations moyennes entre la masse totale des noyaux sous forme de fragments (en haut à droite), ou sous forme de particules (en bas à gauche), ou sous forme de neutrons (en bas à droite) dans la masse totale du Quasi-Projectile et l'énergie transverse normalisée. Les lignes noires correspondent aux résultats obtenus avec la calorimétrie standard, et les rouges à ceux de la calorimétrie 3D.

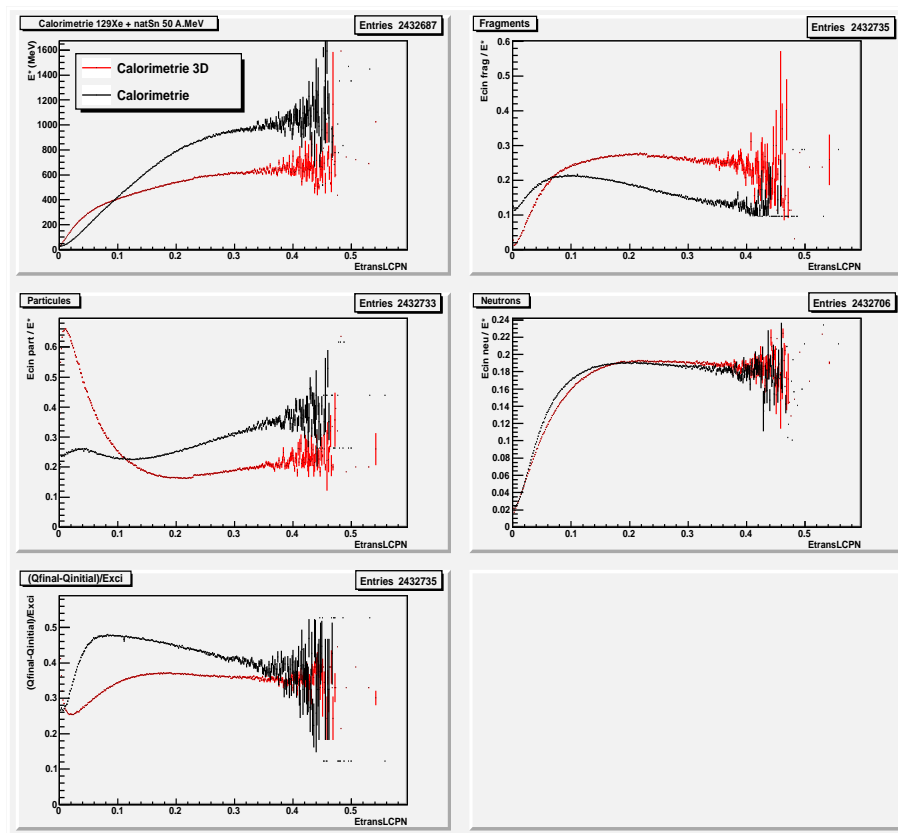


FIGURE B.5 – Corrélations moyennes entre l'énergie d'excitation du Quasi-Projectile reconstruit (en haut à gauche) et l'énergie transverse des particules légères normalisées pour la collision Xe+Sn à 50 MeV/u. Corrélations moyennes entre l'énergie d'excitation totale des noyaux sous forme de fragments (en haut à droite), ou sous forme de particules (au milieu à gauche), ou sous forme de neutrons (au milieu à droite), ou le bilan en masse (en bas à gauche) dans l'énergie d'excitation totale du Quasi-Projectile et l'énergie transverse normalisée. Les lignes noires correspondent aux résultats obtenus avec la calorimétrie standard, et les rouges à ceux de la calorimétrie 3D.

B.4 Courbes caloriques avec les incertitudes expérimentales obtenues à partir des spectres de référence de l'évaporation du QP

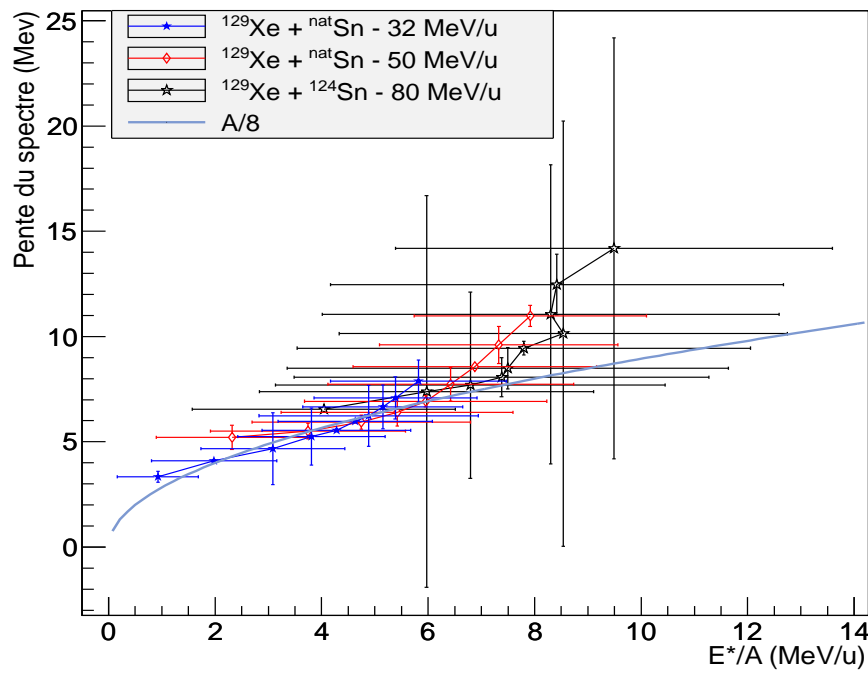


FIGURE B.6 – Courbes caloriques présentant l'évolution de la température mesurée apparente en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon mesurée par la calorimétrie 3D, avec les incertitudes expérimentales, pour le système Xe+Sn. La mesure de la température a été effectuée à partir de spectres énergétiques de protons émis dans le domaine angulaire pris comme référence pour la calorimétrie 3D.

Annexe C

Figures sur l'étude de l'isolement de la partie non équilibrée à partir des probabilités d'évaporation du QP et de la QC

C.1 Pour différents types de particules

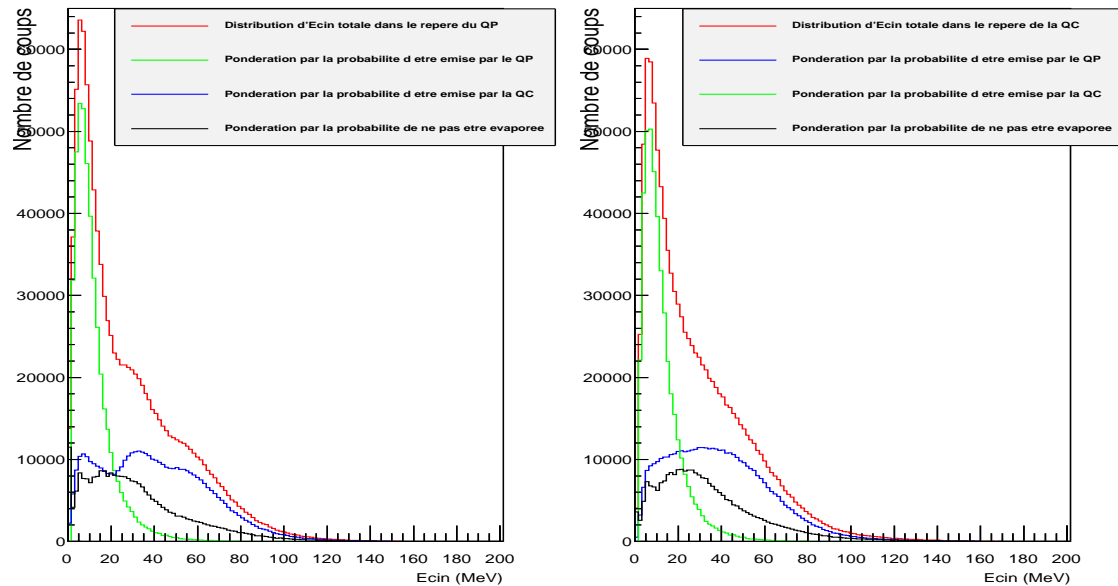


FIGURE C.1 – Différentes distributions d'énergie cinétique des protons dans le repère du QP (à gauche) et dans celui de la QC (à droite) pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$, pour la quatrième tranche en énergie transverse normalisée. Les lignes rouges correspondent à la distribution totale ; les vertes, à la distribution pondérée par la probabilité associée au repère choisi ; les bleues, à la distribution associée à l'autre émetteur dans le repère choisi. Les lignes noires correspondent à la distribution d'énergie cinétique des protons, qui n'ont pas été évaporés, dans chacun des repères choisis.

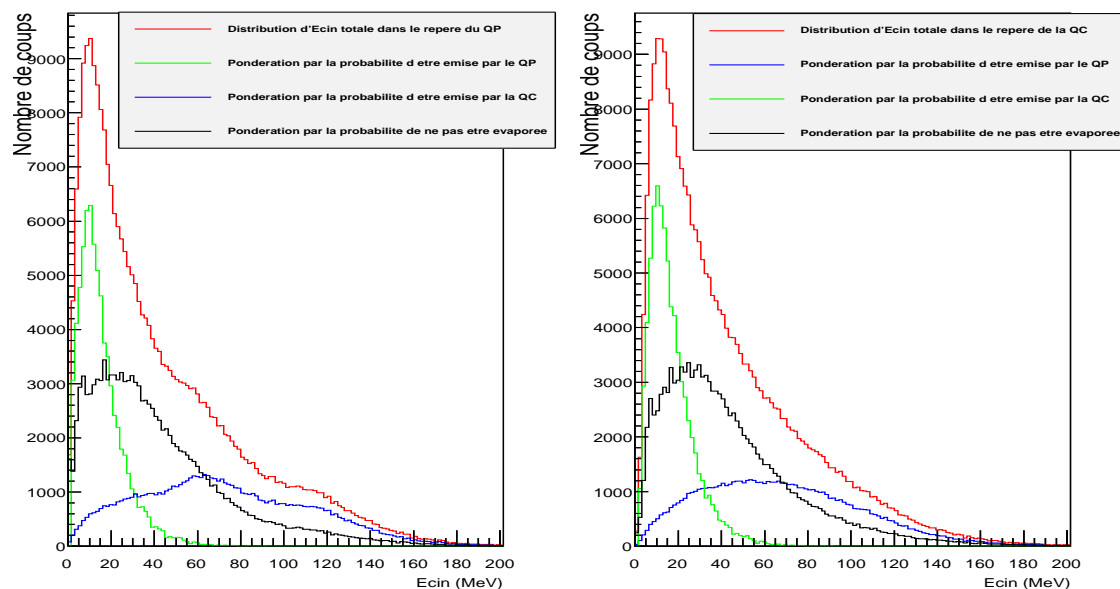


FIGURE C.2 – Différentes distributions d'énergie cinétique des deutons dans le repère du QP (à gauche) et dans celui de la QC (à droite) pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$, pour la quatrième tranche en énergie transverse normalisée. Les lignes rouges correspondent à la distribution totale ; les vertes, à la distribution pondérée par la probabilité associée au repère choisi ; les bleues, à la distribution associée à l'autre émetteur dans le repère choisi. Les lignes noires correspondent à la distribution d'énergie cinétique des deutons, qui n'ont pas été évaporés, dans chacun des repères choisis.

