



**HAL**  
open science

# Dynamique de production des clusters dans les collisions de Xe+Sn entre 32 et 150 A MeV

Tom Genard

► **To cite this version:**

Tom Genard. Dynamique de production des clusters dans les collisions de Xe+Sn entre 32 et 150 A MeV. Physique [physics]. Normandie Université, 2023. Français. NNT : 2023NORMC269 . tel-04483956

**HAL Id: tel-04483956**

**<https://theses.hal.science/tel-04483956v1>**

Submitted on 29 Feb 2024

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

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

# THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité **PHYSIQUE**

Préparée au sein de l'**Université de Caen Normandie**

**Dynamique de production des clusters dans les collisions de  
Xe+Sn entre 32 et 150 A MeV**

Présentée et soutenue par

**TOM GENARD**

**Thèse soutenue le 21/11/2023**

devant le jury composé de :

M. JOSE BENLLIURE	Professeur - SANTIAGO DE COMPOSTELL - UNIVERSIDAD	Rapporteur du jury
MME MARIA COLONNA	Directeur de recherche - Institut national de physique nucléaire	Rapporteur du jury
M. DOMINIQUE DURAND	Directeur de recherche au CNRS - 14 GANIL de CAEN	Membre du jury
MME SILVIA PIANTELLI	Chargé de recherche - Institut national de physique nucléaire	Membre du jury
MME SYLVIE HUDAN	Directeur de recherche - Université de l'indiana à Bloomington	Président du jury
M. ABDELOUAHAD CHBIHI	Directeur de recherche au CNRS - 14 GANIL de CAEN	Directeur de thèse

Thèse dirigée par **ABDELOUAHAD CHBIHI** (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds)



# Remerciements

Bon, je crois que c'est l'étape finale de la rédaction, probablement celle qui marquera vraiment la conclusion de ces trois années de thèse, et huit années à l'université.

Tout d'abord, je voudrais remercier Jose Benlliure et Maria Colonna d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse. Vos remarques et suggestions ont vraiment permis d'améliorer ce manuscrit. Je voudrais également remercier Sylvie Hudan, pour avoir présidé mon jury, ainsi que pour m'avoir également permis d'améliorer mon manuscrit, tant sur le plan scientifique que grammatical. Je remercie également Silvia Piantelli pour avoir accepté de faire partie de mon jury, et pour m'avoir également suggéré des améliorations importantes de mon manuscrit.

Je voudrais également remercier Navin Alahari, et Patricia Roussel-Chomaz, pour m'avoir accueilli au sein du GANIL en tant que directeur et directrice. Je tenais également à remercier Patricia, Fanny Farget, et Gilles de France pour avoir autorisé ma prolongation de thèse d'un mois, qui m'a permis de finaliser dans de bonnes conditions des résultats qui se sont révélés importants.

Je voulais particulièrement remercier Abdelouahad Chbihi, Abdou, pour m'avoir choisi pour conduire ce travail de recherche, et pour avoir été mon directeur de thèse et mon encadrant pendant ces trois ans. Malgré les résultats parfois difficiles à obtenir, sur ces données presque aussi vieilles que moi, tu ne m'as jamais lâché. Je tenais sincèrement à te remercier, à avoir supporté mes défauts, peut-être mon manque de rigueur (surtout au début), et mes problèmes de rédaction. Si en sortant de cette thèse, je me sens meilleur scientifique, c'est bien grâce à toi.

Je voulais également remercier Dominique Durand. Tu as été une source de conseils sans fin, toujours prêt à répondre à toutes mes questions naïves. Je te remercie pour tes discussions que l'on a eues, pour le travail que l'on a réalisé ensemble (même si malheureusement, on n'a pas pu aller aussi loin que l'on voulait), et pour avoir accepté de faire partie de mon jury.

Et enfin, bien entendu, il est important pour moi de remercier toute la collaboration INDRA-FAZIA, qui m'a accepté dès mon stage de L2. Merci à Olivier de m'avoir fait confiance durant mes multiples stages. Merci également à John, Diego, Emmanuel, Nicolas, Olivier et Rémi ainsi qu'au reste de la collaboration pour m'avoir, présentation après présentation, aidé à m'améliorer à l'oral, à l'écrit, et d'un point de vue scientifique.

Je voulais remercier Quentin Fable et Arnaud Le Fèvre. Quentin, tu as toujours répondu présent pour m'aider lors de ma thèse, et je t'en remercie. Il faut vraiment qu'un jour, on organise ce travail sur du *machine learning* ! Entre fans respectifs de *Disco Elysium*, je n'ai qu'une chose à dire : *HARDCORE TO THE MEGA* ! Arnaud, nous n'avons travaillé ensemble que très tardivement sur cette thèse. Mais malgré cela, nos discussions ont toujours été fascinantes, et ta connaissance de la physique (surtout la physique d'INDRA) était vraiment pour moi source d'inspiration. Merci pour ton aide, et j'espère pouvoir continuer de travailler avec toi à l'avenir.

Et enfin, pour terminer cette section, je voulais remercier Julien Gibelin pour m'avoir permis de faire cours, autant à l'Université avec les biophysiques, qu'à l'IUT. Malgré le fait que j'ai sous-estimé le temps que ça allait me prendre, ça a été une expérience fantastique de me retrouver de l'autre côté du bureau, en cours. Tu as également fait partie de mon CSI, en compagnie de Christelle Stodel. Je vous remercie pour vos conseils importants concernant le déroulement de ma thèse.

Pendant ces huit ans à l'université, j'ai rencontré beaucoup de monde, mais je voulais en particulier remercier avec qui j'ai passé le plus de temps, les survivants.

Triss, dès la L1, nous nous sommes tout de suite bien entendu, suffisamment pour que l'on finisse, de la L2 à la première année de thèse, en collocation dans une chambre de 20 m<sup>2</sup> Crous, une colloc de rêve. Merci pour toutes ces années, et bon courage à Paname. Paul, Tristan, Erwan, je vous connais depuis un moment. On était ceux qui ont survécu aux éliminations de chaque fin d'année! Je suis content de vous connaître et de vous avoir comme amis. Merci pour les sessions de révisions, mais surtout de *gaming* sur *Civ VI*, sur *Minecraft*, et sur *Smash Ultimate*. Je souhaite tout le courage, la force, et l'honneur à Paul et Erwan pour leur fin de thèse.

Enfin, en entrant en thèse, j'ai rencontré pas mal de monde, un univers vaste de personnes qui se sont retrouvés à faire de la physique nucléaire, qu'ils le veuillent ou non.

Julien, mon guide dans la collaboration INDRA. Tu m'as fait voir la lumière de ROOT, et *presque* de DOOMEMACS. Merci pour tout ce temps que tu nous as consacré, tu as laissé un vide chez les doctorants et nous n'avons jamais trouvé le « Nouveau Julien ». Vincent, tu es la seule personne à pouvoir se vanter de m'avoir fait faire du sport volontairement. J'étais toujours content de discuter avec toi, parce qu'à chaque fois, j'apprenais quelque chose, et c'était génial. Nos conversations journalières vont beaucoup me manquer. Alexis, je suis extrêmement content de t'avoir rencontré, et d'avoir passé trois ans à prendre des pauses-café et à discuter de Portal, malgré les discussions de la troisième année sur les notations qui n'allaient nulle part. José Pablo, n'oublie jamais, que tu le veuilles ou non, tu es le plus français d'entre nous. Alex, je te souhaite le meilleur pour l'année qu'il te reste, garde l'équilibre, c'est la dernière ligne droite. Antoine, on a parlé de tellement de choses en physique et en philosophie des sciences avec Vincent, je crois qu'on n'a jamais fini un raisonnement là où on l'avait commencé. Merci de m'avoir aidé à organiser les MasterDocs, à m'avoir ramené chez moi beaucoup trop de fois quand Alexis était parti. Enfin Marius, je voulais te remercier d'avoir été l'exemple de forme physique de tout le corps doctoral, et de nous avoir montré ce qu'était qu'être un *sigma*. Courage à vous pour la fin.

Enfin, je ne vais malheureusement pas pouvoir m'attarder sur les autres doctorants que j'ai pu rencontrer. On n'a partagé qu'une année au GANIL, mais ça a été un plaisir de discuter avec vous tous. Je voulais à vous remercier, en vous souhaitant le meilleur pour ce qu'il vous reste à faire!

Hors du cadre de la physique, mais tout de même des sources de soutien durant toutes ces années, je voulais remercier le trio de la 64, Stevie, Thomas, Faustyn, ainsi que Mickaël et toute ma "seconde famille".

Et enfin, au tour de celui que j'ai habilement systématiquement oublié de mentionner et qui se demande quand est-ce que ça va être son tour. Sacha, depuis la L1 on traîne ensemble dans les couloirs du Campus 2, dans les salles de cours, à la BU, en TP, partout. Merci pour toutes

ces années, j'espère bien qu'il y en aura d'autres. Et merci d'avoir utilisé ta gomme, même si elle nous a condamnés à vivre dans cette *timeline*.

Les remerciements se terminent généralement par la famille, bien que ce soit là où tout a commencé. Je tiens à remercier mes parents, qui m'ont toujours soutenu et encourager à aller jusqu'au bout. Merci à mes frères, ma sœur, mon oncle, ma tante, mes cousins et tous les membres de ma famille qui ont été là, à toujours me soutenir dans ce rêve fou de devenir docteur en physique. Merci également à Alain, qui a une place importante dans ma passion pour l'astronomie.

Enfin, je veux remercier mes grands-parents, Eugène et Georgette Génard, qui malheureusement sont partis avant que je puisse défendre ma thèse. Je voudrais exprimer ma reconnaissance, et ma gratitude pour tout le temps et le soutien que vous m'avez apporté. C'est pour cela que je tenais à dédier cette thèse à vous deux. J'y suis enfin arrivé. Merci pour tout, je ne vous oublierai jamais.

# Table des matières

Table des matières	4
<b>1 Introduction</b>	<b>7</b>
<b>2 Contexte et aspects théoriques</b>	<b>11</b>
2.1 Paramétrisation de l'équation d'état . . . . .	11
2.2 Stade actuel . . . . .	14
2.2.1 <i>Clusterisation</i> dans la modélisation de collisions . . . . .	14
2.2.2 Mouvements collectifs et effets de compression . . . . .	18
2.2.3 Libre parcours moyen, pouvoir d'arrêt, et transparence . . . . .	19
2.2.4 Calcul de densité avec pBUU et TDHF . . . . .	22
2.2.4.1 Le modèle pBUU . . . . .	22
2.2.4.2 Le modèle TDHF . . . . .	22
2.2.4.3 Calculs de densité . . . . .	23
2.2.5 Calcul de densité avec BNV . . . . .	24
2.2.5.1 Le modèle BNV . . . . .	24
2.2.5.2 Calculs de densité . . . . .	25
2.3 Modèle participant-spectateur . . . . .	25
2.4 Générateur d'évènements : ELIE . . . . .	28
2.4.1 Hypothèses générales . . . . .	28
2.4.1.1 Distribution d'impulsion dans la zone de recouvrement . . . . .	28
2.4.1.2 Estimation de la densité maximale atteinte dans la zone de recouvrement . . . . .	29
2.4.1.3 Calcul de la partition nucléaire dans la zone de recouvrement . . . . .	30
2.4.1.4 Décroissance et propagation des particules dans l'état final . . . . .	33
2.4.2 Résultats du modèle ELIE pour quelques observables . . . . .	33
<b>3 Le dispositif expérimental : INDRA</b>	<b>35</b>
3.1 Géométrie . . . . .	35
3.2 Détection . . . . .	36
3.2.1 Chambres d'ionisation ( <i>ChIo</i> ) . . . . .	38
3.2.2 Détecteurs silicium ( <i>Si</i> ) . . . . .	39
3.2.3 Cristaux scintillateurs ( <i>CsI(Tl)</i> ) . . . . .	39
3.3 INDRA à GSI (4e campagne) . . . . .	40
3.4 Limites énergétiques de détection : effets de rebroussement . . . . .	40
3.5 INDRA-FAZIA . . . . .	40
<b>4 Caractéristiques globales des évènements</b>	<b>43</b>