C.2 Pour différentes sélections en violence de la collision

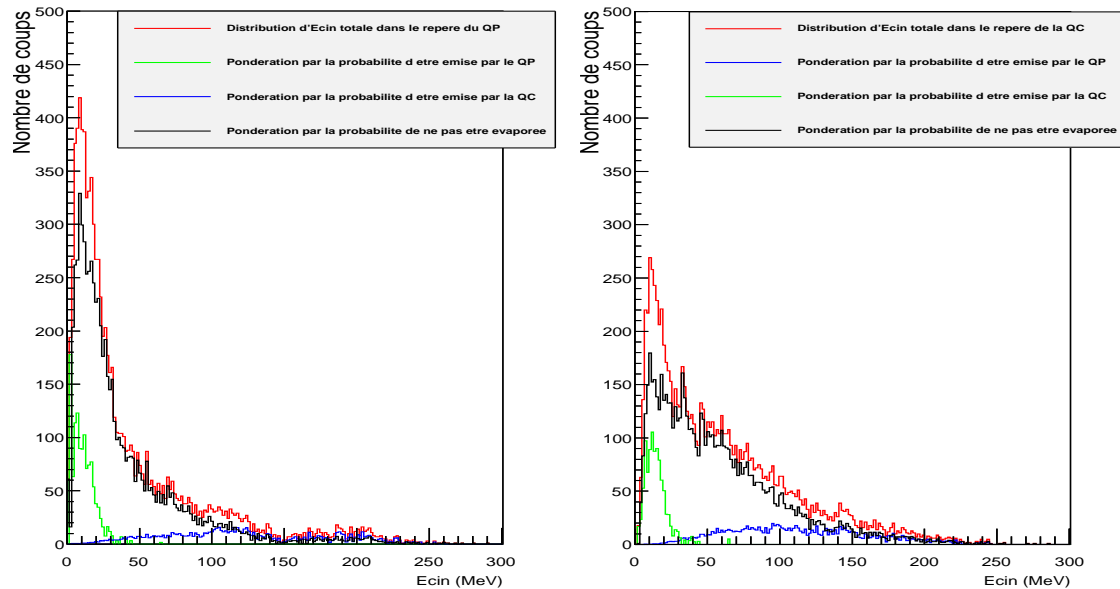


FIGURE C.3 – Différentes distributions d'énergie cinétique des tritons dans le repère du QP (à gauche) et dans celui de la QC (à droite) pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$, pour la première tranche en énergie transverse normalisée, soit pour des événements périphériques. Les lignes rouges correspondent à la distribution totale ; les vertes, à la distribution pondérée par la probabilité associée au repère choisi ; les bleues, à la distribution associée à l'autre émetteur dans le repère choisi. Les lignes noires correspondent à la distribution d'énergie cinétique des tritons, qui n'ont pas été évaporés, dans chacun des repères choisis.

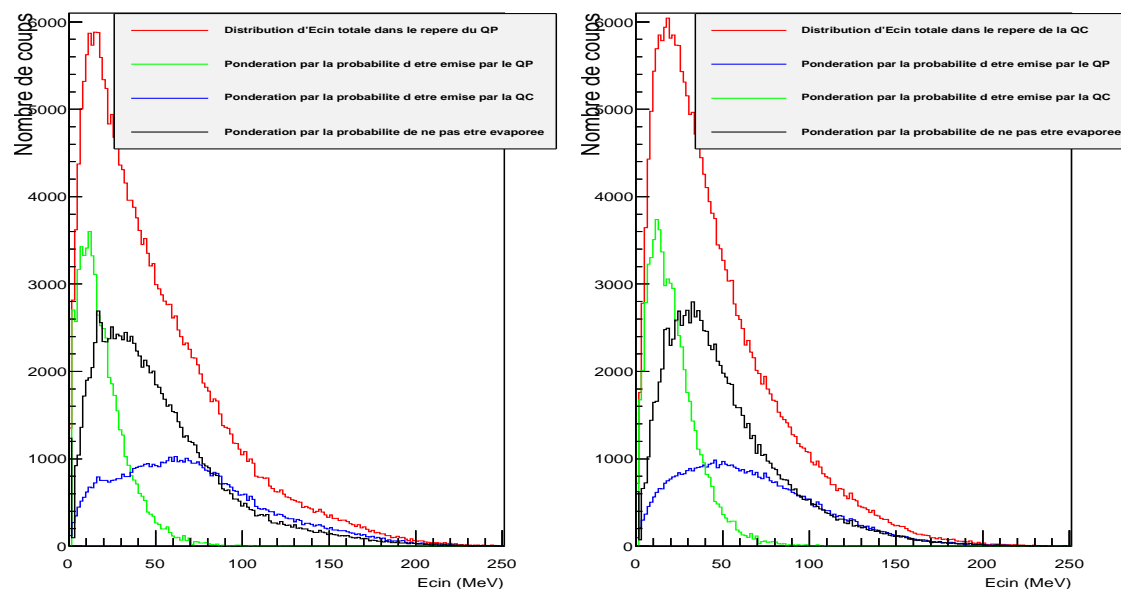


FIGURE C.4 – Différentes distributions d'énergie cinétique des tritons dans le repère du QP (à gauche) et dans celui de la QC (à droite) pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$, pour la huitième tranche en énergie transverse normalisée, soit pour des événements centraux. Les lignes rouges correspondent à la distribution totale ; les vertes, à la distribution pondérée par la probabilité associée au repère choisi ; les bleues, à la distribution associée à l'autre émetteur dans le repère choisi. Les lignes noires correspondent à la distribution d'énergie cinétique des tritons, qui n'ont pas été évaporés, dans chacun des repères choisis.

Annexe D

Activités liées à la mission doctorale de diffusion de la culture scientifique

En plus de mon travail de recherche, dans le cadre de ma thèse, j'ai eu la possibilité de mener une mission de diffusion de la culture scientifique. Organisée par l'Université de Caen Basse-Normandie et Relais d'sciences, qui est le centre de culture scientifique et technique de Basse-Normandie, cette mission avait pour but de faire de la communication et de la diffusion de la culture scientifique.

32 jours ont été dédiés soit à ma formation soit à l'animation d'opérations de culture scientifique. J'ai pu ainsi suivre des formations me permettant d'acquérir les outils et méthodes pour dialoguer simplement avec différents publics. L'apprentissage des techniques de mise en interactivité, pour savoir attirer l'attention d'un public et surtout la conserver, a également été de rigueur. Ensuite, Relais d'sciences m'a proposé plusieurs missions, où j'ai pu intervenir avec grand plaisir, parmi lesquelles des actions auprès de scolaires (Atelier du chercheur), ou du grand public (Fête de la science), et également la participation à des événements thématiques ou d'encadrement de projets collégiens (Parcours culturels scientifiques).

En plus, cette année, Relais d'sciences avec de nombreux partenaires, scientifiques et techniques, ont créé l'exposition "ZOOM, balade entre les deux infinis". Une partie de ma mission a donc été d'animer cette exposition.

Avant d'effectuer cette mission, j'étais déjà très impliquée dans la cellule communication du laboratoire. De nombreuses actions ont déjà été menées telles que la participation à la fête de la science.

C'est donc dans ce cadre que j'ai pu partager ma passion et transmettre mon goût pour les sciences.

D.1 Fête de la science et autres communications scientifiques

Début octobre de chaque année est organisée la fête de la science. Cette manifestation regroupe des chercheurs et doctorants de différentes disciplines. Le but est de faire partager à un public, aussi bien scolaire que familial, ses connaissances ainsi que son goût pour les sciences. Dans cet objectif, de nombreux laboratoires participent à cette manifestation, en présentant leurs projets scientifiques.

Fruit d'un partenariat entre Relais d'sciences et la Fondation du Musée Schlumberger, un concours, appelé "têtes chercheuses" a été créé depuis quelques années. Le principe est de fournir un accompagnement humain, matériel et de financer éventuellement des équipes de recherche bas-normandes qui souhaitent développer un projet de médiation scientifique. En 2010, le premier prix a été remis au laboratoire LPC pour la réalisation du "billotron", au moment de la fête de la science. Ce dispositif de vulgarisation est un moyen d'expliquer l'expérience fondatrice de la physique nucléaire, datant de 1911, qu'est l'expérience de Rutherford. Il permet d'illustrer visuellement le concept de diffusion de particules par un potentiel attractif ou répulsif.

Étant déjà très impliquée dans la communication scientifique, depuis mon arrivée au laboratoire, j'ai eu la chance de pouvoir présenter et animer ce dispositif pour un public scolaire, lors de visites au laboratoire, mais également pendant la fête de la science, et lors du salon pour lycéens et étudiants intitulé "Place aux métiers".

Plus récemment, un dispositif portable, appelé "billotrino", beaucoup plus pratique pour les déplacements, a été confectionné. L'ensemble du dispositif est regroupé dans une mallette. Celle-ci possède des billes et des petits casiers permettant leur collecte. J'ai été amenée à le présenter au moment des journées de l'école doctorale 2013.

Outre la fête de la science, j'ai également participé à une autre partie de la médiation scientifique du LPC au travers d'une participation lors d'une des conférences appelées GRES. Ce Groupe de Réflexion sur l'Enseignement des Sciences est un collectif initié par des enseignants-chercheurs de l'Université de Caen. Il a pour mission de présenter sous formes de conférences faites par des chercheurs des thématiques scientifiques. Ces conférences s'adressent à un public d'élèves de la seconde à la terminale. Pour ma part, celle-ci était organisée à l'Institut St Lô d'Agneaux. Durant toute une journée, j'ai eu la chance de rencontrer des lycéens et leur présenter avec deux de mes collègues, des dispositifs de mesures nucléaires (Compteur de Radioactivité Alpha Bêta, ...).

D.2 Atelier du chercheur

Durant la même période que la fête de la science, l'atelier du chercheur est organisé. Coordonné par Relais d'sciences, des nombreuses rencontres entre doctorants et collégiens et/ou lycéens, de toute la région, sont mises en place. C'est donc dans ce cadre que je suis partie à la rencontre de lycéens de Granville, et de collégiens d'Alençon, d'Argentan, de Colombelles et de Domfront, directement dans leurs établissements, pour leur parler de

mon métier et de mes recherches.

L'objectif de ces rencontres consistait à présenter son travail de thèse, avec l'utilisation ou non d'une approche plus concrète comme l'expérimentation. Durant une vingtaine de minutes, mon intervention a permis d'expliquer aux élèves la passion qui est la mienne pour la physique nucléaire. Pour cela, je leur ai introduit quelques notions simples sur la composition d'un atome et d'un noyau, puis je leur ai exposé le principe d'une expérience en physique nucléaire. J'ai terminé en leur parlant du rôle de doctorant au sein d'un laboratoire.

D.3 Parcours culturels scientifiques

Certains collégiens, que j'ai pu rencontrer notamment au cours de l'atelier du chercheur, ont fait partie des classes suivant les parcours culturels scientifiques. Il s'agit d'un dispositif d'accompagnement de projets scolaires proposés par le rectorat de l'Académie de Caen et Relais d'activités. Destinés aux collégiens et lycéens, leur but était de réaliser un projet scientifique, selon un thème choisi par les enseignants. Les réalisations finales de ces projets ont été présentées lors d'une journée, appelée "EcolySciences", regroupant l'ensemble des projets des classes de la région. Leurs travaux ont été ainsi valorisés par une présentation sous la forme de stands, autour desquels les élèves ont pu être, tour à tour, acteurs et observateurs des autres projets.

Pour mener à bien ces projets, tout au long de l'année scolaire, chaque classe a été accompagnée par deux intervenants, l'un scientifique et l'autre artistique sur le thème de la physique et de la bande dessinée. Leur rôle respectif était donc de leur apprendre des notions scientifiques simples et leur permettre d'exprimer leur créativité au travers de la fabrication d'une bande dessinée.

Pour ma part, je fus le référent scientifique de trois classes de SEGPA (Sections d'Enseignement Général et Professionnel Adapté) engagées dans le projet. Mon rôle était donc de présenter aux élèves un contenu scientifique leur permettant de répondre à leurs questions sur un thème choisi, pour chacune d'elles. De part mes présentations, j'ai pu leur proposer des ateliers d'expérimentations scientifiques.

19 élèves de la classe de Monsieur Cyrille Fossey et de Madame Aurélie Farigoule de 5^{ème} SEGPA du collège Jean Racine d'Alençon ont participé à la réalisation de ces projets. Cette classe a choisi de travailler sur le thème "Source de lumière". J'ai donc organisé mes trois présentations autour de ce thème. Ce travail s'est concrétisé par la création d'une bande dessinée collective, intitulée "La lune se casse".

27 élèves de la classe de Monsieur Geoffroy Quéant et Monsieur Stéphan Bidault de la 4^{ème} SEGPA du collège Jean Rostand d'Argentan ont participé aussi à ces parcours culturels scientifiques. Cette classe a souhaité travailler sur le thème du "Big Bang". Une question assez précise est même ressortie des nombreuses rencontres que nous avons pu avoir : "Les supernovæ sont-elles les suites naturelles du Big Bang pour que l'Univers s'enrichisse ainsi à l'infini? ". Ce projet a permis la création de diverses affiches publicitaires, jouant sur des termes scientifiques.

19 élèves de la classe de Madame Aurélia Peltier de la 4^{ème} SEGPA du collège Henri Sellier de Colombelles ont réalisé ces projets. Cette classe s'est interrogée sur "les différents types de rayonnements qui nous entourent". L'ensemble de ce travail a abouti à la création de jeux sur les différents rayonnements, et également sur la création de super héros.

J'ai également encadré deux stagiaires, étudiantes, se destinant à l'enseignement, en Master de Physique à Caen, en formation à Relais d'sciences. Elles m'ont accompagnée lors de mes visites aux collèges d'Alençon et Argentan, et ont suivi mes interventions. Elles ont également suivi mes animations à l'exposition "ZOOM, balade entre les deux infinis", qui a également fait partie de mes activités, et dont le détail se trouve au paragraphe suivant.

En plus de ces différentes activités, Relais d'sciences, en partenariat avec l'Université de Caen, la région Basse-Normandie et le rectorat de Caen, organise des conférences "Grand témoin". Dans ce contexte, chaque année une personnalité est invitée pour échanger avec les jeunes bas-normands autour d'une question qui anime les milieux de la recherche. Cette année, des lycéens ont pu rencontrer Julien Bobroff, enseignant-chercheur au laboratoire de Physique du Solide à l'Université Paris-Sud, spécialiste de la supraconductivité. Cette conférence avait pour but de développer la curiosité et l'appétence des jeunes pour les sciences, ainsi que de promouvoir et mieux faire connaître la diversité des filières scientifiques et techniques.

Un petit groupe de lycéens est intervenu sur scène avec le conférencier sur la question du monde quantique. Dans cette optique, quelques jours auparavant, je suis partie à la rencontre de ces élèves de terminale S de la classe de Monsieur Loïc Clémenceau du lycée Mézeray d'Argentan, pour leur parler de "dualité onde-corpuscule". J'ai pu les aider dans leur quête, demandée par Julien Bobroff, de trouver des photographies traduisant pour eux la révolution quantique et en particulier la dualité onde-corpuscule.

L'ensemble de cette conférence a entièrement été retransmise en direct sur internet, et a fait appel à des technologies nouvelles, et aux réseaux sociaux.

Ces parcours ont été également ponctués par la visite de l'exposition "ZOOM, balade entre les deux infinis", pour laquelle j'ai retrouvé mes élèves lors de l'animation de celle-ci. Cela leur a donc permis un véritable suivi dans leur projet.

D.4 Exposition "ZOOM, balade entre les deux infinis"

En collaboration avec différents scientifiques et en partenariat avec des équipes du CNRS et de CEA, l'exposition "ZOOM, balade entre les deux infinis" s'est tenue à Caen du 8 Septembre 2012 au 20 Janvier 2013. Faisant suite aux cycles des expositions baptisées "Odyssées", cette exposition voulait mieux valoriser l'activité de recherche menée en Basse-Normandie. A ce titre, au vu du nombre d'équipes et des équipements dédiés en région, le thème de la physique constituait un thème de choix.

Soucieux d'attirer principalement un public de 15 – 25 ans, cette exposition a permis aux visiteurs une découverte inédite de l'Univers et de ses lois, au travers de six machines

aussi bien numériques, qu'innovantes. Composée de trois salles, regroupant trois grands thèmes principaux, cette exposition a été l'occasion pour moi de pouvoir échanger avec un public, tant scolaire que familial, me permettant ainsi d'adapter mon discours à chacun.

Mon rôle a donc été d'animer cette exposition. Elle a consisté à accueillir des groupes scolaires, principalement, et à leur expliquer le déroulement des visites. Des animations ont été également proposées selon leurs niveaux d'étude. Généralement répartis en petits groupes, les élèves disposaient de tablettes leurs permettant de répondre à un questionnaire, sur lequel avait réfléchi préalablement le groupe d'animateurs de l'exposition. Au cours de leur visite, les élèves ont ainsi pu découvrir des machines surprenantes pour explorer ainsi l'infiniment grand et l'infiniment petit. Les visites se terminaient par une conclusion générale avec l'ensemble de la classe.

Bibliographie

- [1] J. Pouthas et al., Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A 357 (1995) 418.
INDRA, a 4π charged product detection array at GANIL.
- [2] J. Pouthas et al., Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A 369 (1996) 222-247.
The electronics of the INDRA 4π detection array.
- [3] E. Vient, Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, LPCC T 06-01.
Méthodologie de la calorimétrie et de la thermométrie des noyaux chauds formés lors de collisions nucléaires aux énergies de Fermi.
- [4] D. Lacroix, A. Van Lauwe, D. Durand, Phys. Rev. C 69 (2004) 054604.
Event generator for nuclear collisions at intermediate energies.
- [5] D. Durand, Nucl. Phys. A541 (1992) 266-294.
An event generator for the study of nuclear collisions in the Fermi energy domain.
- [6] P. Napolitani, *Introduction to the PANFORTE simulation environment.*
- [7] E. Bonnet, Thèse de l'Université Paris-XI Orsay , T41Bon06.
Multifragmentation de systèmes lourds : partitions et signaux de transition de phases.
- [8] J. B. Natowitz, Phys. Rev. C 65 (2002) 034618.
Caloric curves and critical behavior in nuclei.
- [9] F. Rami, Phys. Rev. Letters 84 (2000) 6.
Isospin Tracing : A probe of nonequilibrium in central heavy-ion collisions.
- [10] N. Marie, Thèse de l'Université de Caen, T 95 04.
Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système $Xe+Sn$ à 50MeV par nucléon.
- [11] N. Copinet, Thèse de l'Université de Caen, LPCC T 99 02.
Multidétecteur 4π INDRA. Simulation de la géométrie et étude des détecteurs au Silicium.
- [12] T. Lefort, Thèse de l'Université de Caen, LPCC T 97-01.
Étude de l'écoulement de matière nucléaire avec le multidétecteur INDRA.
- [13] T.Lefort, Nucl. Phys. A 662 (2000) 397-422.
Study of intermediate velocity products in the $Ar+Ni$ collisions between 52 and 95 A.MeV.

- [14] M. Pichon, Thèse de l'Université de Caen, T38Pic04.
Bimodalité et autres signatures possibles de la transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire.
- [15] A. Mangiarotti, Phys. Rev., Lett 93 (2004) 232701.
Energetics of midvelocity emissions in peripheral heavy ion collisions at Fermi energies.
- [16] G. Knoll, Ed. Wiley, 2nd Edition (1990).
Radiation Detection and Measurement.
- [17] N. Le Neindre, Thèse de l'Université de Caen, LPC 99.
Aspect thermodynamique de la multifragmentation Xe + Sn de 32 à 50 A.MeV.
- [18] G. Lehaut, Thèse de l'Université de Caen, T45Leh09.
Liens entre les propriétés statistiques et dynamiques des fragments produits lors de collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi.
- [19] L. Tassan-Got, *A new fonctionnal for charge and mass identification in $\Delta E - E$ telescopes*, 2001.
- [20] D. Durand, IWM Proceedings p.205 (2007).
"ELIE" a minimal dynamical model.
- [21] P. Bonche, S. Koonin, J. P. Negele, Phys. Rev. C 13 (1976) 1226.
One-dimensional nuclear dynamics in the time-dependent Hartree-Fock approximation.
- [22] Ph. Eudes, Z. Basrak, F. Sébille, Phys. Rev. C 56 (1997) 2003.
Dynamical aspects of particle emission in binary dissipative collisions : Effects on hot-nuclei formation.
- [23] J. Aichelin, G. F. Bertsch, Phys. Rev. C 31 (1985) 1730.
Numerical simulation of medium energy heavy ion reactions.
- [24] M. Marquès et al, Phys. Lett. B 349 (1995) 23.
- [25] G. Martinez et al, Phys. Lett. B 349 (1995) 30.
- [26] Ph. Chomaz, M. Colonna, A. Guarnera, J. Randrup, Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 26.
Brownian One-Body Dynamics in Nuclei.
- [27] M. Colonna, Ph. Chomaz, A. Guarnera, Nucl. Phys. A 613 (1997) 165.
Study of multifragmentation patterns induced by spinodal instabilities.
- [28] A. Guarnera, Ph. Chomaz, M. Colonna, J. Randrup, Phys. Lett. B 403 (1997) 191.
Multifragmentation with Brownian one-body dynamics.
- [29] J. Aichelin, Phys. Rep. 202 (1991) 233.
Quantum molecular dynamics, a dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions.
- [30] C. Hartnack et al., Eur. J. Phys. A 1 (1998) 151.