4.1	$^{124,129}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$ à 100 A MeV . . . . .	43
4.1.1	Comparaison générale des données . . . . .	43
4.1.1.1	Distributions de charge . . . . .	44
4.1.1.2	Distributions de multiplicité totale . . . . .	45
4.1.2	Distributions angulaires des particules légères . . . . .	46
4.2	$^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ de 65 à 150 A MeV . . . . .	49
4.2.1	Comparaison générale des données . . . . .	49
4.2.1.1	Distributions de charge . . . . .	50
4.2.1.2	Distributions de multiplicité totale . . . . .	51
4.2.2	Distributions angulaires des particules légères . . . . .	51
4.3	$^{124,136}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$ à 32 et 45 A MeV . . . . .	53
4.3.1	Comparaison générale des données . . . . .	53
4.3.1.1	Distributions de charge . . . . .	54
4.3.1.2	Distributions de multiplicité totale . . . . .	54
4.3.2	Distributions angulaires des particules légères . . . . .	55
4.4	Comparaison entre ELIE et données expérimentales . . . . .	57
4.4.1	Filtre expérimental . . . . .	57
4.4.2	Comparaisons générales . . . . .	58
<b>5</b>	<b>Sélection et caractérisation de la zone participante</b>	<b>59</b>
5.1	Méthodes de sélection de la zone participante . . . . .	59
5.1.1	Motivations . . . . .	59
5.1.2	Sélection angulaire des produits de la zone participante . . . . .	60
5.1.2.1	Description . . . . .	60
5.1.2.2	Optimisation de l'ouverture angulaire . . . . .	61
5.1.3	Bilan . . . . .	63
5.2	$^{124,129}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$ à 100 A MeV . . . . .	67
5.2.1	Comparaison générale de la zone participante . . . . .	67
5.2.2	Multiplicité moyenne absolue . . . . .	69
5.2.3	Multiplicité moyenne normalisée . . . . .	73
5.2.4	Comparaison entre zone participante avant et arrière . . . . .	75
5.2.5	Comparaison entre zone spectatrice et participante . . . . .	76
5.2.6	Rapports isotopiques de production . . . . .	79
5.2.6.1	Comparaison des rapports isotopiques entre zones participantes et spectatrices . . . . .	80
5.2.6.2	Comparaison des rapports isotopiques de la zones participante en fonction du paramètre d'impact . . . . .	80
5.3	Comparaison avec le modèle ELIE . . . . .	84
5.3.1	Multiplicités moyennes dans la zone participante . . . . .	84
5.3.2	Rapports isotopiques de production . . . . .	87
5.4	Conclusions . . . . .	88
<b>6</b>	<b>Évolution de la zone participante avec l'énergie incidente</b>	<b>93</b>
6.1	Motivations . . . . .	93
6.2	$^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ à 150, 100, 80 et 65 A MeV, $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ à 45 et 32 A MeV . . . . .	94
6.2.1	Distribution de la multiplicité moyenne . . . . .	94
6.2.2	Distributions de l'énergie transverse . . . . .	100
6.2.3	Énergie transverse moyenne . . . . .	104



6.2.3.1	LCP ( $Z < 3$ ) . . . . .	104
6.2.3.2	IMF ( $3 \leq Z \leq 6$ ) et HMF ( $Z > 6$ ) . . . . .	104
6.3	Estimation expérimentale de la densité . . . . .	106
6.3.1	Effets de compression et densité nucléonique . . . . .	106
6.3.1.1	Formulation théorique . . . . .	107
6.3.1.2	Application aux données . . . . .	108
6.3.2	Comparaison avec le modèle ELIE . . . . .	115
6.3.3	Comparaison avec le modèle BUU@VECC-McGill . . . . .	121
6.3.4	Comparaison avec d'autres modèles de transport . . . . .	122
6.3.5	Étude préliminaire de la dépendance en densité de la production de clusters	123
6.3.6	Conclusions . . . . .	125
	<b>Conclusion</b>	<b>127</b>
	<b>Perspectives</b>	<b>131</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>133</b>

# Chapitre 1

## Introduction

En 1931, Lev Landau prédit l'existence d'astres froids, suffisamment massifs pour que la densité atteigne un maximum, un état où les noyaux atomiques se confondent pour former un objet compact[1]. Plus tard, après la découverte du neutron, la prédiction et l'observation d'étoiles à neutrons permet d'établir un parallèle entre l'objet astrophysique, et la dynamique des nucléons dans les noyaux atomiques. Ces deux extrêmes sont reliés par un même modèle thermodynamique, l'équation d'état de la matière nucléaire[2]. Cette équation est au cœur de nombreux modèles de transports, décrivant la matière nucléonique, et contrainte par des observations astronomiques et, en laboratoire, par des collisions de noyaux.

Depuis les années 1970, des efforts théoriques et expérimentaux importants ont été déployés afin de contraindre les paramètres de cette équation. En particulier, son comportement loin de la symétrie proton-neutron est de premier plan, car sa compréhension est nécessaire afin de décrire des objets hautement asymétriques, comme les étoiles à neutrons, ou la nucléosynthèse. Son évolution en fonction de la densité est également nécessaire lors de modélisations du comportement de ces astres, ainsi que de la modélisation de la compression d'étoiles à l'origine de supernovæ de type II. Ces deux variables sont néanmoins difficiles à étudier en laboratoire loin des conditions d'équilibre, et nécessitent des installations particulières permettant la reconstruction de la réaction.

Les accélérateurs de particules permettent l'étude de la matière nucléaire, dans des conditions extrêmes. La matière nucléaire est comprimée, portée à hautes températures, et devient très sensible aux paramètres de l'équation d'état. L'accélération d'ions lourds à des énergies au-delà de l'énergie de Fermi a montré que des effets collectifs radiaux sont témoins de la compressibilité du noyau[3]. Ces paramètres sont de mieux en mieux connus, mais nécessitent des techniques expérimentales de plus en plus précises.

L'avènement de détecteurs  $4\pi$  comme le détecteur INDRA, à l'origine des données étudiées ici, a permis d'obtenir une image plus détaillée de la topologie de la réaction. La capacité de ces détecteurs à détecter, et à identifier les particules émises lors de collisions d'ions lourds permet la reconstruction complète de l'évènement. Cette reconstruction met en évidence une grande production de noyaux légers, les *clusters* à des vitesses intermédiaires, entre celle de la cible et du projectile[4, 5, 6]. Ces particules sont identifiées comme formées dynamiquement, à partir d'interactions nucléon-nucléon. Ces noyaux sont donc sensibles à l'équation d'état de la matière nucléaire, et témoignent de l'état du système lors de la collision, au moment de leur formation. Autour de l'énergie de Fermi, des effets de diffusion d'isospin entre le projectile et la cible ont ainsi été mis en évidence[7, 8, 9]. Des études calorimétriques de la réaction ont également été effectuées, à partir des rémanents du projectile[10, 11]. Ces études ont montré l'impact des

émissions dynamiques de la mi-rapidité dans la mesure de la température du système, et plus particulièrement des particules légères.

La description de milieux dynamiques composés de nucléons est donc un problème encore ouvert. Les interactions nucléon-nucléon dans un milieu dense, régies par l'interaction forte, ne sont décrites par aucune théorie. Sa compréhension est pourtant nécessaire dans la modélisation d'objets variés composés de nucléons, du noyau atomique, aux astres compacts astrophysiques. La construction de modèles, fondés sur des approximations capables d'en décrire les caractéristiques, est donc impérative. Dans le cadre de cette analyse, nous allons discuter de l'équation d'état de la matière nucléaire, qui est un des outils généralement utilisé pour la décrire.

### Équation d'état de la matière nucléaire

L'équation d'état de la matière nucléaire (ou *Equation of State of Nuclear Matter*, *EoS-NM*) est une description thermodynamique, statistique, d'un système idéal, composé d'un nombre infini de nucléons à température nulle. Elle décrit la relation entre les variables d'état intensives et extensives du système nucléaire.

Dans le cadre de l'astrophysique, l'équation d'état de la matière nucléaire est utilisée dans le modèle Tolman-Oppenheimer-Volkoff afin de décrire des objets compacts et homogènes[12]. Elle est employée dans la modélisation d'étoiles à neutrons, des objets proches de la matière neutronique pure. Pour ces objets extrêmement denses, l'équation d'état peut être contrainte par une mesure précise de la relation entre la masse et le rayon de l'astre. La masse est déterminée à partir d'observations astronomiques. La vitesse de rotation d'étoiles à neutrons émettant des flux de particules dans notre direction à intervalles réguliers, les *pulsars*, est une observable directement liée à la masse. L'intensité des rayons X émis par ces astres[13], la rotation autour du barycentre d'un système binaire[14], ou la récente détection d'ondes gravitationnelles sont également utilisées afin d'estimer la masse d'étoiles à neutrons[15]. Le rayon de l'astre est en revanche entièrement dépendant du modèle employé, et reste un sujet complexe à traiter observationnellement.

Dans le cadre de modèles nucléaires, l'équation d'état est généralement exprimée comme la relation entre l'énergie par nucléon  $e$ , la densité  $\rho$ , la température  $T$ , et l'asymétrie neutron-proton du système, l'isospin  $\delta$ . Expérimentalement, la valeur de cette équation d'état est connue pour une densité nominale, dite de saturation, correspondant à la densité du fluide nucléaire retrouvé dans le cœur de noyaux lourds. Elle correspond à une matière nucléaire à l'équilibre, à température nulle[16]. L'évolution de l'*EoS-NM* lorsque les conditions s'éloignent de la condition de saturation est en revanche peu connue. L'expérience doit ainsi imposer des contraintes pour des conditions exotiques du milieu nucléaire. En particulier, la caractérisation de la dépendance en densité de l'équation d'état a été le sujet d'études théoriques et expérimentales poussées. Il s'agit du sujet de cette thèse.

La production des *clusters* a été remarquée comme sensible à différentes paramétrisations de la dépendance en densité de l'équation d'état. Cette sensibilité se traduit par une différence de production absolue des *clusters* légers comme le  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ , ou le  $^3\text{He}$  en fonction des paramètres choisis[17]. Les rapports de production entre deux *clusters* isobares, comme le  $^3\text{H}$  et l' $^3\text{He}$ , sont également reconnus comme sensibles aux paramètres choisis[17]. C'est pour ces raisons que les *clusters* sont au cœur de l'étude réalisée ici.

La paramétrisation de l'équation d'état va être abordé dans le chapitre 2. Cette équation est employée au cœur de modèles de transports, tel qu'AMD[18, 19, 20], mais également dans des modèles statistiques, comme RMF[21, 22]. La dépendance en densité de l'équation d'état est le sujet principal de notre étude. Nous allons donc présenter, dans le cadre de trois modèles de transports (BNV, pBUU et TDHF), les résultats théoriques correspondant au calcul de la densité maximale atteinte lors de la collision.

Dans ce chapitre, nous allons également présenter le modèle participant-spectateur utilisé dans cette analyse. Ce modèle simple de collisions d'ions lourds à énergie incidente intermédiaire permettra de définir la provenance des nucléons produits dynamiquement, et de les séparer des produits d'évaporation. Cette image est fondamentale au générateur d'évènement semi-classique ELIE. Ce modèle permettra une première comparaison avec les résultats expérimentaux.