- [31] A. Ono, Phys. Rev. Letters 68 (1992) 2898.
Fragment formation studied with antisymmetrized version of molecular dynamics with two-nucleon collisions.
- [32] A. Ono, H. Horiuchi, Phys. Rev. C 51 (1995) 299.
Flow of nucleons and fragments in $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$ collisions studied with antisymmetrized molecular dynamics.
- [33] H. Feldmeier, Nucl. Phys. A 515 (1990) 147.
Fermionic molecular dynamics.
- [34] A. Mukherjee, V. R. Pandharipande, arXiv :nucl-th/060958v2 (2006).
Variational theory of hot nucleon matter.
- [35] M. P. Allen, Lecture Notes, edited by N. Attig et al, John von Neumann Institute for Computing, Jülich, NIC Series Vol. 23 (2004) pp. 1-28.
Introduction to Molecular Dynamics simulation.
- [36] A. La Porta, Department of Physics, University of Maryland, URL <http://www2.physics.umd.edu/alaporta/Lennard-Jones.html> [accessed 2013.06.25].
Lennard-Jones Potential.
- [37] A. Bohr, B. Mottelson, (1969).
Nuclear Structure Vol I (New York : Benjamin).
- [38] A. Van Lauwe, D. Lacroix, D. Durand, IWM2003 International Workshop on Multi-fragmentation and Related Topics (IWM 2003) (2004) 62-65 .
First applications of the HIPSE event generator.
- [39] A. Van Lauwe, Thèse de l'Université de Caen, LPCC T 03-05.
Modélisation des collisions nucléaires aux énergies de Fermi : Validation a l aide des données INDRA.
- [40] V. Weisskopf, Phys. Rev. 52 (1937) 69.
- [41] A. D. Nguyen, PhD Thesis, Université de Caen, LPCC T 9802, 1998.
Caractérisation spatio-temporelle de la matière dans la fragmentation nucléaire.
- [42] J. Brzychczyk et J. Lukasik, Nuclear Physics A535 (1991) 272.
A simple parametrisation of conditional saddle-point energies.
- [43] N. Marie, A. Chbihi, J.B. Natowitz, Phys. Rev. C58 256-269 (1998).
Experimental determination of fragment excitation energies in multifragmentation events.
- [44] *Dynamics and Thermodynamics with nuclear degrees of freedom*, Società Italiana di Fisica, edited by Ph. Chomaz, F. Gulminelli, W. Trautmann, S. J. Yennello, Springer, Eur. Phys. J. A 30, III (2006).
- [45] K. Zbiri and A. Le Fèvre and J. Aichelin and J. Lukasik, Phys. Rev. C 75 (2007) 034612.
Transition from participant to spectator fragmentation in Au+Au reaction between 60 A.MeV and 150 A.MeV.

- [46] M. Colonna, *Fragmentation paths in dynamical models*, (2010).
- [47] P. Fröbrich, R. Lipperhaide, *Theory of nuclear reactions*, Oxford science publication, Oxford studies in nuclear physics 18.
- [48] D. Cussol, E. Plagnol, O. Tirel, private communications.
- [49] F. Bocage, Thèse de l'Université de Caen, LPCC T 98-04.
Production statistique et hors équilibre de fragments dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires.
- [50] G. Lehaut, Phys. Rev. L 104 (2010) 232701.
Study of Nuclear Stopping in Central Collisions at Intermediate Energies.
- [51] S. Kox, Phy. Rev. C 35 (1987) 5.
Trends of total reaction cross sections for heavy ion collisions in the intermediate energy range.
- [52] H. Machner, B. Razen, Phys. Res. A 437 (1999) 419-423.
Absorption cross sections and efficiency of solid state detectors for light ions.
- [53] S. Kox, Nuclear Physics A420 (1984) 162-172.
Direct measurements of heavy-ion total reaction cross sections at 30 and 83 MeV/nucleon.
- [54] S. Kox, Physics Letters B 159 (1985) 1.
Transparency effects in heavy-ion collisions over the energy range 100-300 MeV/nucleon.
- [55] G. Audi, A.H. Wapstra and C. Thibault, Nuclear Physics A 729 (2003) 337.
The Ame2003 atomic mass evaluation.
- [56] D. Lacroix, Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, GANIL, CEA, IN2P3.
Quantum nuclear many-body dynamics and related aspects.
- [57] R. F. Carlson, Atomic data and nuclear data tables 63, 93-116 (1996) 0010.
Proton-nucleus total reaction cross sections and total cross sections up to 1 GeV.
- [58] D. Cugnon and D. L'Hôte, Nucl. Phys. A 397 (1983) 519.
Global variables and the dynamics of relativistic nucleus-nucleus collisions.
- [59] J. Lukasik, Phys. Rev. C 55 (1997) 1906.
Dynamical effects and intermediate mass fragment production in peripheral and semicentral collisions of Xe+Sn at 50 MeV/nucleon.
- [60] D. Doré, Phys. Lett. B 491 (2000) 15-22.
Effect of the intermediate velocity emissions on the quasi-projectile properties for the Ar+Ni system at 95 A.MeV.
- [61] P.M. Milazzo, Phys. Lett. B 509 (2001) 204-210.
Contemporary presence of dynamical and statistical production of intermediate mass fragments in midperipheral Ni+Ni collisions at 30 MeV/nucleon.
- [62] A. Michalowicz, Monographies Dunod (1964).
Cinématique des réactions nucléaires.

- [63] B. Tamain, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1993).
Les noyaux en 1993. Une nouvelle façon d'exister.
- [64] B. Tamain, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1995).
Noyaux en collision.
- [65] E. Genouin-Duhamel, Thèse de l'Université de Caen LPCC T 99-01.
Détermination de l'énergie d'excitation et du moment angulaire des quasi-projectiles produits dans les collisions d'ions lourds Xe+Sn.
- [66] E. Vient et al., Nuclear Physics A700 (2002) 555-576.
Can we really measure the internal energy of hot nuclei with a 4 Pi detection array ?
- [67] V. Métivier, Thèse de l'Université de Caen LPCC T 95 03.
Mécanismes de réaction et de dissipation de l'énergie dans les collisions symétriques noyau-noyau de 25 à 74 MeV/u : apport des mesures exclusives du multidétecteur INDRA.
- [68] M. Squalli-Houssaini, Thèse de l'Université de Paris-XI Orsay IPNO-T-96-05.
Multifragmentation d'un système lourd : étude avec INDRA du système Gd+U à 36 MeV par nucléon.
- [69] D. Mercier, Thèse de l'Université de Caen, 2008.
Bimodalité en collisions périphériques et centrales : systématiques et comparaisons.
- [70] P. Lantesse, Phys. Rev. C 71, (2005) 034602.
Experimental overview of Ni + Ni collisions at 32 MeV/nucleon : Discriminant analysis and duality in the decay modes of a fusionlike system.
- [71] J. D. Frankland, PhD Thesis, Université de Paris XI Orsay, IPNO T 98 06, 1998.
Etude de systèmes très lourds observés avec INDRA : première mise en évidence d'une effet de volume dans le processus de multifragmentation nucléaire.
- [72] R. J. Charity, Phys. Rev. C 58 (1998) 1073-1077.
N-Z distributions of secondary fragments and the evaporation attractor line.
- [73] R. J. Charity, Computer code GEMINI (unpublished). This code is available via anonymous ftp from wunmr.wustl.edu in directory /pub/gemini.
- [74] K. Sümmerer et al., Phys. Rev. C 42 (1990) 2546.
Target fragmentation of Au and Th by 2.6 GeV protons.
- [75] S. Hudan, PhD Thesis, Université de Caen, GANIL T 0107, 2001.
Etude expérimentale et théorique de la production de fragments dans les collisions Xe+Sn de 25 à 150 A.MeV.
- [76] S. Shlomo, J. B. Natowitz, Phys. Rev. C 44 (1991) 2878-2880.
Temperature and mass dependence of level density parameter.
- [77] Ericson Torleif, *The statistical model and nuclear level densities*, (2006) 426-511.
- [78] L. C. Vaz, J. M. Alexander, Zeitschrift für Physik A - Atoms and Nuclei 318, 231-237 (1984).
Empirical and theoretical fusion barriers for ^1H and ^4He : Connections to evaporation from hot nuclei.

- [79] L. C. Vaz, Phys. Rev. C 18 (1978) 5.
Systematics of fusion barriers obtained with a modified proximity potential.
- [80] L. C. Vaz, J. M. Alexander, Phys. Rev. C 10 (1974) 2.
Systematics of reaction cross sections and interaction barriers for charged particles.
- [81] V.E. Viola, R. Bougault, Eur. Phys. J. A 30, (2006) 215-226.
Calorimetry.
- [82] S. Souza, Phys. Rev. C 67 (2003) 051602.
Mass parametrizations and predictions of isotopic observables.
- [83] D. Durand, E. Suraud, and B. Tamain, IOP Publishing, Bristol, UK, and Philadelphia, 2001.
Nuclear Dynamics in the Nucleonic Regime.
- [84] G. C. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Letters 41 (1978) 1581.
Observables for the analysis of event shapes in $^+e^-e$ annihilation and other processes.
- [85] E. Suraud, Nuclear Physics A462 (1987) 109-149.
Semi-classical calculations of hot nuclei.
- [86] S. Levit, P. Bonche, Nuclear Physics A437 (1985) 426-442.
Coulomb instability in hot compound nuclei approaching liquid-gas transition.
- [87] B. Borderie, M. F. Rivet, Progress in Particle and Nuclear Physics 61 (2008) 551-601.
Nuclear multifragmentation and phase transition for hot nuclei.
- [88] P. Bonche, S. Levit, D. Vautherin, Nuclear Physics A436 (1985) 265-293.
Statistical properties and stability of hot nuclei.
- [89] O. E. Nicotra, M. Baldo, L. S. Ferreira, Nuclear Physics A749 (2005) 118c-121c.
The limiting temperature of hot nuclei from microscopic equation of state.
- [90] L. L. Zhang, H. Q. Song, P. Wang, R. K. Su, Physical Review C 59 (1999) 3292.
Coulomb instability of hot nuclei in a chiral symmetry model.
- [91] Y.-J. Zhang, R.-K. Su, H. Song, F.-M. Lin, Physical Review C 54 (1996) 1137.
Thermodynamical properties and Coulomb instabilities in hot nuclear systems with the Gogny interaction.
- [92] J. Besprosvany, S. Levit, Physics Letters B 217 (1989) 1-2.
Limiting temperature and limits of statistical particle emission in hot nuclei.
- [93] H. Q. Song, R. K. Su, Physical Review C 44 (1991) 6.
Coulomb instability in hot nuclei with Skyrme interaction.
- [94] T. X. Liu, Phys. Rev. C 76 (2007) 034603.
Isospin diffusion observables in heavy-ion reactions.
- [95] E. De Filippo, Phys. Rev. C 86 (2012) 014610.
Correlations between emission timescale of fragments and isospin dynamics in $^{124}\text{Sn} + ^{64}\text{Ni}$ and $^{112}\text{Sn} + ^{58}\text{Ni}$ reactions at 35 A. MeV.
- [96] D. D. Coupland, Phys. Rev. C 84 (2011) 054603.
Influence of transport variables on isospin transport ratio.

- [97] Z. Y. Sum, Phys. Rev. C 82 (2010) 051603(R).
Isospin diffusion and equilibration for Sn + Sn collisions at $E/A = 35\text{MeV}$.
- [98] E. Galichet, Phys. Rev. C 79 (2009) 064614.
Isospin diffusion in ^{58}Ni -induced reactions at intermediate energies. I. Experimental results.
- [99] M. Colonna, M. B. Tsang, EPJ manuscript.
Isotopic compositions and scalings.
- [100] Z. Y. Sun, *Isospin diffusion and equilibration for Sn + Sn collisions at $E/A = 35\text{MeV}$.*
- [101] B. Borderie, M.-F. Rivet, Progress in Particle and Nuclear Physics 61 (2008) 551-601.
Nuclear multifragmentation and phase transition for hot nuclei.
- [102] P. Napolitani, Phys. Rev. C 81 (2010) 044619.
Probing the nuclear equation of state in heavy-ion collisions at Fermi energy in isospin-sensitive exclusive experiments.
- [103] E. Galichet, M. Colonna, B. Borderie, M.-F. Rivet, Phys. Rev. C 79 (2009) 064615.
Isospin diffusion in ^{58}Ni -induced reactions at intermediate energies. II. Dynamical simulations.
- [104] A. Carbone, A. Polls, *Latent heat of nuclear matter* (2011).
- [105] J. Lukasik and G. Auger and M. L. Begemann-Blaich, Phys. Lett. B 608 (2005) 223-230.
Directed and elliptic flow in $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ at intermediate energies.
- [106] F. Lavaud, Thèse de l'Université de Strasbourg I, 2001.
Etude de la multifragmentation pour le système Au+Au entre 40 et 100 MeV/A : expansion et flot radial.
- [107] A. Andronic and J. Lukasik and W. Reisdorf and W. Trautmann, Dynamics and Thermodynamics with nuclear degrees of freedom, 30 (2006) 31-46.
Systematics of stopping and flow in Au+Au collisions.
- [108] Rajeev K. Puri, Amandeep Sood and J. Aichelin,(2010).
Disappearance of flow in heavy-ion collisions for system mass 175.
- [109] V. Kaur, S. Kumar, *On the elliptical flow in asymmetric collisions and nuclear equation of state*, (2010).
- [110] V. Kaur, S. Kumar, R. Puri, *On the elliptical flow and asymmetry of the colliding nuclei*, (2010).
- [111] R. Chugh, A. D. Sood, *Geometry of vanishing flow : a new probe to determine the in-medium nucleon nucleon cross-section*, (2010).
- [112] S. Gautam, A. S. Sood, R. Puri, *Isospin effects in the disappearance of flow as a function of colliding geometry*, (2010).
- [113] S. Kumar, S. Kumar, *Rapidity distribution as a probe for elliptical flow at intermediate energies*, (2010).

- [114] M. Di Toro, S. J. Yennello, B.-A. Li, *Isospin flows*.
- [115] T. Lefort et al., arXiv :nucl-ex/9907021v1 (1999).
Study of intermediate velocity products in the Ar + Ni collisions between 52 and 95 A.MeV.
- [116] D. Doré et al., (2001).
Properties of light particles produced in Ar + Ni collisions at 95 A.MeV. Prompt emission and evaporation.
- [117] P. Chomaz, arXiv :nucl-ex/0410024v1(2006).
The nuclear liquid gas phase transition and phase coexistence : A review.
- [118] N. Bellaize, PhD Thesis, Université de Caen 2000.
Fragmentation dans les collisions centrales du systèmes Ni+Au de 32 à 90 A.MeV.
- [119] G. Bizard et al., Phys. Lett. B 302 (1993) 162.
From binary fission to multifragmentation in the decay of heavy excited nuclei.
- [120] M. B. Tsang, Phys. Rev. Letters 92 (2004) 6.
Isospin diffusion and the nuclear symmetry energy in heavy ion reactions.
- [121] M. Di Toro and A. Olmi and R. Roy, Dynamics and Thermodynamics with nuclear degrees of freedom, 30 (2006) 65-70.
Neck dynamics.
- [122] Aman D. Sood, *N/Z dependence of balance energy as a probe of symmetry energy in heavy-ion collisions* (2011).
- [123] C.Montoya et al, Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 3070.
Fragmentation of Necklike Structures.
- [124] D.Cussol, Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, LPCC T 99-06.
Equation d'état de la matière nucléaire : mythes et réalités.
- [125] A.-M. Maskay-Wallez, Thèse de l'Université de Lyon 1, T23Mas99.
Nouvelle méthode de sélection et caractérisation des événements monosource dans les collisions Ni+Ni à 32 A.MeV.
- [126] R. Moustabchir, Thèse de l'Université de Lyon LYCEN T 2004-26.
Recherche d'une signature de phénomènes critiques et des effets dynamiques lors des collisions entre ions lourds aux énergies de Fermi.
- [127] R. Nebauer and J. Aichelin and M. Assenard, Phys. Rev. A 658 (1999) 67-93.
Multifragmentation in Xe(50 A.MeV)+Sn : confrontation of theory and data.
- [128] M. Colonna and M. B. Tsang, Dynamics and Thermodynamics with nuclear degrees of freedom, 30 (2006) 165-182.
Isotopic compositions and scalings.
- [129] J.Colin et al, Phys. Rev. C 67 (2003).
Dynamical effects in multifragmentation at intermediate energies.
- [130] Groupe INDRA, Rapport d'activité(2010).
Dynamique et thermodynamique de la matière nucléaire, Groupe INDRA-FAZIA.

- [131] G. Lehaut, Phys. Rev. L 102 (2009) 142503.
Isoscaling as a measure of symmetry energy in the lattice gas model.
- [132] W. E. Parker, Phys. Rev. C 44 (1991) 2.
Charged-particle evaporation from hot composite nuclei : Evidence over a broad Z range for distortions from cold nuclear profiles.
- [133] Z. Basrak, Ph. Eudes, M. Zorić, F. Sébille, (2012).
Constancy of energy partition in central heavy-ion reactions at intermediate energies.
- [134] Ph. Eudes, Z. Basrak, F. Sébille, Phys. Rev. C 56 (1997) 4.
Dynamical aspects of particle emission in binary dissipative collisions : effects on hot-nuclei formation.
- [135] M. Aboufirassi, PhD Thesis, Université de Caen, T 94-02.
Etude du mécanisme de la réaction $Pb + Au$ à 29 A.MeV.
- [136] M.-F. Rivet, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (2009).
Constraining the density dependence of the symmetry energy with experimental results from heavy-ion collisions.

Table des figures

1.1	INDRA	6
1.2	Vue de profil du multidétecteur INDRA.	7
1.3	Vue schématique en coupe transversale des différentes couronnes d'INDRA.	8
1.4	Télescope à trois étages de détection des couronnes 4 à 9 : chambre d'ionisation, silicium divisé en quatre détecteurs, chacun suivi d'un iodure de césium et de son photo-multiplicateur.	9
1.5	Structure mécanique de la couronne 4-5.	10
1.6	Vue longitudinale de la première couronne composée de phoswichs, scintillateurs plastiques NE102-NE115.	12
1.7	Exemples de détection des particules en mode $\Delta E - E$ dans INDRA	13
1.8	Carte présentant l'amplitude du signal de la ChiO en fonction de l'amplitude du signal dans le Si, en canaux, obtenue avec INDRA, pour le module 4 de la couronne 4.	16
1.9	Carte présentant l'amplitude du signal de la ChiO en fonction de l'amplitude dans le Si, en canaux, obtenue avec INDRA pour le module 4 de la couronne 4. Les lignes noires tracées correspondent aux lignes de charge. Les lignes rouges définissent les zones de la carte permettant une bonne qualité de détection des charges.	17
1.10	Résultat de l'identification obtenue à partir d'une carte du type de celles présentées sur les figures [1.8] et [1.9] pour le module 4 de la couronne 4. La distribution correspond à l'identification à partir de la fonctionnelle ajustée sur les lignes de charge tracées sur la carte.	18
2.1	Illustration des différentes étapes temporelles au cours de la génération d'événements par HIPSE. De haut en bas : la phase d'approche, la formation des fragments, le "freeze-out" chimique, la désexcitation en vol.	24
2.2	Algorithme de coalescence	27
2.3	Schéma représentant le processus d'une collision dans l'espace des positions, selon le modèle ELIE. La partie du haut montre le projectile et la cible entrant en collision, suivant un certain paramètre d'impact b . Celle du bas, une collision en recouvrement total.	31

2.4	Représentation de la paramétrisation de la température en fonction du paramètre d'impact réduit b , pour une valeur de $b_0 = 0,65 fm$, et une valeur de σ est de 0,085.	35
2.5	Représentation schématique du facteur participant-spectateur en fonction de l'énergie incidente.	36
3.1	Figure de gauche : distribution d'énergie transverse normalisée des particules légères chargées pour le système Ni+Ni à 32 MeV/u, découpée en 10 tranches de section efficace équivalente. Figure de droite : histogramme représentant la distribution en énergie transverse normalisée des particules légères chargées pour le système Ni+Ni à 52 MeV/u. La zone rouge correspond aux 50 derniers millibarns de la réaction, donc aux collisions les plus centrales.	41
3.2	Graphes bidimensionnels présentant la charge totale normalisée en fonction de la pseudo-impulsion parallèle totale normalisée pour tous les événements (à gauche) et pour les événements sélectionnés pour notre étude, c'est-à-dire lorsque le Quasi-Projectile est bien mesuré (à droite), pour le système Ni+Ni à 52 MeV/u.	43
3.3	Distributions d'énergie transverse normalisée pour les systèmes Ar+KCl, Ni+Ni, Xe+Sn à 32 MeV/u en section efficace absolue, définie pour les données soit à partir des sections efficaces expérimentales soit celles géométriques calculées.	48
3.4	Distributions de multiplicité, d'énergie transverse normalisée, angulaire et de charge en section efficace absolue pour le système Xe+Sn à 50 MeV/u dans le repère du laboratoire.	50
3.5	Distributions d'énergie cinétique en section efficace absolue pour différents types de particules légères chargées pour le système Xe+Sn à 50 MeV/u dans le repère du laboratoire.	52
3.6	Distributions de multiplicité, d'énergie transverse normalisée, angulaire, et de charge en section efficace absolue pour le système Ar+KCl à 52 MeV/u dans le repère du laboratoire.	53
3.7	Distributions d'énergie cinétique en section efficace absolue pour le système Ar+KCl à 52 MeV/u dans le repère du laboratoire.	54
3.8	Multiplicité moyenne de particules de charge donnée en fonction de la charge pour le système Xe+Sn à 32 (1 ^{ère} colonne), 50 (2 ^{ème} colonne) et 80 MeV/u (3 ^{ème} colonne) dans le repère du laboratoire pour différentes sélections d'événements : 1 ^{ère} ligne, tous les événements sans sélection ; 2 ^{ème} ligne, les événements complets ; 3 ^{ème} ligne, les collisions centrales.	56
3.9	Multiplicité moyenne d'un type de particules en fonction de la vitesse parallèle définie dans le repère du centre de masse, normalisée à la vitesse de la lumière, pour le système Xe+Sn à 32 (1 ^{ère} colonne), 50 (2 ^{ème} colonne) et 80 MeV/u (3 ^{ème} colonne) pour les événements complets.	58