## Données expérimentales

Notre analyse expérimentale est réalisée à partir de données collectées lors de la 4<sup>e</sup> campagne de mesure du multidétecteur INDRA, réalisée à GSI entre 1998 et 1999. Dans le chapitre 3, le dispositif expérimental sera brièvement présenté. Les caractéristiques des détecteurs utilisés par INDRA seront abordées. Durant cette campagne, des collisions de Xe+Sn jusqu'à 250 A MeV ont été étudiées. Nous nous limitons à 150 A MeV d'énergie incidente, car au-delà une large perte de particules traversant le détecteur est attendue.

Les données utilisées lors de cette analyse correspondent à des collisions de  $^{124,129}\text{Xe}+^{112,124}\text{Sn}$ . Elles ont été collectées pour des énergies incidentes de 65, 80, 100 et 150 A MeV. Le modèle participant-spectateur employé est adapté à ces énergies, et correspond à la gamme en énergie pour lequel le modèle ELIE a été optimisé. Les quatre paires cible-projectile ne sont disponibles que pour une énergie incidente de 100 A MeV. Le système  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  est la seule paire disponible pour les trois autres énergies. Afin de compléter l'analyse jusqu'à l'énergie de Fermi, les systèmes  $^{124,136}\text{Xe}+^{112,124}\text{Sn}$  à 32 et 45 A MeV, issus de la 5<sup>e</sup> campagne de mesure d'INDRA, sont également étudiés. Dans le chapitre 4, ces données sont présentées à partir d'observables générales, et quelques comparaisons sont réalisées.

## Analyse expérimentale de collisions Xe+Sn au-delà de l'énergie de Fermi

Le sujet de ce travail de thèse s'inscrit dans le contexte de collisions d'ions lourds, de l'énergie de Fermi, à 150 A MeV. Il repose sur l'étude du mécanisme de production de noyaux formés dynamiquement, les *clusters*, dans une région chaude du système lors de collisions d'ions lourds à énergie incidente intermédiaire. Cette étude est divisée en deux parties.

Tout d'abord, une description statique, en étudiant la multiplicité des noyaux légers émis dans la zone de mi-rapidité, et sa sensibilité à l'isospin. Cette multiplicité est extraite de la réaction en réalisant une sélection angulaire transversale, dans le référentiel du centre de masse. Cette sélection permet de s'affranchir de la majeure partie des contributions issues des zones spectatrices, tout en conservant les produits de la zone participante. À partir de cette sélection, la multiplicité moyenne est extraite de quatre systèmes de  $^{124,129}\text{Xe}+^{112,124}\text{Sn}$ , pour une énergie incidente de 100 A MeV. L'évolution de la multiplicité avec la richesse en neutron de la cible et du projectile témoigne des interactions et échanges entre les noyaux de la voie d'entrée. Les

résultats expérimentaux sont ensuite comparés aux résultats obtenus à partir du modèle ELIE. La composition de la zone participante est ainsi le sujet du chapitre 5.

Dans un second temps, les propriétés dynamiques sont étudiées à partir de la cinématique de ces mêmes particules, afin de caractériser des effets collectifs. Lors de collisions au-delà de l'énergie de Fermi, il est attendu que la zone participante soit comprimée, et atteigne des densités supérieures à la densité de saturation. Une phase d'expansion suit la compression de la matière nucléaire. Les noyaux de la zone participante vont être émis autour du centre de masse, en un mouvement collectif appelé « écoulement radial ». Ces noyaux possèdent des caractéristiques cinématiques signant la densité atteinte lors de la phase de compression. Dans cette seconde partie, nous allons tenter d'extraire la composante de l'énergie cinétique des *clusters* correspondant à la compression. Cette composante sera reliée à la densité au moyen d'hypothèses communes avec le modèle ELIE. Une densité maximale est calculée en fonction de l'énergie incidente. C'est le sujet du chapitre 6. Ces résultats sont comparés aux modèles de transport décrits dans le chapitre 2, ainsi qu'avec les résultats du modèle ELIE.

À partir de ces deux études de la zone participante, et des *clusters* émis par cette source, nous allons construire une image expérimentale de la dynamique de production dans un milieu chaud, comprimé, et mal comprise par les modèles théoriques. Les observations au cours de cette analyse peuvent ainsi contraindre les modèles, qui doivent être capables de reproduire les phénomènes observés. Ces contraintes vont se répercuter sur l'équation d'état, et principalement, sur le terme d'énergie de symétrie.

# Chapitre 2

## Contexte et aspects théoriques

### 2.1 Paramétrisation de l'équation d'état

L'équation d'état de la matière nucléaire peut être décomposée en une série de Taylor[23]. Le premier terme est appelé terme *isoscalaire*, et est indépendant de l'asymétrie du système  $\delta$  (ou isospin). Les termes qui en dépendent forment le terme *isovecteur* de l'équation d'état. Généralement, cette relation est exprimée jusqu'au deuxième ordre, les termes d'ordre supérieurs étant négligeables pour la matière nucléaire ordinaire avec  $\delta \ll 1$  [24, 25] :

$$e(\rho, \delta) = e(\rho, \delta = 0) + e_{sym}(\rho)\delta^2 + \mathcal{O}(\delta^4) \quad (2.1)$$

$$\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$$

**Terme isoscalaire, matière symétrique** -  $e(\rho, \delta = 0)$  correspond à l'énergie par particule de la matière nucléaire symétrique, avec  $N = Z$ . Ce terme peut être paramétrisé, en réalisant un développement limité autour de  $(\rho - \rho_0)/\rho_0$ . Nous obtenons ainsi :

$$e(\rho, \delta = 0) = S_{sat}(\rho_0) + \frac{K_{sat}}{18} \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + \mathcal{O} \left\{ \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^3 \right\} \quad (2.2)$$

$S_{sat}(\rho_0)$  est la contribution en énergie de la matière nucléaire à densité de saturation. Sa valeur est connue avec précision, car elle peut être déduite des énergies de liaisons issues de tables de masse et du modèle de la goutte liquide[26]. Le terme de deuxième ordre est le terme d'incompressibilité de la matière nucléaire. En laboratoire, elle est contrainte par l'étude de résonances géantes monopolaires[27, 28, 29].

**Terme isovecteur, matière asymétrique** -  $e_{sym}$  est l'énergie de symétrie. Dans cette description, elle correspond à la différence entre la matière nucléaire symétrique et la matière neutronique pure. Ce terme dépend de la densité du milieu  $\rho = \rho_p + \rho_n$ , et correspond à la dérivée seconde de l'énergie par nucléon (équation 2.3).

$$e_{sym}(\rho) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 e(\rho, \delta)}{\partial \delta^2} \Bigg|_{\delta=0} \quad (2.3)$$

L'énergie de symétrie peut également être paramétrisée en réalisant un développement limité autour de  $(\rho - \rho_0)/\rho_0$ . On obtient ainsi une série infinie de termes dépendant de la densité[23] :

$$e_{sym}(\rho) = e_{sym}(\rho_0) + \frac{L_{sym}}{3} \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + \frac{K_{sym}}{18} \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + \mathcal{O} \left\{ \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^3 \right\} \quad (2.4)$$

avec  $L_{sym}$  la dépendance linéaire en densité, et  $K_{sym}$  la dépendance de deuxième ordre en densité.

Cette deuxième partie de l'équation d'état est moins contrainte par l'expérience que la précédente. Elle possède deux degrés de libertés pouvant être explorés. Les asymétries accessibles par collisions d'ions lourds ne dévient que très peu de la matière symétrique. C'est ainsi un milieu réservé à l'astrophysique, en particulier à l'étude d'étoiles à neutrons. Les collisions d'ions lourds permettent de faire varier la densité de la matière nucléaire. Nous explorons ainsi des domaines de densité inférieures, et supérieures, à la densité de saturation. Les effets liés à ces différences sont plus faibles. Mais, les efforts théoriques et expérimentaux de ses trois dernières décennies ont permis la détermination des paramètres  $L_{sym}$  et  $K_{sym}$  de l'équation 2.4[30].

Les termes de la partie isoscalaire de l'*EoS-NM* ont été contraints par de nombreux résultats expérimentaux, et sont connus avec une faible incertitude jusqu'au deuxième ordre. La partie isovecteur est en revanche moins connue.  $S_{sym}$  est le terme le mieux connu, car il est estimé à partir des énergies de liaison, et obtenu à partir de formule de Bethe-Weizsäcker issue du modèle de la goutte liquide[31].

Les paramètres d'ordre supérieurs, en particulier  $L_{sym}$  et  $K_{sym}$  sont difficiles à étudier dans le cadre de collisions d'ions lourds. Le paramètre  $L_{sym}$  est d'intérêt particulier, car il peut être déduit expérimentalement par un grand nombre de méthodes. Ces valeurs sont généralement corrélées avec  $S_{sym}$ [32]. La figure 2.1(a) montre cette corrélation, déterminée par diverses méthodes expérimentales et théoriques. Il est attendu que la valeur réelle de  $S_{sym}$  et  $L_{sym}$  se situe dans la zone d'intersection de ces résultats.

Les résultats expérimentaux à partir de l'étude de noyaux, appuyés par les données astrophysiques provenant de l'étude d'étoiles à neutrons, ont permis de réduire l'incertitude sur la valeur de  $L_{sym}$ , et de restreindre les valeurs possibles de  $K_{sym}$ . La recherche de méthodes apportant de meilleures contraintes est active, et les valeurs évoluent rapidement. Nous pouvons néanmoins présenter les valeurs de référence de ces paramètres, publiés en 2019 par Li et al.[30]. Les valeurs moyennes obtenues sont :  $S_{sym} = 31,6 \pm 2,7$  MeV,  $L_{sym} = 58,9 \pm 16$  MeV, et  $-400 \leq K_{sym} \leq 100$  MeV.

L'incertitude sur ces facteurs donne lieu à différentes paramétrisations du terme isovecteur de l'équation d'état. Elles décrivent des milieux nucléaires très différents, et n'ont comme point commun que la valeur de l'énergie de symétrie à la densité de saturation,  $S_{sym}$ , et l'origine. La figure 2.1(b) schématise les différentes classes de modèles, en montrant l'évolution de l'énergie de symétrie en fonction de la densité. Une évolution purement linéaire, avec un terme parabolique négligeable, est appelé modèle *stiff*. Dans le cas d'une évolution parabolique, avec une énergie de symétrie strictement croissante, nous parlons de modèle *superstiff*. Dans le cas d'une inflexion de cette évolution au point de saturation, avec une énergie de symétrie qui décroît pour des densités élevées, nous parlons de modèle *soft*.

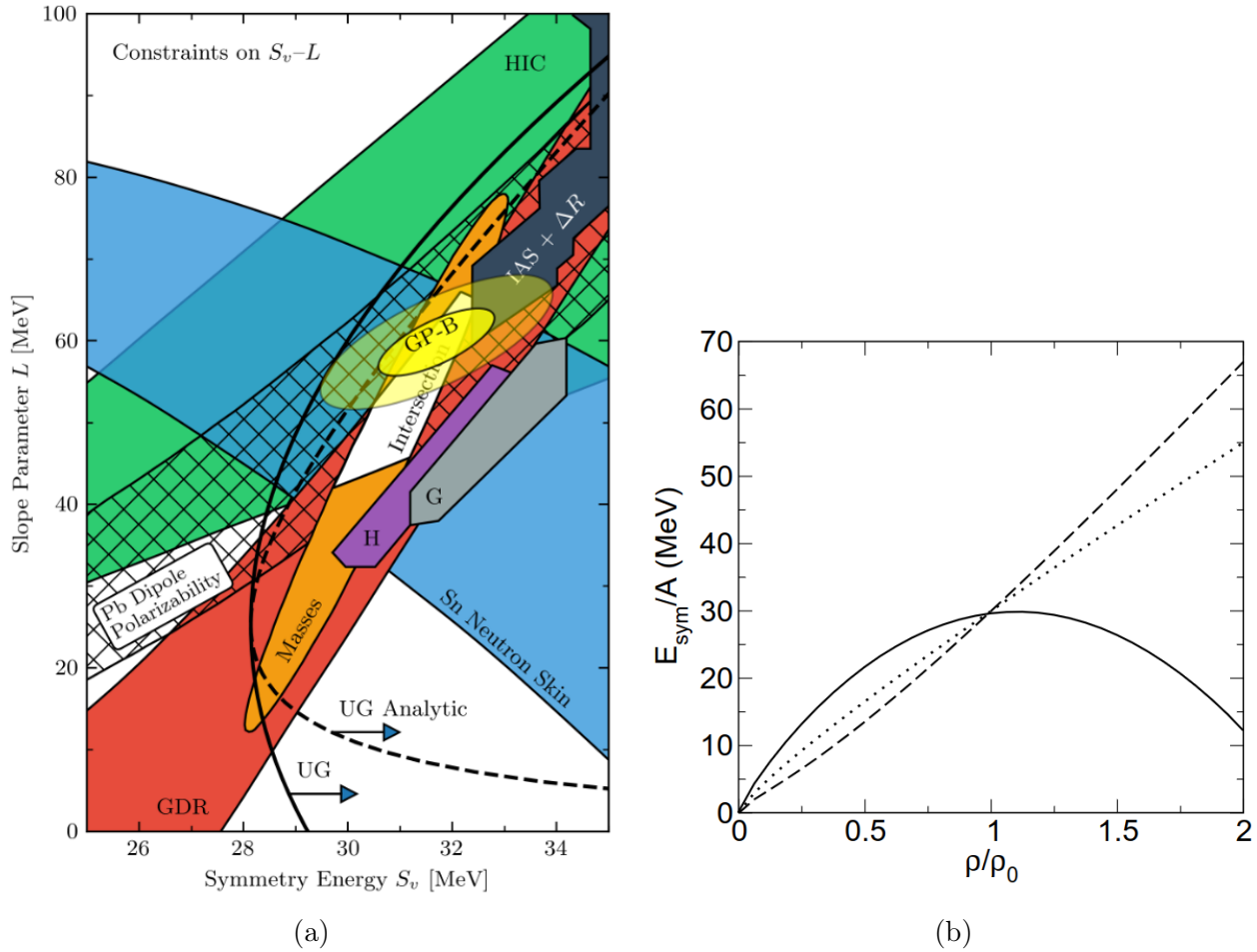


FIGURE 2.1 – (a) Contraintes imposées par diverses expériences sur la corrélation entre  $S_{sym}$  et  $L_{sym}$ . Les contraintes expérimentales proviennent des collisions d'ions lourds (HIC), de l'épaisseur des peaux de neutrons des isotopes de l'étain, des résonances dipolaires géantes (GDR), de la polarisabilité dipolaire du  $^{208}\text{Pb}$  et des masses nucléaires. Les références pourront être trouvées sur la publication originale[33].

(b) Exemples de paramétrisation de l'énergie de symétrie : *stiff* (ligne pointillée), *soft* (ligne pleine) et *superstiff* (ligne en tirets)[34].

Expérimentalement, l'étude de la matière nucléaire s'est principalement intéressée à des densités inférieures à la densité de saturation. Dans cette région, l'énergie de symétrie, et sa relation avec la densité, ont pu être fortement contraints par des collisions d'ions lourds[35]. Très peu d'études de la matière nucléaire à haute densité ont eu lieu en revanche, car elles demandent d'étudier la matière comprimée, lors de collisions à haute énergie par exemple. L'évolution de l'énergie de symétrie à haute densité est donc un sujet d'intérêt, capital pour contraindre les paramètres d'ordre plus élevés.



## 2.2 Stade actuel

### 2.2.1 *Clusterisation* dans la modélisation de collisions

Le processus de formation dynamique des noyaux légers lors de la réaction est encore aujourd'hui un problème ouvert. L'absence d'une théorie générale de l'interaction nucléon-nucléon dans un milieu oblige l'utilisation de modèles. Ces modèles, allant du semi-classique aux modèles de transport, décrivent des dynamiques de formations pouvant être radicalement différentes. Elle cherchent à décrire le processus d'agrégation de nucléons, ou *clusterisation*, formant des noyaux légers dynamiquement, des « agrégats » ou *clusters*.

La formation de ces agrégats a été montrée comme extrêmement sensible à l'équation d'état[36]. En particulier, la compréhension de la dynamique de formation de ces agrégats permet d'accéder à la dépendance entre la densité et l'énergie de symétrie.

Dans le cadre de modèles de transports[37, 38], la formation de ces agrégats est modélisée du point de vue de l'équation d'état, et de l'énergie de liaison. La matière nucléaire, lors de la collision, peut atteindre des densités en dessous de la densité de saturation lors de la phase d'expansion. Le milieu nucléaire peut être ici modélisé comme un gaz de Fermi homogène, transitionnant vers une phase « liquide » lorsque la température et la densité diminuent. À faible densité, la matière nucléaire devient instable.

Ce phénomène est reproduit dans les modèles en formant des agrégats de manière à minimiser l'énergie potentielle dans la zone d'interaction[39]. La formation de ces *clusters* a permis d'expliquer les multiplicités importantes observées des deutons[40]. Plus récemment, l'ajout de la formation de *clusters* aux modèles de transport ont permis d'améliorer la concordance des modèles avec les résultats expérimentaux[20, 41]. En particulier, elle corrige en partie la production des tritons et les  $^3\text{He}$ , difficiles à décrire sans la prise en compte de ce mode de formation[17].

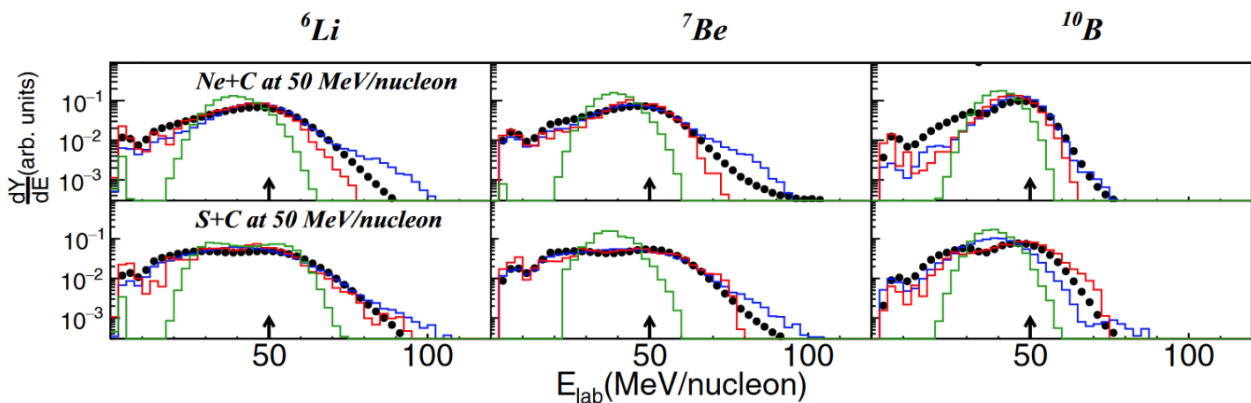


FIGURE 2.2 – Distributions de l'énergie cinétique dans le référentiel du laboratoire de noyaux de  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$  et  $^{10}\text{B}$ , pour des collisions de Ne+C et S+C à 50 A MeV d'énergie incidente. Les points noirs représentent les données expérimentales obtenues lors de l'expérience FAZIA-Cor. L'histogramme vert représente le résultat du modèle AMD sans formation de *clusters*, et en rouge le résultat avec la formation des *clusters*. L'histogramme bleu représente le résultat obtenu avec le modèle HIPSE[42].

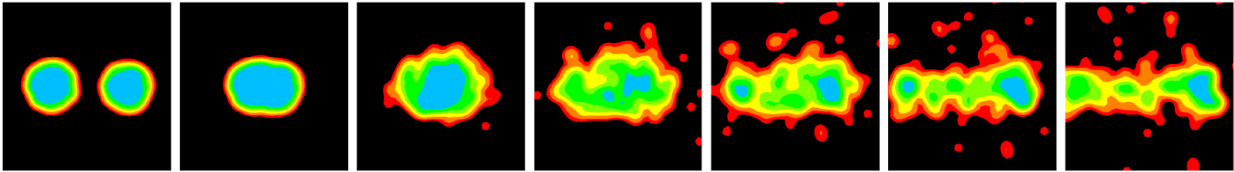
La cinématique des *clusters* les plus énergétiques reste néanmoins difficile à reproduire avec des modèles de transports. La figure 2.2[42] présente, pour des systèmes de Ne+C et S+C

à 50 A MeV d'énergie incidente, la distribution en énergie cinétique du  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$  et  ${}^{10}\text{B}$ . Les résultats expérimentaux obtenus lors de l'expérience FAZIA-Cor sont comparés aux résultats du modèle AMD avec, et sans *clusterisation*, ainsi qu'à ceux du modèle semi-classique HIPSE[43]. Le modèle de transport AMD reproduit correctement une grande partie de la distribution. Mais la queue de la distribution, correspondant à des énergies cinétiques très élevées, ne sont pas toujours reproduites. En revanche, le modèle HIPSE arrive à reproduire ces noyaux rapides. Cette différence s'explique par des conditions différentes de formation des *clusters*. AMD forme les *clusters* à basse densité, comme la majorité des modèles de transports, alors qu'HIPSE forme des *clusters* à haute densité. La cinématique des *clusters* est donc sensible à la densité. Cette dépendance doit donc être caractérisée.

### Dépendance en densité de la formation des *clusters*

Le système peut atteindre des densités faibles lors de la phase d'expansion de la réaction, portée par l'écoulement radial. Elle est observée pour des énergies incidentes au delà de l'énergie de Fermi, où une compression suffisante est atteinte pour obtenir une répulsion importante. Ce phénomène est illustré dans la figure 2.3 pour le modèle AMD[20].

(a) basic AMD



(b) AMD with clusters

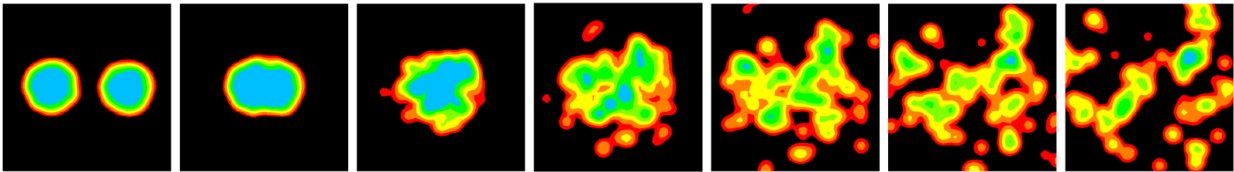


FIGURE 2.3 – Comparaison de la distribution en densité au cours de la collision pour deux modèles AMD[18], sans *clusterisation* (en haut) et avec *clusterisation* (en bas), pour un système de Xe+Sn à 50 A MeV d'énergie incidente, et par pas de 40 fm/c. On remarque que la clusterisation forme des noyaux plus lourds, et émis dans toutes les directions[20].