3.10	Graphes bidimensionnels présentant la charge en fonction de la vitesse parallèle pour le système Xe+Sn à 32 (1 ^{ère} colonne), 50 (2 ^{ème} colonne) et 80 MeV/u (3 ^{ème} colonne) pour les collisions centrales obtenues en effectuant une coupure en multiplicité. La vitesse est définie dans le repère du laboratoire et normalisée à la vitesse de la lumière. La première ligne correspond aux données d'INDRA ; la seconde, aux événements simulés par ELIE ; et la troisième, à ceux obtenus avec HIPSE.	59
3.11	Graphes donnant l'évolution de l'énergie cinétique moyenne des particules en fonction de leur charge pour le système Xe+Sn à 32 (1 ^{ère} colonne), 50 (2 ^{ème} colonne) et 80 MeV/u (3 ^{ème} colonne). L'énergie cinétique est déterminée dans le repère du centre de masse pour différentes sélections d'événements : 1 ^{ère} ligne, tous les événements sans sélection ; 2 ^{ème} ligne, les événements complets ; 3 ^{ème} ligne, les collisions centrales.	60
3.12	Graphes présentant l'écart-type de la distribution d'énergie cinétique en fonction de la charge des particules pour le système Xe+Sn à 32 (1 ^{ère} colonne), 50 (2 ^{ème} colonne) et 80 MeV/u (3 ^{ème} colonne) dans le repère du centre de masse pour différentes sélections d'événements : 1 ^{ère} ligne, tous les événements sans sélection ; 2 ^{ème} ligne, les événements complets ; 3 ^{ème} ligne, les collisions centrales.	61
3.13	Graphes présentant l'énergie moyenne d'un type donné de particules en fonction du cosinus de son angle polaire défini dans le repère du centre de masse pour le système Xe+Sn à 32 (1 ^{ère} colonne), 50 (2 ^{ème} colonne) et 80 MeV/u (3 ^{ème} colonne).	63
3.14	La première ligne correspond aux distributions normalisées des vitesses relatives et la deuxième ligne correspond aux distributions normalisées des angles relatifs, entre les trois plus gros fragments de l'événement pris deux à deux pour le système Xe+Sn à 32 (1 ^{ère} colonne), 50 (2 ^{ème} colonne) et 80 MeV/u (3 ^{ème} colonne) pour les collisions centrales dans le repère du centre de masse.	64
3.15	Schéma donnant la définition de l'angle θ_{Rel} entre le vecteur relatif défini entre deux des trois fragments les plus lourds et le vecteur vitesse du QP dans le repère du centre de masse	65
3.16	Géométrie en coordonnées sphériques d'INDRA telle qu'elle est définie pour le filtre PANFORTE.	67
3.17	Distributions de multiplicité, d'énergie transverse normalisée, angulaire et de la charge en section efficace absolue pour le système Ni+Ni à 52 MeV/u, en utilisant le filtre PANFORTE (les quatre graphes en haut), ou le filtre classique (les quatre graphes en bas) dans le repère du laboratoire.	68
3.18	Distribution d'énergie cinétique pour le système Ni+Ni à 52 MeV/u en section efficace invariante, en utilisant le filtre PANFORTE (en haut), ou le filtre classique (en bas) dans le repère du laboratoire.	70
4.1	Représentation schématique de l'ellipsoïde de réaction	76

4.2	Représentation de la forme des événements en fonction de deux variables : la coplanarité et la sphéricité	78
4.3	Coplanarité en fonction de la sphéricité pour chaque tranche en énergie transverse pour le système Ni+Ni à 52 MeV/u.	78
4.4	Vitesse parallèle (à gauche) et perpendiculaire (à droite) des différentes sources reconstruites en fonction de l'énergie transverse normalisée, pour le système Ni + Ni à 52 MeV/u, extrait de la deuxième campagne de mesures d'INDRA.	80
4.5	Vitesse parallèle (à gauche) et vitesse perpendiculaire (à droite) au faisceau des sources reconstruites en fonction de l'angle θ_{flot} , pour le système Ni + Ni à 52 MeV/u.	80
4.6	Domaine spatial pour définir la région des vitesses positives dans le repère du QP	82
4.7	Définition des angles d'émission des particules légères.	85
4.8	Domaine spatial permettant de définir la zone pour laquelle les particules sont considérées comme uniquement évaporées par le Quasi-Projectile.	86
4.9	Distribution angulaire en ϕ des alphas pour le système Ni + Ni à 52 MeV/u, pour différentes sélections d'événements, correspondantes à différentes tranches en énergie transverse. Ces tranches en énergie transverse sont représentées en couleur sur l'histogramme. La première tranche correspond à des événements très périphériques, et la dixième tranche, à des événements très centraux.	87
4.10	Distributions d'énergie cinétique pour le système Xe+Sn pour des protons à 50 MeV/u : en rouge, pour le domaine angulaire de référence, et en noir, pour un autre domaine ($-120^\circ; -180^\circ$), pour la quatrième tranche d'énergie transverse.	88
4.11	Figures montrant le principe d'obtention de la probabilité d'émission par le QP, pour les protons, dans le cadre d'une sélection donnée. L'histogramme du haut représente la distribution d'énergie cinétique pour le domaine en ϕ de référence. L'histogramme du milieu correspond au domaine angulaire $[-120^\circ; -180^\circ]$. La division de ces deux distributions donne le dernier histogramme, représentant la probabilité d'émission d'un proton à une énergie cinétique donnée par le QP (dans le repère du QP), pour le domaine angulaire $[-120^\circ; -180^\circ]$	89
5.1	Charge moyenne mesurée du Quasi-Projectile en fonction de l'énergie transverse normalisée pour le système Ni+Ni à 52 MeV/u : à gauche, les résultats pour HIPSE et à droite, ceux pour ELIE. Ces résultats sont comparés aux données obtenues avec INDRA (étoiles rouges pour la calorimétrie 3D et cercles vides noirs pour la calorimétrie standard), qui sont présentes sur les deux graphes.	92

5.2	Energie d'excitation moyenne par nucléon du Quasi-Projectile (MeV/u) en fonction de l'énergie transverse normalisée pour le système $Ni+Ni$ à $52MeV/u$: à gauche, les résultats de HIPSE et à droite, ceux de ELIE. Ces résultats sont comparés aux données obtenues avec INDRA (étoiles rouges pour la calorimétrie 3D et cercles vides noirs pour la calorimétrie standard) que nous retrouvons sur les deux graphes.	95
5.3	Charge moyenne du Quasi-Projectile reconstruit (graphe en haut à gauche) en fonction de l'énergie transverse des PLC normalisée pour la collision $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$. Proportion moyenne de la charge totale des QP, évaporée sous forme de fragments (graphe en haut à droite), ou sous forme de particules légères (graphe en bas à gauche) en fonction de l'énergie transverse des PLC normalisée. Les lignes noires correspondent aux résultats obtenus avec la calorimétrie standard, et les rouges à ceux de la calorimétrie 3D. . .	99
5.4	Masse moyenne du Quasi-Projectile reconstruit (graphe en haut à gauche) en fonction de l'énergie transverse des PLC normalisée pour la collision $Ni+Ni$ à $52 MeV/u$. Proportion moyenne de la masse totale du QP évaporée sous forme de fragments (graphe en haut à droite), ou sous forme de particules (en bas à gauche), ou sous forme de neutrons (graphe en bas à droite) en fonction de l'énergie transverse normalisée des PLC. Les lignes noires correspondent aux résultats obtenus avec la calorimétrie standard, et les rouges à ceux de la calorimétrie 3D.	100
5.5	Energie d'excitation du Quasi-Projectile reconstruit (graphe en haut à gauche) en fonction de l'énergie transverse des PLC normalisée pour la collision $Ni+Ni$ à $52 MeV/u$. Proportion moyenne de l'énergie d'excitation totale du QP sous forme d'énergie cinétique totale des fragments (graphe en haut à droite), ou sous forme d'énergie cinétique totale des particules légères chargées (graphe au milieu à gauche), ou sous forme d'énergie cinétique des neutrons (au milieu à droite), ou sous forme d'énergie de balance (en bas à gauche) en fonction de l'énergie transverse normalisée des PLC. Les lignes noires correspondent aux résultats obtenus avec la calorimétrie standard, et les rouges à ceux de la calorimétrie 3D.	102

5.6	Distribution d'énergie cinétique des protons dans le repère du Quasi-Projectile, chaque entrée étant pondérée par la probabilité pour le proton d'être émis par le Quasi-Projectile, pour le système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ à $52\text{ MeV}/u$, pour des événements correspondants à la deuxième tranche en énergie transverse normalisée, donc à des collisions périphériques. Les courbes bleue, verte, rouge et beige correspondent aux quatre ajustements différents de la fonctionnelle, appliqués aux résultats expérimentaux. Les courbes bleue et verte correspondent à un début d'ajustement à partir d'une énergie valant 30 % de l'énergie associée au maximum de la distribution, et les courbes rouge et beige à une énergie valant 95 % de cette même énergie. En ce qui concerne la fin de ces ajustements, les courbes bleue et rouge correspondent à une énergie valant 40 % de l'énergie de référence et les courbes verte et beige, à 0,05 %	105
5.7	Courbes caloriques présentant l'évolution de la température mesurée apparente en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon mesurée par la calorimétrie 3D pour l'ensemble des systèmes étudiés. La mesure de la température a été effectuée à partir de spectres énergétiques de protons (voir sur le graphe du haut) ou de deutons (voir sur le graphe du bas) émis dans le domaine angulaire pris comme référence pour la calorimétrie 3D.	107
5.8	Courbe calorique présentant l'évolution de la température mesurée apparente en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon mesurée par la calorimétrie 3D pour l'ensemble des systèmes étudiés. La mesure de la température a été effectuée à partir de spectres énergétiques de tritons émis dans le domaine angulaire pris comme référence pour la calorimétrie 3D.	108
5.9	Courbes caloriques présentant l'évolution de la température apparente mesurée en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon pour l'ensemble des systèmes étudiés, dans le cas des protons (voir le graphe du haut), des deutons (voir le graphe du bas).	111
5.10	Courbes caloriques présentant l'évolution de la température apparente mesurée en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon pour l'ensemble des systèmes étudiés, dans le cas des tritons.	112
5.11	Evolution de la vitesse du Quasi-Projectile dans le repère du centre de masse en fonction de la valeur du moment de Fox et Wolfram d'ordre deux, $H(2)$, pour le système $\text{Xe} + \text{Sn}$ à $32\text{ MeV}/u$	113
5.12	Courbes caloriques présentant l'évolution de la température apparente mesurée en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon pour l'ensemble des systèmes étudiés, pour les tritons, avec la sélection de Fox et Wolfram.	114