Il est également possible d'atteindre des basses densités à des énergies incidentes plus faibles. Pour des collisions d'énergies incidentes proches, ou en dessous, de l'énergie de Fermi, le temps d'interaction est suffisant pour que les noyaux projectile et cible se déforment. Lors de collisions périphériques, les échanges de nucléons (ou « transport d'isospin ») entre les deux noyaux forment un col de matière. La densité de la matière nucléaire dans ce col est donc faible, suffisamment pour observer la formation de *clusters* par transition de phase. Le gradient en densité entre projectile, cible, et col, induit un transport d'isospin. Deux phénomènes peuvent ainsi être observés : la migration, et la diffusion d'isospin. La migration d'isospin transporte les protons de zones de basses densités, vers des zones de hautes densités, enrichissant de fait le

col en neutrons[44]. Quant à elle, la diffusion tend à réduire le gradient d'isospin entre le col riche en neutrons et le rémanent des noyaux de la voie d'entrée[7, 45, 46]. Ces deux phénomènes dépendent du terme d'énergie de symétrie[46].

Expérimentalement, il a été montré pour des collisions de  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$  à 35 A MeV d'énergie incidente que les émissions à mi-rapidité étaient enrichies en neutrons[47]. Ils correspondent à des produits formés dynamiquement par *clusterisation*. Cet enrichissement montre ainsi la présence d'une zone de matière nucléaire à basse densité, indicateur expérimental d'un col. Elle montre ainsi une voie possible d'étude de l'énergie de symétrie à basse densité.

La transition de phase n'est pas le seul modèle de formation des clusters. D'autres modèles postulent que la *clusterisation* est le résultat de l'agrégation de nucléons proches dans l'espace des phases de Wigner. Ce processus est appelé « coalescence ». La coalescence est généralement réalisée en prenant un nombre aléatoire de nucléons de la zone participante, et en déterminant si l'énergie relative de ces nucléons dans le référentiel de leur centre de masse est inférieure à un seuil en énergie limitant. Cette méthode n'est pas uniquement fondée sur des principes thermodynamiques, mais principalement sur des principes combinatoires. Afin de reproduire les multiplicités de particules observées expérimentalement, ainsi que leur cinématique, il est néanmoins nécessaire de postuler une densité suffisamment élevée. Le modèle ELIE, par exemple, emploie des densités au delà de la saturation pour obtenir, à partir de la coalescence, une bonne reproduction des données expérimentales (voir section 2.4).

L'hypothèse de formation de *cluster* à basse densité est employée dans la majorité des modèles de transports actuels. Mais des développements récents, comme le modèle dcQMD[48, 49], ou les versions les plus récentes du modèle AMD, émettent la possibilité d'une formation de *clusters* à plus haute densité[50]. Dans le contexte de cette nouvelle version d'AMD, les *clusters* peuvent se former dans des conditions de densités supérieures à la densité de saturation. La densité du milieu dépasse la densité de Mott, la densité limite maximale théorique de formation des clusters décrite par des modèles statistiques, et au-delà duquel les *clusters* sont dissous dans le milieu nucléaire[51]. L'hypothèse postulée dans ce modèle est que ces agrégats peuvent tout de même se former, mais de manière éphémère. Lorsque qu'ils sont dans un milieu nucléaire à haute densité, ils sont considérés comme « virtuels ». Certains de ces noyaux vont subsister suffisamment longtemps pour devenir des *clusters* lors de la phase d'expansion, lorsque la densité du milieu descend en dessous de la densité de Mott. Appliquée à un système de Xe+Xe à 250 A MeV d'énergie incidente, le modèle AMD montre que la majorité des *clusters* observables proviennent d'une région centrale de très haute densité atteinte au coeur de la collision. Ces résultats sont illustrés sur la figure 2.5.

Malgré l'incertitude sur le mécanisme de formation des agrégats, une constante subsiste. Les noyaux légers sont des témoins directs de l'état de la matière au cours de leur formation. Ce sont des sondes importantes de l'énergie de symétrie. Il est donc capital d'étudier des observables reliées, et sensibles, à ce processus de formation.

Les modèles de transport intégrant une paramétrisation de l'énergie de symétrie permet de quantifier l'impact de cette incertitude sur différentes propriétés des *clusters*. En particulier, la multiplicité des particules émises va dépendre de la forme de la dépendance en densité de l'énergie de symétrie. La figure 2.7 (a) présente, pour le modèle IBUU, l'évolution de la multiplicité de noyaux légers en fonction du temps lors de collisions centrales. Cette étude est

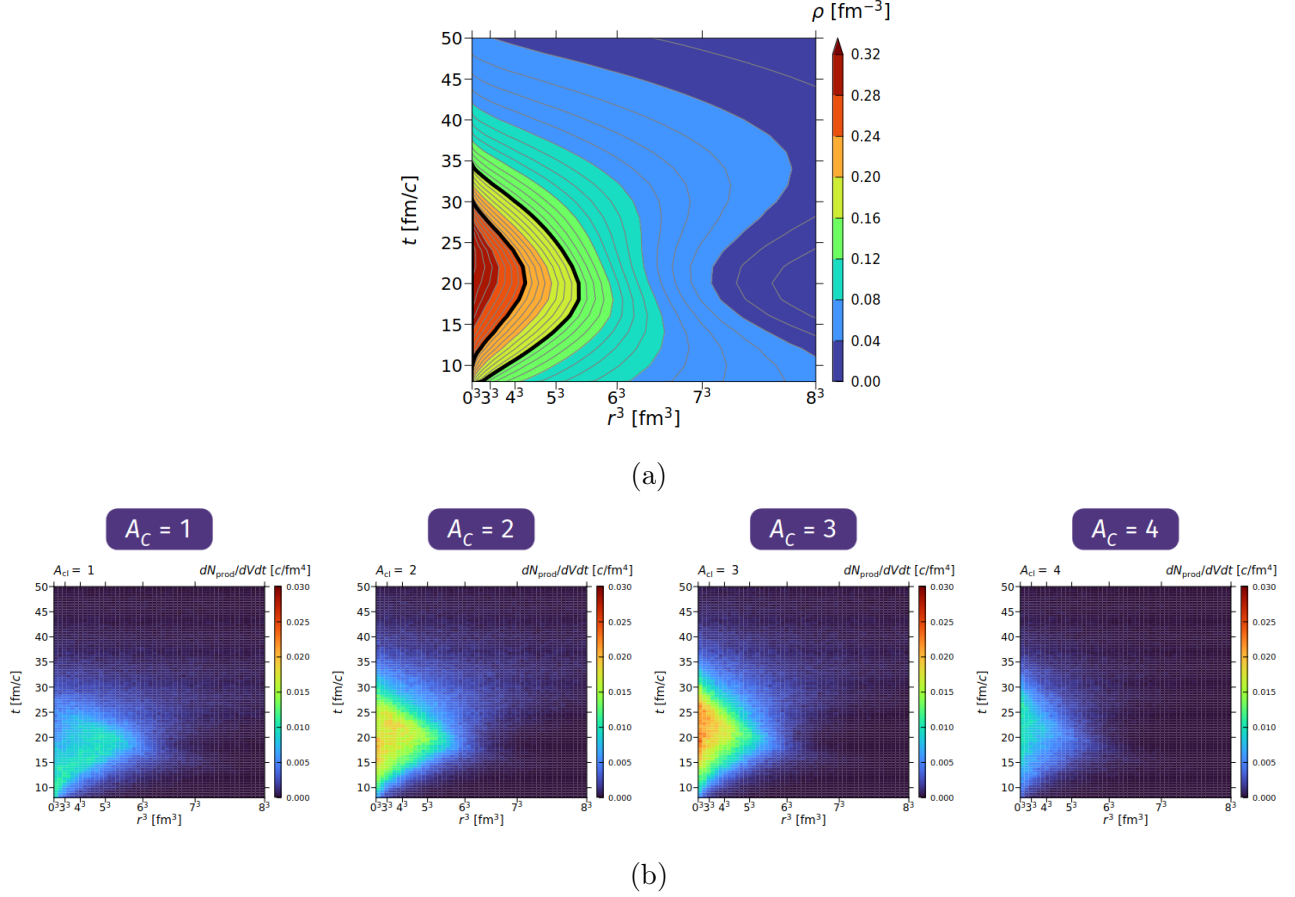


FIGURE 2.5 – Résultats obtenus pour un système de Xe+Xe à 250 A MeV d'énergie incidente, pour la version récente d'AMD[50]. (a) Représentation de la densité en fonction de la distance au centre, au cube, et du temps. Nous constatons que le maximum de  $2\rho_0$  est atteint au centre du système, autour de 20 fm/c. (b) Dans le même repère, représentation de l'instant et du lieu de formation des *clusters*  $A = 1, 2, 3$  et 4. La majorité des *clusters*  $A > 1$  sont formés au centre de la collision, autour de 20 fm/c, là où le maximum de densité est atteint.

réalisée pour un système de  $^{52}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ , à 80 A MeV d'énergie incidente, et pour plusieurs paramétrisations de l'énergie de symétrie : *stiff* et *soft*. Nous pouvons ainsi constater que la paramétrisation *stiff* favorise fortement la production de noyaux légers, ici les deutons, tritons et  $^3\text{He}$ . Il s'agit donc d'une observable très sensible à l'énergie de symétrie.

La figure 2.7 (b) présente la relation entre le rapport isobarique  $^3\text{H}/^3\text{He}$  et l'énergie cinétique des *clusters*, pour le même système que précédemment, et pour deux paramétrisations. Nous remarquons de nouveaux une différence importante des valeurs obtenues en fonction de la paramétrisation. En particulier, nous constatons qu'une paramétrisation *soft* augmente la richesse en neutrons des particules très énergétiques. La paramétrisation *stiff* montre le comportement inverse, avec une richesse en neutron diminuant initialement avant d'atteindre un minimum. Ce résultat est directement comparable avec des données expérimentales, et permettent donc d'imposer une contrainte forte sur la paramétrisation à employer.

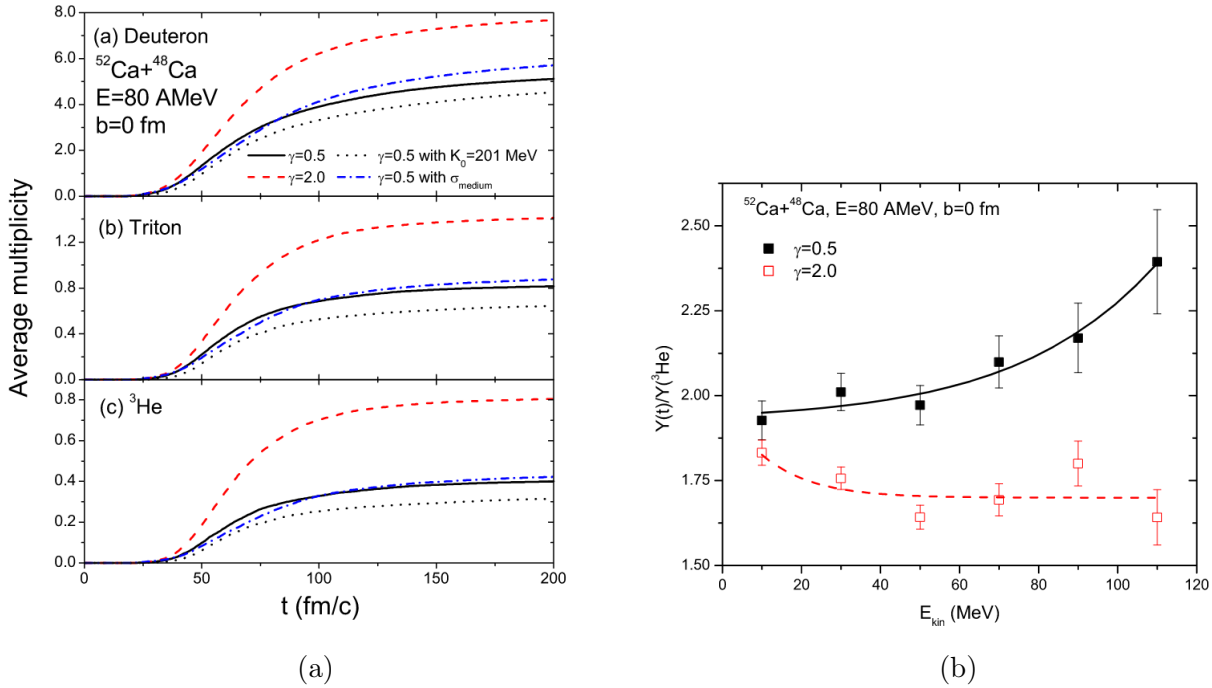


FIGURE 2.7 – Figures comparant, pour le modèle IQMD, les résultats obtenus pour différentes paramétrisations de l'énergie de symétrie[17]. L'énergie de symétrie est ici exprimée comme  $E_{\text{sym}}(\rho) = E_{\text{sym}}(\rho_0)(\rho/\rho_0)^\gamma$ .  $\gamma = 2$  correspond à une paramétrisation *stiff*, et  $\gamma = 0,5$  à une paramétrisation *soft*. (a) Évolution de la multiplicité de deutons, tritons et  ${}^3\text{He}$  formés en fonction du temps. (b) Évolution du rapport  ${}^3\text{H}/{}^3\text{He}$  en fonction de l'énergie cinétique des *clusters*.

Ces deux exemples montrent ainsi que les *clusters* ont un rôle important dans la compréhension de la dépendance en densité de l'énergie de symétrie. La multiplicité des noyaux est une observable statique de la réaction, mais il existe d'autres observables, cinématiques, permettant de caractériser l'effet de la densité sur les *clusters*. La densité atteinte lors de la réaction se traduit en mouvements collectifs, et principalement le mouvement d'expansion du système lié aux effets de compression, qui influencent la cinématique des *clusters*.

### 2.2.2 Mouvements collectifs et effets de compression

La matière nucléaire lors de collisions d'ions lourds peut être soumise à des conditions exotiques. Elle peut atteindre des densités au-delà de la densité de saturation, à des températures élevées. Cette matière compressée va ensuite s'étendre. La dynamique de la réaction lors de cette phase d'expansion va traduire ces conditions physiques en mouvements collectifs. Dans le domaine de la physique macroscopique, ce phénomène est décrit par l'hydrodynamique. Cette description classique relie ainsi les variables d'état du système (comme la masse, la température, ou la pression) avec les propriétés fondamentales d'un fluide. Cette relation est appelée équation d'état, et est analogue à l'équation d'état de la matière nucléaire (*EoS-NM*). Un lien a ainsi été établi entre matière nucléaire et physique des fluides. Les mouvements collectifs ont ainsi pris une place de premier plan dans l'étude de l'*EoS-NM*[52].

Les années 1950 ont vu le développement de modèles nucléaires dynamiques utilisant la mécanique des fluides. S.Z. Belenkij et L.D. Landau présentent en 1955, un modèle hydrodynamique de collision nucléon-noyau[53]. La phase d'expansion y est décrite par le biais d'un fluide idéal, ou les particules sont créées et réabsorbées par le système librement. Ces particules sont ensuite émises lorsque la distance inter-nucléon devient suffisamment élevée. Ce modèle est devenu le modèle de référence pour décrire l'évolution de la matière nucléaire dense et à température élevée, produite lors de collisions à hautes énergies. En parallèle, A.E. Glassgold, W. Heckrotte et K.M. Watson étudient le mécanisme d'ondes hydrodynamiques dans la matière nucléaire, introduisant une méthode de calcul du coefficient de compressibilité de la matière nucléaire[54]. Le développement de ces modèles a montré que nombre d'observables expérimentales sont fortement influencées par ces effets collectifs, tels que la topologie de la réaction, ainsi que la cinématique des particules émises transversalement à l'axe de la réaction[55].

Des sondes expérimentales d'effets collectifs sont également développées entre 1950 et 1980, et plus particulièrement, de l'écoulement radial ou *radial flow*. Ces effets impactent directement la cinématique des particules émises lors de la collision. L'énergie cinétique des particules peut être exprimée comme le résultat d'une somme de contributions distinctes et indépendantes. Elle est ainsi décrite par P. Danielewicz comme la somme d'une contribution "cinétique" ( $e_{kin}$ ) et d'une contribution "potentielle" ( $e_{pot}$ )[56] :

$$e(\rho, T) = e_{kin}(\rho, T) + e_{pot}(\rho) \quad (2.5)$$

La composante cinétique peut être paramétrisée, en séparant la partie indépendante de la température de la partie en dépendant :

$$e(\rho, T) = e_{kin}(\rho, T = 0) + e_{kin}(\rho, T) + e_{pot}(\rho) \quad (2.6)$$

La partie dépendante de la température est nommée "énergie thermique" ( $e_{ther}(\rho, T)$ ), et la partie indépendante "l'énergie de compression" ( $e_{comp}(\rho)$ ). Nous obtenons donc :

$$e(\rho, T) = e_{comp}(\rho) + e_{ther}(\rho, T) + e_{pot}(\rho) \quad (2.7)$$

L'énergie de compression,  $e_{comp}(\rho)$ , est directement reliée à la compression vue précédemment. En étudiant l'émission de particules autour de  $90^\circ$ , il est possible de ne sonder que l'écoulement radial[52]. L'énergie de compression ainsi obtenue devient donc une observable qui peut être reliée à la compression du milieu nucléaire au moment de la collision, et donc à la densité. Les particules émises dans des directions transversales vont particulièrement être influencées par l'écoulement radial. Il est donc possible d'étudier l'énergie de compression en s'intéressant à cette zone de la réaction.

Des variantes de l'expression 2.7 ont ainsi permis de calculer des énergies de compression dans des cadres théoriques variés[37, 57, 58].

### 2.2.3 Libre parcours moyen, pouvoir d'arrêt, et transparence

Le pouvoir d'arrêt d'un milieu est déterminé par sa capacité à arrêter un élément incident, par interaction avec la matière. Il dépend du milieu, de sa densité, mais également de la particule

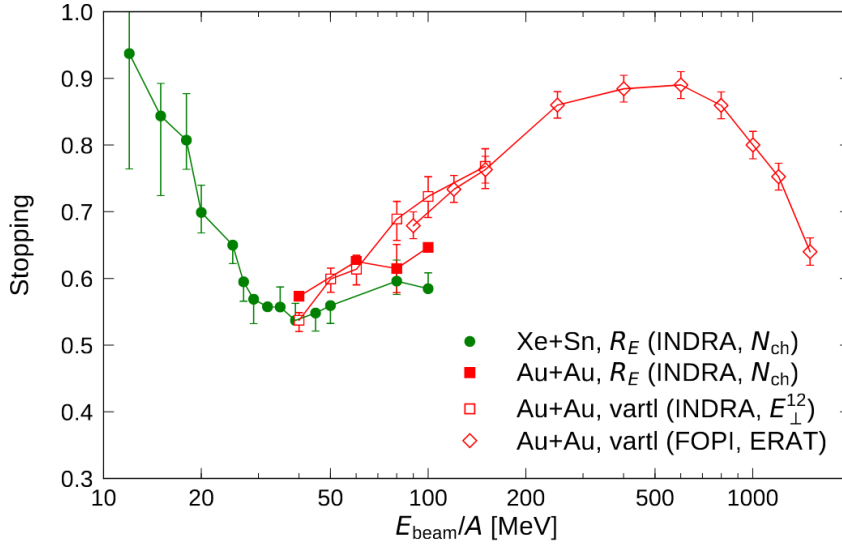


FIGURE 2.8 – Pouvoir d’arrêt en fonction de l’énergie incidente, entre 10 A MeV et 1 A GeV[61, 62]. Les résultats sont obtenus pour des collisions centrales. Cette figure est extraite de la ref. [20].

incidente, de sa vitesse. La nature de ces deux éléments est également un facteur majeur. Le pouvoir d’arrêt est exprimé à partir du libre parcours moyen de la particule dans le milieu. Ce dernier correspond à la distance moyenne que peut parcourir une particule dans un milieu sans collision.

Dans le cas d’un système infini, le pouvoir d’arrêt du milieu est total. Mais le noyau est un système fini, contenu dans un volume donné et déterminé par le rayon de charge du noyau. Il est possible que le libre parcours moyen d’une particule soit donc supérieur au rayon du noyau cible. La particule ne « voit » donc pas de noyau, et passe au travers de la cible inchangé. Cet effet est appelé « transparence ».

Le libre parcours moyen d’un nucléon dans la matière nucléaire dépend de l’énergie incidente. Elle est directement liée à la section efficace d’interaction nucléon-nucléon, qui est mal comprise dans un milieu nucléaire dense. Néanmoins, elle a été le sujet d’études systématiques, cherchant à quantifier le pouvoir d’arrêt de la matière nucléaire. Nous montrons ici sur la figure 2.8 une étude du pouvoir d’arrêt à des énergies incidentes entre 10 et 100 A MeV[59], et l’autre sur le pouvoir d’arrêt entre 90 A MeV et 1.93 A GeV[60], les deux en fonction de l’énergie incidente.

Nous pouvons observer sur la figure 2.8 qu’en dessous de 40 A MeV, le pouvoir d’arrêt diminue lorsque l’énergie du faisceau augmente. Cet effet est dû à l’évolution du libre parcours moyen, qui lui augmente avec l’énergie. C’est à ce point d’inflexion que nous pouvons attendre la plus grande transparence.

Au delà de 40 A MeV d’énergie incidente, le pouvoir d’arrêt augmente de nouveau. Dans la section 2.2.2, nous avons pu voir que la compression de la matière nucléaire augmente lorsque la vitesse du projectile augmente. La compression réduit la distance inter-nucléons dans la zone participante, et donc le libre parcours moyen. La figure 2.8 montre que cette augmentation continue jusqu’à une énergie incidente entre 400 et 500 A MeV.

À plus haute énergie, le milieu devient de nouveau transparent, et le pouvoir d'arrêt chute brutalement.

La dynamique du milieu nucléaire, notamment la composition de la zone participante, est fortement influencée par la transparence. Les effets d'écoulement radial sont, par exemple, des marqueurs de la transparence du milieu nucléaire. Une source anisotrope est en effet attendue si la transparence est élevée, une qualité qui est estimée dans la ref. [60] en utilisant la variance des distributions de rapidité transverse et longitudinale.

La transparence signe également la nature de la composition de la zone participante. Une transparence élevée crée une zone participante isotropiquement très anisotrope. La composition en neutrons et protons de la zone en aval du faisceau de projectile va donc ressembler à celle du projectile. La zone en amont va quant à elle ressembler à la cible. Une transparence faible va en revanche favoriser le mélange homogène des contributions cible et projectile. À transparence nulle, nous pouvons retrouver une anisotropie, mais cette fois-ci en ayant le projectile en amont, et la cible en aval. Dans ce cas, inattendu expérimentalement, les nucléons de la cible sont arrêtés en surface de la cible, et ne se mélangent pas[63]. Un schéma représentant ces différents cas est montré sur la figure 2.9.