5.13	Courbes présentant l'évolution des mesures moyennes de température du QP d'une part en fonction de sa masse moyenne mesurée (voir sur le graphe de gauche) et d'autre part en fonction de sa masse moyenne normalisée à la masse du projectile (voir sur le graphe de droite) pour l'ensemble des systèmes étudiés, pour les protons, dans la zone pour laquelle les particules sont considérées comme uniquement évaporées par le QP. Les lignes, qui sont également normalisées sur le graphe de droite, respectant le même code couleur que les symboles, représentent les températures d'instabilité de Coulomb calculées dans un modèle de symétrie chirale (lignes continues) et avec l'interaction de Gogny (lignes discontinues).	115
6.1	Distribution en énergie cinétique des protons dans le repère du Quasi-Projectile, pondérée par la probabilité pour chaque proton d'être émis par le Quasi-Projectile, pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$	120
6.2	Distribution en énergie cinétique des protons dans le repère de la Quasi-Cible, pondérée par la probabilité pour chaque proton d'être émis par le Quasi-Projectile, pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$	121
6.3	Distribution en énergie cinétique des protons dans le repère du Quasi-Projectile, pondérée par la probabilité pour chaque proton d'être émis par la Quasi-Cible, pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$	122
6.4	Distribution en énergie cinétique des protons dans le repère de la Quasi-Cible, pondérée par la probabilité pour chaque proton d'être émis par la Quasi-Cible, pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$	122
6.5	Différentes distributions d'énergie cinétique des tritons dans le repère du QP (à gauche) et dans celui de la QC (à droite) pour le système $Ni + Ni$ à $52 MeV/u$, pour la quatrième tranche en énergie transverse normalisée. Les lignes rouges correspondent à la distribution totale ; les vertes, à la distribution pondérée par la probabilité associée au repère choisi ; les bleues, à la distribution associée à l'autre émetteur dans le repère choisi. Les lignes noires correspondent à la distribution d'énergie cinétique des tritons, qui n'ont pas été évaporés, dans chacun des repères choisis.	124
6.6	Corrélations entre l'angle θ et la vitesse de la source dans le repère du centre de masse dans le cas de l'évaporation des noyaux, pour les systèmes $^{124}Xe + ^{112}Sn$ en haut à gauche, $^{124}Xe + ^{124}Sn$ en haut à droite, $^{136}Xe + ^{112}Sn$ en bas à gauche, et $^{136}Xe + ^{124}Sn$ en bas à droite.	127
6.7	Présentation des modes de désexcitation principaux des noyaux selon leur énergie d'excitation par nucléon.	128

- 6.8 Diagrammes de Dalitz des charges des trois plus gros fragments pour le système $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$. Les classes A et B correspondent à une première application de l'analyse en composante principale. Les classes B1 et B2 sont obtenues suite à une seconde application de l'analyse en composantes principales sur les événements de la classe B, permettant ainsi de différencier trois modes de désexcitation d'un noyau : l'évaporation, la fission et la multifragmentation. 129
- 6.9 Pour les événements d'évaporation du QP - Rapports de Rami (eq. 6.2), déterminés à partir de rapports du nombre de protons sur le nombre de tritons (graphe du haut) et du nombre de tritons sur le nombre de ^3He (graphe du bas) en fonction de la vitesse parallèle au faisceau à 32 MeV/u dans le repère du centre de masse (en unité c). La zone rouge correspond à la réaction du $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$, la zone bleue à la réaction $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$, la zone azure à la réaction $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ et la zone rose à la réaction $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$. La largeur des zones indique les incertitudes. 131
- 6.10 Pour les événements de fission du QP - Rapports de Rami (eq. 6.2), déterminés à partir de rapports du nombre de protons sur le nombre de tritons (graphe du haut) et du nombre de tritons sur le nombre de ^3He (graphe du bas) en fonction de la vitesse parallèle au faisceau à 32 MeV/u dans le repère du centre de masse (en unité c). La zone rouge correspond à la réaction du $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$, la zone bleue à la réaction $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$, la zone azure à la réaction $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ et la zone rose à la réaction $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$. La largeur des zones indique les incertitudes. 132
- 6.11 Mécanisme de multifragmentation - Rapports de Rami (eq. 6.2), déterminés à partir de rapports du nombre de protons sur le nombre de tritons (graphe du haut) et du nombre de tritons sur le nombre de ^3He (graphe du bas) en fonction de la vitesse parallèle au faisceau à 32 MeV/u dans le repère du centre de masse (en unité c). La zone rouge correspond à la réaction du $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$, la zone bleue à la réaction $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$, la zone azure à la réaction $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ et la zone rose à la réaction $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$. La largeur des zones indique les incertitudes. 133
- 6.12 Mécanisme d'évaporation - Rapport de Rami (eq. 6.2), utilisant le rapport du nombre de protons sur le nombre de tritons (figure du haut) et le nombre de tritons sur le nombre de ^3He (figure du bas) en fonction de la vitesse parallèle et de la vitesse perpendiculaire au faisceau à 32 MeV/u dans le repère du centre de masse (en unité c). Chacune de ces figures représente les quatre systèmes du $\text{Xe} + \text{Sn}$: en haut à gauche, le système le plus riche en protons $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$; en haut à droite, le système ayant un projectile enrichi en protons et une cible enrichie en neutrons $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$; en bas à gauche, le système ayant un projectile enrichi en neutrons et cible enrichie en protons $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$; et en bas à droite, le système le plus riche en neutrons $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$. Les zones rouges correspondent donc à des zones enrichies en neutrons et les bleues, à des zones enrichies en protons. 135

- 6.13 Mécanisme de fission - Rapport de Rami (eq. 6.2), en utilisant le rapport du nombre de protons sur le nombre de tritons (figure du haut) et le nombre de tritons sur le nombre de ${}^3\text{He}$ (figure du bas) en fonction de la vitesse parallèle et de la vitesse perpendiculaire au faisceau à 32 MeV/u dans le repère du centre de masse (en unité c). Chacune de ces figures représente les quatre systèmes du $\text{Xe} + \text{Sn}$: en haut à gauche, le système le plus riche en protons ${}^{124}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$; en haut à droite, le système ayant un projectile enrichi en protons et une cible enrichie en neutrons ${}^{124}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$; en bas à gauche, le système ayant un projectile enrichi en neutrons et cible enrichie en protons ${}^{136}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$; et en bas à droite, le système le plus riche en neutrons ${}^{136}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$. Les zones rouges correspondent donc à des zones enrichies en neutrons et les bleues, à des zones enrichies en protons. 136
- 6.14 Mécanisme de multifragmentation - Rapport de Rami (eq. 6.2), en utilisant le rapport du nombre de protons sur le nombre de tritons (figure du haut) et le nombre de tritons sur le nombre de ${}^3\text{He}$ (figure du bas) en fonction de la vitesse parallèle et de la vitesse perpendiculaire au faisceau à 32 MeV/u dans le repère du centre de masse (en unité c). Chacune de ces figures représente les quatre systèmes du $\text{Xe} + \text{Sn}$: en haut à gauche, le système le plus riche en protons ${}^{124}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$; en haut à droite, le système ayant un projectile enrichi en protons et une cible enrichie en neutrons ${}^{124}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$; en bas à gauche, le système ayant un projectile enrichi en neutrons et cible enrichie en protons ${}^{136}\text{Xe} + {}^{112}\text{Sn}$; et en bas à droite, le système le plus riche en neutrons ${}^{136}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$. Les zones rouges correspondent donc à des zones enrichies en neutrons et les bleues, à des zones enrichies en protons. 137
- 6.15 A gauche : Cartes bidimensionnelles de probabilité expérimentale, pour un proton, d'être émis par le Quasi-Projectile (graphe du haut), par la Quasi-Cible (graphe du milieu), et hors équilibre (graphe du bas) en fonction de la vitesse parallèle et de la vitesse perpendiculaire définies dans le centre de masse, pour le système ${}^{124}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$ à 32 MeV/u (en unité c). L'orientation choisie du QP pour les événements étudiés ici, est telle que l'angle φ , dans le centre de masse, est compris entre 0° et 180° . A droite : Mécanisme d'évaporation - Rapport de Rami (eq. 6.2), utilisant le rapport du nombre de protons sur le nombre de tritons en fonction de la vitesse parallèle et de la vitesse perpendiculaire au faisceau à 32 MeV/u dans le repère du centre de masse, pour le système ayant un projectile enrichi en protons et une cible enrichie en neutrons ${}^{124}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$. Les zones rouges correspondent donc à des zones enrichies en neutrons et les bleues, à des zones enrichies en protons. 141
- A.1 Multiplicité moyenne de particules de charge donnée en fonction de la charge pour le système Ar+KCl à 32 (1^{ère} colonne), 52 (2^{ème} colonne) et 74 MeV/u (3^{ème} colonne) dans le repère du laboratoire pour différentes sélections d'événements : 1^{ère} ligne, tous les événements sans sélection ; 2^{ème} ligne, les événements complets ; 3^{ème} ligne, les collisions centrales. 152

A.2	Multiplicité moyenne d'un type de particules en fonction de la vitesse parallèle définie dans le repère du centre de masse, normalisée à la vitesse de la lumière, pour le système Ar+KCl à 32 (1 ^{ère} colonne), 52 (2 ^{ème} colonne) et 74 MeV/u (3 ^{ème} colonne) pour les événements complets.	153
A.3	Graphes bidimensionnels présentant la charge en fonction de la vitesse parallèle pour le système Ar+KCl à 32 (1 ^{ère} colonne), 52 (2 ^{ème} colonne) et 74 MeV/u (3 ^{ème} colonne) pour les collisions centrales obtenues en effectuant une coupure en multiplicité. La vitesse est définie dans le repère du laboratoire et normalisée à la vitesse de la lumière. La première ligne correspond aux données d'INDRA ; la seconde, aux événements simulés par ELIE ; et la troisième, à ceux obtenus avec HIPSE.	154
A.4	Graphes donnant l'évolution de l'énergie cinétique moyenne des particules en fonction de leur charge pour le système Ar+KCl à 32 (1 ^{ère} colonne), 52 (2 ^{ème} colonne) et 74 MeV/u (3 ^{ème} colonne). L'énergie cinétique est déterminée dans le repère du centre de masse pour différentes sélections d'événements : 1 ^{ère} ligne, tous les événements sans sélection ; 2 ^{ème} ligne, les événements complets ; 3 ^{ème} ligne, les collisions centrales.	155
A.5	Graphes présentant l'écart-type de la distribution d'énergie cinétique en fonction de la charge des particules pour le système Ar+KCl à 32 (1 ^{ère} colonne), 52 (2 ^{ème} colonne) et 74 MeV/u (3 ^{ème} colonne) dans le repère du centre de masse pour différentes sélections d'événements : 1 ^{ère} ligne, tous les événements sans sélection ; 2 ^{ème} ligne, les événements complets ; 3 ^{ème} ligne, les collisions centrales.	156
A.6	Graphes présentant l'énergie moyenne d'un type donné de particules en fonction du cosinus de son angle polaire défini dans le repère du centre de masse pour le système Ar+KCl à 32 (1 ^{ère} colonne), 52 (2 ^{ème} colonne) et 74 MeV/u (3 ^{ème} colonne).	157
A.7	La première ligne correspond aux distributions normalisées des vitesses relatives et la deuxième ligne correspond aux distributions normalisées des angles relatifs, entre les trois plus gros fragments de l'événement pris deux à deux pour le système Ar+KCl à 32 (1 ^{ère} colonne), 52 (2 ^{ème} colonne) et 74 MeV/u (3 ^{ème} colonne) pour les collisions centrales dans le repère du centre de masse.	158
A.8	Multiplicité moyenne de particules de charge donnée en fonction de la charge pour le système Ni+Ni à 32 (1 ^{ère} colonne), 52 (2 ^{ème} colonne) et 82 MeV/u (3 ^{ème} colonne) dans le repère du laboratoire pour différentes sélections d'événements : 1 ^{ère} ligne, tous les événements sans sélection ; 2 ^{ème} ligne, les événements complets ; 3 ^{ème} ligne, les collisions centrales.	159
A.9	Multiplicité moyenne d'un type de particules en fonction de la vitesse parallèle définie dans le repère du centre de masse, normalisée à la vitesse de la lumière, pour le système Ni+Ni à 32 (1 ^{ère} colonne), 52 (2 ^{ème} colonne) et 82 MeV/u (3 ^{ème} colonne) pour les événements complets.	160