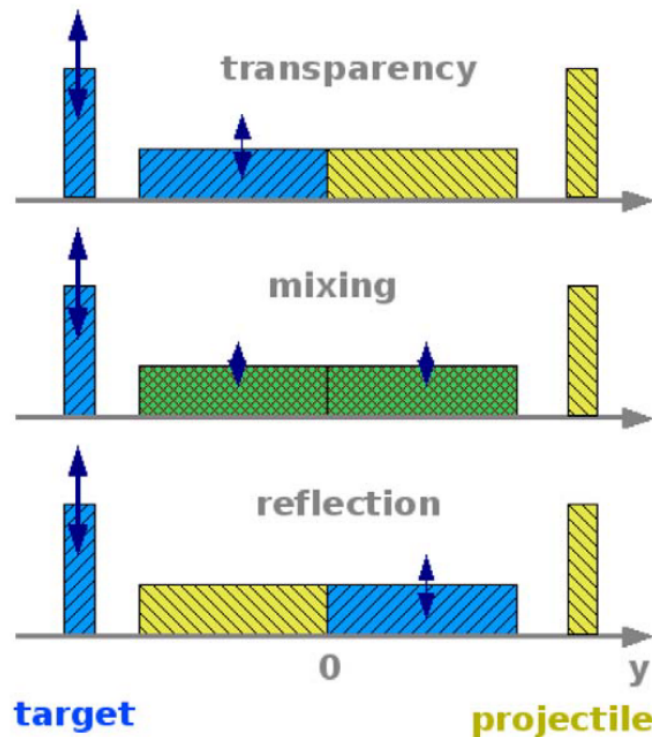


FIGURE 2.9 – Représentation schématique de l'effet de la transparence sur la composition de la zone participante. La première figure représente une situation de transparence élevée. La deuxième représente une situation de transparence faible. La dernière représente une situation de transparence nulle[63].



### 2.2.4 Calcul de densité avec pBUU et TDHF

La densité est une variable d'état clé dans la description du milieu nucléaire. En particulier, la densité maximale atteinte lors de la collision est un marqueur de la compression du système. Des modèles de transports ont ainsi été utilisés afin de déterminer la densité maximale atteinte, en fonction du système et de l'énergie incidente.

Dans cette section, l'étude présentée simule des collisions  $^{100,120}\text{Sn}+^{100,120}\text{Sn}$  entre 0 et 800 A MeV[64]. Les densités maximales sont présentées comme les densités des protons et des neutrons séparément, avant de calculer une densité moyenne totale. Deux modèles sont utilisés, le modèle pBUU adapté aux hautes énergies incidentes, et le modèle TDHF, plus adapté aux faibles énergies.

#### 2.2.4.1 Le modèle pBUU

Le but d'une description dynamique des produits d'une collision à énergie intermédiaire est de déterminer sa solution à l'équation de Schrödinger à n-corps. Ce problème est néanmoins extrêmement complexe pour de grands systèmes. Une solution possible est de simplifier le problème, en prenant une approche statistique et en considérant l'évolution au cours du temps de la distribution de ces n-corps, dans l'espace des phases de Wigner. Cette fonction décrit la probabilité qu'un système se trouve à un point donné de l'espace des phases, à un instant donné.

Cette formulation reste complexe, et des hypothèses doivent encore être postulées. Une hypothèse difficile est celle de l'indépendance des contributions de chaque particule à la distribution finale. Bien qu'elle élimine toute contribution liée au caractère à n-corps du problème, elle permet de trouver une solution qualitative.

L'équation de transport de Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU)[65] est une équation différentielle de l'évolution au cours du temps de cette distribution, composée de  $n$  particules indépendantes, à la limite classique de la fonction de Wigner. Dans cette approximation, on peut décomposer les forces mises en jeu en deux contributions : une contribution « externe », qui correspond aux effets du champ moyen sur les particules, et une force liée aux interactions à deux corps, des collisions. Cette deuxième contribution est remplacée par une approche de Boltzmann, à laquelle est appliqué une modification proposée par Uehling et Uhlenbeck[65]. Le champ moyen est particulièrement important dans ce modèle, et est généralement paramétrisé par une fonction dépendante de la densité.[66]

Une modification de BUU, permettant la formation de pions, a été développée par Danielewicz et al.[67, 68]. Cette modification est nécessaire à haute énergie incidente. Ce modèle, communément référencé comme pBUU, est ici utilisé dans cette étude pour cette raison, car la densité est estimée jusqu'à une énergie incidente de 800 A MeV.

#### 2.2.4.2 Le modèle TDHF

Le modèle TDHF (*Time Dependant Hartree-Fock*) a été proposé par Dirac en 1930[69] comme une extension du modèle d'Hartree-Fock pour un système évoluant au cours du temps. Ce modèle peut être dérivé sur la base du principe variationnel dépendant du temps. Comme pBUU,

le modèle TDHF est un modèle de champ moyen. La différence principale réside dans le traitement des particules individuelles. TDHF est un modèle quantique utilisant les fonctions d'ondes des particules, alors que pBUU utilise une densité de probabilité dans l'espace des phases. L'état initial est donnée par un calcul Hartree-Fock statique. L'évolution dans le temps est donné à partir de solutions auto-consistantes de l'équation de Schrödinger. La densité spatiale des nucléons, ainsi que leur évolution au cours de la collision, sont obtenues.

Le modèle TDHF est utilisé dans la modélisation de collisions d'ions lourds à partir des années 1970[70, 71]. Ce modèle a évolué, et de nouvelles considérations ont été ajoutées, comme les effets d'appariement, et les faiblesses du modèles, comme la mauvaise gestion des effets dus aux fluctuations quantiques, sont corrigées par de nouvelles méthodes stochastiques[72].

Le modèle TDHF est adapté à la modélisation d'effets d'échanges de nucléons. Il est ainsi particulièrement efficace dans la modélisation de collisions à énergie incidente faible, en dessous de 40 A MeV. De plus, TDHF ne prends pas en compte des corrélations autre que le champ moyen, ou les collisions nucléon-nucléon. A plus haute énergie, ou des interactions d'ordres plus élevés sont nécessaires, TDHF n'est plus pertinent[64].

### 2.2.4.3 Calculs de densité

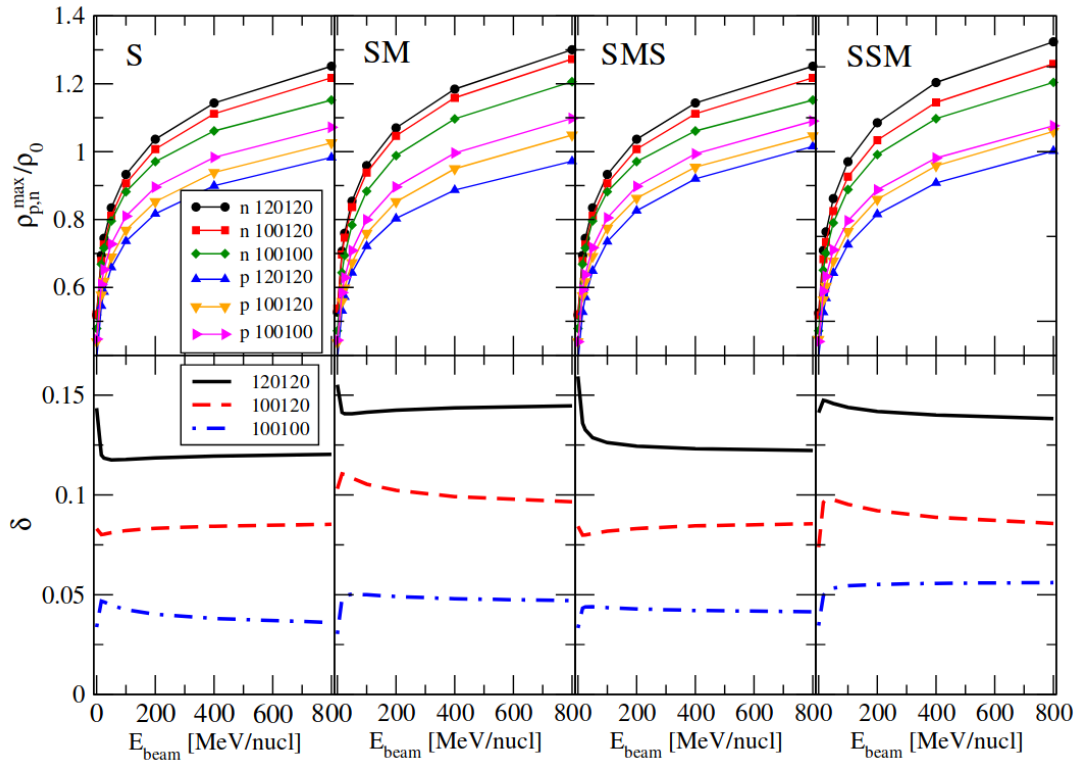


FIGURE 2.10 – Calculs pBUU[64] réalisés pour les systèmes  $^{100,120}\text{Sn}+^{100,120}\text{Sn}$ . Figures du haut : évolution de la densité maximale relative des protons, ainsi que des neutrons,  $\rho_{p,n}^{max}/\rho_0$ , en fonction de l'énergie incidente  $E_{beam}$ , pour les quatre paramétrisations de l'énergie de symétrie. Figures du bas : isospin des noyaux formés dans la zone participante  $\delta$  en fonction de l'énergie incidente.

E <sub>beam</sub> MeV/nucleon	S			SM			SMS			SSM			V		
	120120	100120	100100	120120	100120	100100	120120	100120	100100	120120	100120	100100	120120	100120	100100
0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
16	1.37	1.30	1.38	1.36	1.29	1.34	1.34	1.32	1.36	1.35	1.29	1.36	1.47	1.48	1.44
25	1.47	1.39	1.48	1.46	1.38	1.44	1.45	1.42	1.47	1.45	1.39	1.46	1.54	1.56	1.51
50	1.64	1.55	1.65	1.64	1.55	1.63	1.64	1.60	1.65	1.64	1.56	1.64	1.67	1.68	1.64
100	1.84	1.72	1.83	1.84	1.74	1.84	1.85	1.79	1.85	1.85	1.75	1.85	1.79	1.81	1.77
200	2.04	1.91	2.01	2.05	1.95	2.06	2.08	1.99	2.06	2.07	1.96	2.06	1.92	1.93	1.90
400	2.25	2.10	2.21	2.27	2.16	2.29	2.31	2.20	2.28	2.30	2.18	2.28	2.05	2.06	2.03
800	2.46	2.30	2.40	2.49	2.38	2.52	2.55	2.42	2.50	2.53	2.40	2.50	2.18	2.19	2.16

FIGURE 2.11 – Tableau récapitulant les densités relatives  $\rho^{max}/\rho_0$  obtenues par le modèle pBUU pour les différentes combinaisons de  $^{100,120}\text{Sn}+^{100,120}\text{Sn}$ , et pour diverses énergies incidentes ( $\rho^{max} = \rho_p^{max} + \rho_n^{max}$ ). Le modèle V montré ici correspond aux résultats d'un modèle de Vlasov.[64]

Les densités nucléoniques maximales obtenues par Stone, Danielewicz et al.[64], dont la figure 2.10 en présente un extrait, sont calculées pour quatre paramétrisations de l'équation d'état : une dépendance purement linéaire entre la densité et l'énergie de symétrie (S), une paramétrisation basée sur un modèle de Skyrme également utilisé dans le modèle TDHF (SM), et deux modèles hybrides (SMS et SSM). La paramétrisation SMS se comporte comme le modèle SM à basse densité, et comme S à haute densité. Pour la paramétrisation SSM, l'inverse est opéré.