A.10	Graphes bidimensionnels présentant la charge en fonction de la vitesse parallèle pour le système Ni+Ni à 32 (1 ^{ère} colonne), 52 (2 ^{ème} colonne) et 82 MeV/u (3 ^{ème} colonne) pour les collisions centrales obtenues en effectuant une coupure en multiplicité. La vitesse est définie dans le repère du laboratoire et normalisée à la vitesse de la lumière. La première ligne correspond aux données d'INDRA ; la seconde, aux événements simulés par ELIE ; et la troisième, à ceux obtenus avec HIPSE.	161
A.11	Graphes donnant l'évolution de l'énergie cinétique moyenne des particules en fonction de leur charge pour le système Ni+Ni à 32 (1 ^{ère} colonne), 52 (2 ^{ème} colonne) et 82 MeV/u (3 ^{ème} colonne). L'énergie cinétique est déterminée dans le repère du centre de masse pour différentes sélections d'événements : 1 ^{ème} ligne, tous les événements sans sélection ; 2 ^{ème} ligne, les événements complets ; 3 ^{ème} ligne, les collisions centrales.	162
A.12	Graphes présentant l'écart-type de la distribution d'énergie cinétique en fonction de la charge des particules pour le système Ni+Ni à 32 (1 ^{ère} colonne), 52 (2 ^{ème} colonne) et 82 MeV/u (3 ^{ème} colonne) dans le repère du centre de masse pour différentes sélections d'événements : 1 ^{ère} ligne, tous les événements sans sélection ; 2 ^{ème} ligne, les événements complets ; 3 ^{ème} ligne, les collisions centrales.	163
A.13	Graphes présentant l'énergie moyenne d'un type donné de particules en fonction du cosinus de son angle polaire défini dans le repère du centre de masse pour le système Ni+Ni à 32 (1 ^{ère} colonne), 52 (2 ^{ème} colonne) et 82 MeV/u (3 ^{ème} colonne).	164
A.14	La première ligne correspond aux distributions normalisées des vitesses relatives, et la deuxième ligne correspond aux distributions normalisées des angles relatifs, entre les trois plus gros fragments de l'événement pris deux à deux pour le système Ni+Ni à 32 (1 ^{ère} colonne), 52 (2 ^{ème} colonne) et 82 MeV/u (3 ^{ème} colonne) pour les collisions centrales dans le repère du centre de masse.	165
B.1	Charge du Quasi-Projectile en fonction de l'énergie transverse normalisée pour le système $Xe + Sn$ à 50 MeV/u : à gauche, les résultats de HIPSE et à droite, ceux de ELIE. Ces résultats sont comparés aux données obtenues avec INDRA (étoiles rouges pour la calorimétrie 3D et cercles vides noirs pour la calorimétrie standard).	168
B.2	Energie d'excitation moyenne du quasi-projectile (MeV/u) en fonction de l'énergie transverse normalisée pour le système $Xe + Sn$ à 50 MeV/u : à gauche, les résultats de HIPSE et à droite, ceux de ELIE. Ces résultats sont comparés aux données obtenues avec INDRA (étoiles rouges pour la calorimétrie 3D et cercles vides noirs pour la calorimétrie standard).	169

- B.3 Corrélations moyennes entre la charge du Quasi-Projectile reconstruit (en haut à gauche) et l'énergie transverse des particules légères normalisées pour la collision Xe+Sn à 50 MeV/u. Corrélations moyennes entre la charge totale des noyaux sous forme de fragments (en haut à droite), ou sous forme de particules (en bas à gauche) dans la charge totale du Quasi-Projectile et l'énergie transverse normalisée. Les lignes noires correspondent aux résultats obtenus avec la calorimétrie standard, et les rouges à ceux de la calorimétrie 3D. 170
- B.4 Corrélations moyennes entre la masse du Quasi-Projectile reconstruit (en haut à gauche) et l'énergie transverse des particules légères normalisées pour la collision Xe+Sn à 50 MeV/u. Corrélations moyennes entre la masse totale des noyaux sous forme de fragments (en haut à droite), ou sous forme de particules (en bas à gauche), ou sous forme de neutrons (en bas à droite) dans la masse totale du Quasi-Projectile et l'énergie transverse normalisée. Les lignes noires correspondent aux résultats obtenus avec la calorimétrie standard, et les rouges à ceux de la calorimétrie 3D. 171
- B.5 Corrélations moyennes entre l'énergie d'excitation du Quasi-Projectile reconstruit (en haut à gauche) et l'énergie transverse des particules légères normalisées pour la collision Xe+Sn à 50 MeV/u. Corrélations moyennes entre l'énergie d'excitation totale des noyaux sous forme de fragments (en haut à droite), ou sous forme de particules (au milieu à gauche), ou sous forme de neutrons (au milieu à droite), ou le bilan en masse (en bas à gauche) dans l'énergie d'excitation totale du Quasi-Projectile et l'énergie transverse normalisée. Les lignes noires correspondent aux résultats obtenus avec la calorimétrie standard, et les rouges à ceux de la calorimétrie 3D. 172
- B.6 Courbes caloriques présentant l'évolution de la température mesurée apparente en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon mesurée par la calorimétrie 3D, avec les incertitudes expérimentales, pour le système Xe+Sn. La mesure de la température a été effectuée à partir de spectres énergétiques de protons émis dans le domaine angulaire pris comme référence pour la calorimétrie 3D. 173
- C.1 Différentes distributions d'énergie cinétique des protons dans le repère du QP (à gauche) et dans celui de la QC (à droite) pour le système $Ni + Ni$ à 52 MeV/u, pour la quatrième tranche en énergie transverse normalisée. Les lignes rouges correspondent à la distribution totale ; les vertes, à la distribution pondérée par la probabilité associée au repère choisi ; les bleues, à la distribution associée à l'autre émetteur dans le repère choisi. Les lignes noires correspondent à la distribution d'énergie cinétique des protons, qui n'ont pas été évaporés, dans chacun des repères choisis. 176

C.2	Différentes distributions d'énergie cinétique des deutons dans le repère du QP (à gauche) et dans celui de la QC (à droite) pour le système $Ni + Ni$ à $52 \text{ MeV}/u$, pour la quatrième tranche en énergie transverse normalisée. Les lignes rouges correspondent à la distribution totale ; les vertes, à la distribution pondérée par la probabilité associée au repère choisi ; les bleues, à la distribution associée à l'autre émetteur dans le repère choisi. Les lignes noires correspondent à la distribution d'énergie cinétique des deutons, qui n'ont pas été évaporés, dans chacun des repères choisis.	177
C.3	Différentes distributions d'énergie cinétique des tritons dans le repère du QP (à gauche) et dans celui de la QC (à droite) pour le système $Ni + Ni$ à $52 \text{ MeV}/u$, pour la première tranche en énergie transverse normalisée, soit pour des événements périphériques. Les lignes rouges correspondent à la distribution totale ; les vertes, à la distribution pondérée par la probabilité associée au repère choisi ; les bleues, à la distribution associée à l'autre émetteur dans le repère choisi. Les lignes noires correspondent à la distribution d'énergie cinétique des tritons, qui n'ont pas été évaporés, dans chacun des repères choisis.	178
C.4	Différentes distributions d'énergie cinétique des tritons dans le repère du QP (à gauche) et dans celui de la QC (à droite) pour le système $Ni + Ni$ à $52 \text{ MeV}/u$, pour la huitième tranche en énergie transverse normalisée, soit pour des événements centraux. Les lignes rouges correspondent à la distribution totale ; les vertes, à la distribution pondérée par la probabilité associée au repère choisi ; les bleues, à la distribution associée à l'autre émetteur dans le repère choisi. Les lignes noires correspondent à la distribution d'énergie cinétique des tritons, qui n'ont pas été évaporés, dans chacun des repères choisis.	179

Étude systématique de la dynamique et de la thermodynamique des systèmes nucléaires symétriques ou quasi-symétriques étudiés avec le multidétecteur INDRA par des méthodes probabilistes nouvelles.

Lors de réactions nucléaires dissipatives, un transfert important d'énergie se produit entre le projectile et la cible. Une partie de l'énergie mécanique initiale est emmagasinée sous forme d'énergie thermique dans les noyaux en interaction. Afin de suivre l'évolution de leur comportement lorsque cette énergie augmente, deux techniques de calorimétrie ont été utilisées : l'une dite « calorimétrie 3D » validée et optimisée au cours de cette thèse ; l'autre dite « calorimétrie standard », déjà très utilisée par la communauté scientifique. Celles-ci ont permis de reconstruire les caractéristiques de Quasi-Projectiles chauds, produits lors de réactions entre systèmes symétriques ou quasi-symétriques. Les avantages et les inconvénients de chacune d'elles ont été étudiés grâce à deux générateurs d'événements, HIPSE et ELIE, modélisant les processus physiques intervenant lors de ces collisions mais qui diffèrent par le scénario de formation du noyau chaud. Cette étude systématique a permis de déterminer pour quelle température et quelle énergie d'excitation par nucléon, des noyaux de masse intermédiaire passent d'un état de liquide nucléaire chaud à un état de gaz nucléaire. Les informations obtenues par la « calorimétrie 3D » ont permis aussi d'isoler en partie la composante dite de prééquilibre. Ce résultat a été confirmé expérimentalement par une nouvelle utilisation du degré de liberté d'isospin (rapport neutron/proton), comme 'marqueur' dans l'espace des vitesses.

Mots clés :

Multidétecteur 4π , Thermodynamique nucléaire, Collisions (physique nucléaire), Energie d'excitation, Modèles nucléaires, Courbes caloriques, Températures limites des noyaux, Isospin

Systematic study of the dynamics and the thermodynamics of symmetric or quasi-symmetric nuclear systems studied with the multidetector INDRA with new probabilistic methods.

In dissipative nuclear reactions, an important transfer of energy takes place between the projectile and the target. Part of the initial mechanical energy is stored as thermal energy in the nuclei. To study the behavior of nuclei when this energy increases, two methods based on calorimetry were used : a so-called " 3D calorimetry ", validated and optimized in the present work and another so-called « standard calorimetry », already used by the scientific community. They allowed to reconstruct the characteristics of hot Quasi-Projectiles, produced in symmetric or quasi-symmetric reactions. The advantages and disadvantages of each of these methods, have been studied using two event generators, HIPSE and ELIE, modeling the physical processes occurring during collisions but differing by the scenario of hot nucleus formation. This systematic study allowed to determine at which temperature and which excitation energy per nucleon, nuclei of intermediate mass evolve from a nuclear liquid state to a nuclear gaseous state. The information obtained by the " 3D calorimetry" also allowed to isolate the preequilibrium component. This result was experimentally confirmed by a new use of the isospin degree of freedom (the ratio neutron/proton), as a 'tracer' in the velocity space.

Key-words :

Multidetector 4π , Nuclear thermodynamics, Collisions (nuclear physics), Excitation energy, Nuclear models, Caloric curves, Limiting temperature of nuclei, Isospin

Discipline : Physique nucléaire, Constituants Élémentaires et Physique Théorique

Laboratoire de Physique Corpusculaire – U.M.R. 6534
ENSICAEN – 6, boulevard Maréchal Juin 14050 Caen Cedex - France