Les densités de protons et de neutrons  $\rho_{p,n}^{max}/\rho_0$  sont ainsi obtenues en appliquant ces quatre modèles dans une simulation de collisions de  $^{100,120}\text{Sn}+^{100,120}\text{Sn}$  à différentes énergies incidentes, de 0 à 800 A MeV. La densité maximale totale est obtenue en prenant en compte les densités de protons et de neutrons. On constate sur la figure 2.10 que ces densités augmentent rapidement entre 0 et 200 A MeV, avant d'atteindre un plateau. Les densités sont élevées, dépassant la densité de saturation  $\rho_0$ . La densité totale excède  $2\rho_0$  au delà d'une énergie incidente de 200 A MeV. Les résultats obtenus pour toutes les énergies incidentes étudiées sont présentés sur le tableau 2.11.

L'isospin  $\delta$  des noyaux formés par la zone participante est également donné. On remarque que, pour le système le plus riche en neutrons,  $^{120}\text{Sn}+^{120}\text{Sn}$ , l'isospin chute brutalement entre 0 et 50 A MeV. Le système le plus pauvre en neutrons,  $^{100}\text{Sn}+^{100}\text{Sn}$ , montre une augmentation rapide de l'isospin dans le même intervalle d'énergie incidente.

## 2.2.5 Calcul de densité avec BNV

D'autres modèles de transport ont été employés afin d'estimer la densité maximale atteinte lors de collisions d'ions lourds. Dans cette analyse, un modèle de transport basé sur les équations de Boltzmann-Nordheim-Vlasov (BNV) a été étudié, pour un système de  $^{129}\text{Xe}+^{119}\text{Sn}$  à 50 A MeV.

### 2.2.5.1 Le modèle BNV

En tenant compte de l'effet de blocage de Pauli et de la fonction de Wigner à un corps, le modèle BNV résout numériquement l'équation de Boltzmann étendue en utilisant une approche de « particule test ». Il s'agit également d'un modèle de transport, qui emploie les mêmes hypothèses d'un champ moyen que le modèle BUU, et qui prend également en compte le principe

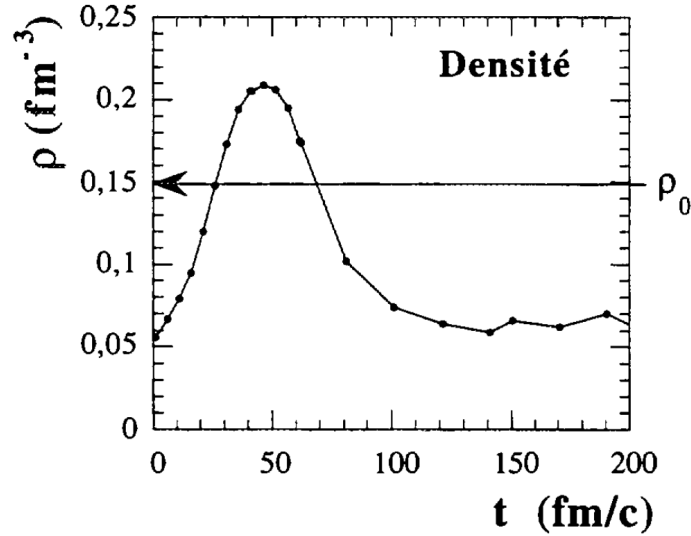


FIGURE 2.12 – Evolution de la densité au cours d’une réaction de  $^{129}\text{Xe}+^{119}\text{Sn}$  à 50 A MeV calculée en utilisant le modèle BNV[74] pour une collision centrale ( $b = 0 \text{ fm}$ ). La densité maximale atteinte est de  $0.21 \text{ fm}^{-3}$  ( $1,4\rho_0$ ).

de Pauli et les collisions nucléon-nucléon. Une différence majeure réside dans la prise en compte de collisions de ces particules test, ainsi que les forces coulombiennes[73].

### 2.2.5.2 Calculs de densité

La figure 2.12 présente le résultat d’un calcul BNV, pour un système  $^{129}\text{Xe}+^{119}\text{Sn}$  à 50 A MeV d’énergie incidente. La collision est centrale, avec  $b = 0 \text{ fm}$ . La densité calculée correspond à la densité moyenne d’une sphère de 3 fm de rayon autour du centre de masse. La densité correspond donc à la densité nucléonique de la zone participante. Le temps 0 est fixé à l’instant de contact entre la cible et le projectile. L’évolution montre la compression, et l’expansion de la source au cours de la réaction. La densité nucléonique maximale atteinte par cette collision est de  $0.21 \text{ fm}^{-3}$ , soit  $1.4\rho_0$ .

## 2.3 Modèle participant-spectateur

À faible énergie incidente, la collision de deux noyaux lourds peut être modélisée par une réaction binaire entre un projectile et une cible. En fonction du paramètre d’impact de la réaction, plusieurs types de réaction peuvent avoir lieu. A paramètre d’impact rasant, la collision est élastique, et la manière dont les noyaux sont déviés peut être décrit par les lois de la diffusion de Rutherford. Si le paramètre d’impact est plus faible, le projectile et la cible peuvent s’échanger des nucléons, et de l’énergie est dissipée. La diffusion devient inélastique (collisions « *deep-inelastic* »), et des particules libres, des noyaux légers, ainsi que des photons peuvent être détectés en plus des rémanants du projectile et de la cible. À une énergie incidente suffisante, et à paramètre d’impact proche de 0, la réaction obtenue peut être une réaction de fusion, ou de fragmentation si l’énergie incidente est élevée. Dans le second cas, les noyaux sont pulvérisés, et il n’en reste que des particules légères.

Cette image reste pendant les premières décennies de l'étude de collisions d'ions lourd le modèle privilégié. Mais des études expérimentales, en particulier avec des détecteurs couvrant un large angle solide, et à des énergies incidentes supérieures à 10 A MeV, on montré que cette image ne correspondait pas toujours à la réalité[75]. Une quantité importante de noyaux légers était ainsi observée dans une zone de vitesse intermédiaire, entre celle du projectile et de la cible, la zone de mi-rapidité. Ces émissions peuvent en partie être expliquée par des collisions nucléon-nucléon élastiques, mais elle ne permet pas de reproduire la quantité de matière observée. Cette zone a fait l'objet d'études variées, en utilisant le modèle de l'hydrodynamique relativiste[76], avec des modèles de cascade[77], de diffusion classique microscopique[77]. Le postulat de l'existence d'une troisième source d'émission a été donc proposé afin d'expliquer l'observation de ces particules dans un modèle simple de la collision.

Un de ces nouveaux modèles postule l'existence d'une source, formée à partir du volume d'intersection du projectile et de la cible lors de la collision. Cette source est découpée de manière géométrique, en prenant le volume d'intersection de deux sphères au cours de la collision. Elle est portée à haute température, est très instable, et forme des noyaux à partir de leur proximité dans l'espace des phases selon le modèle de coalescence. Ainsi, Westfall et al. développent le modèle de la *fireball*[77]. Ce modèle évoluera ensuite en modèle participant-spectateur, comme illustré sur la figure 2.13.

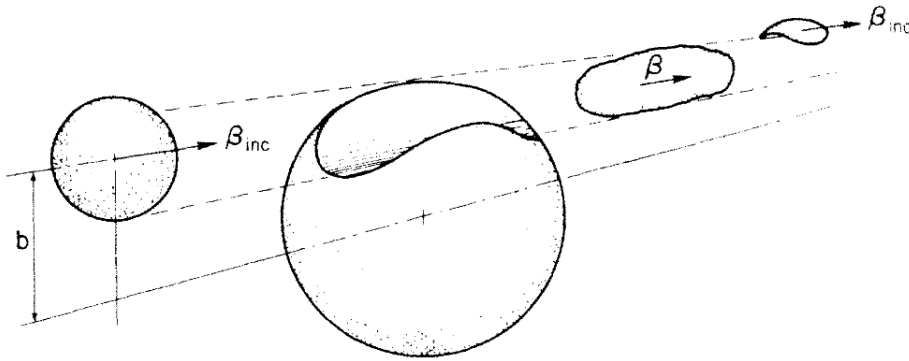


FIGURE 2.13 – Représentation schématique du processus de collision, selon l'image participant-spectateur.  $\beta_{inc}$  correspond à la vitesse du projectile, et  $\beta$  à celle de la zone participante[77].

Ce modèle implique trois sources distinctes d'émission de noyaux légers. La source correspondant au volume de superposition du projectile et de la cible est qualifiée de « zone participante ». Cette zone est portée à haute température, centrée autour du centre de masse de la réaction. Cette zone est appelée « participante », car c'est le seul volume dans lequel des interactions nucléon-nucléon peuvent avoir lieu. Il est généralement admis que les produits de cette source sont formés dynamiquement, à partir de liaisons inter-nucléons prenant leur origine dans les interactions. Parmi les modèles de formation de ces particules, la coalescence est par exemple employée[77].

Les rémanents du projectile et de la cible sont appelés « zones spectatrices ». Lors de la collision, elles n'interviennent pas dans la formation de nucléons, ou dans l'émission de nucléons libres. Après la collision, ces rémanents peuvent être instables et excités. Ils émettent stochastiquement des particules de manière isotrope, et avec des vitesses proches de celles de leurs sources d'émission.

Le modèle participant-spectateur offre donc une image simple de collisions à énergies incidentes élevées. Il est employé afin de décrire des collisions centrales[78], et la formation de pions[79]. Il offre également un cadre permettant l'étude des effets thermodynamiques sur la formation de noyaux légers[80].

La construction de détecteurs couvrant l'espace  $4\pi$  total, comme le détecteur INDRA, a permis de mieux comprendre la topologie de réactions dans le domaine du modèle participant-spectateur. La zone participante devient donc un sujet d'intérêt particulier, car l'observation de produits issus de la zone de mi-rapacité permet de sonder la nature de l'interaction nucléon-nucléon[81, 6]. En effet, la distribution dans l'espace des phases des particules détectées, lors de collisions périphériques, montre une zone participante très peuplée. Aux énergies incidentes entre 10 et 50 A MeV, un « col » de matière se forme, émettant des particules dans la zone de mi-rapacité[82, 83, 84]. La figure 2.14 montre la distribution de différents noyaux dans l'espace des vitesses, pour une collision périphérique. Elle montre l'existence du col de matière entre le projectile et la cible lors de collisions de Xe+Sn à 50 A MeV.

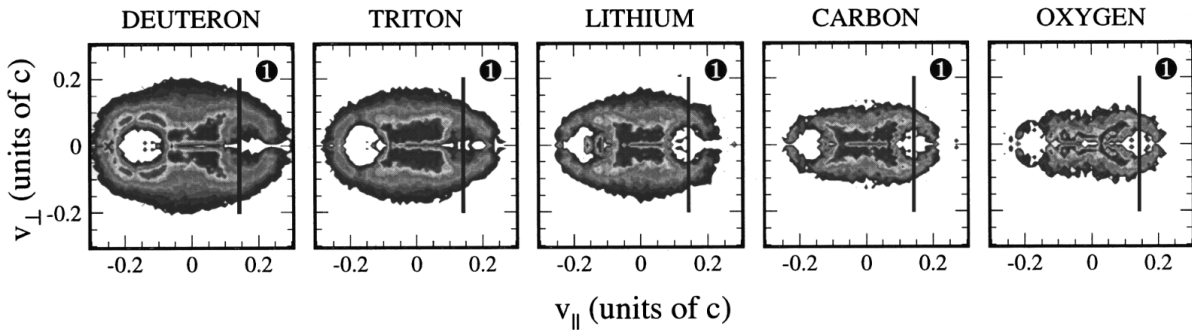


FIGURE 2.14 – Topologie des émissions de divers noyaux en masse invariante, dans l'espace des vitesses, lors d'une collision Xe+Sn. Le trait noir correspond à la vitesse du projectile. Les collisions les plus périphériques sont ici sélectionnées[81].

Au delà de 50 A MeV, le temps d'interaction devient trop faible pour observer l'existence d'un col de matière. La matière participante est ici compressée. Les noyaux formés par cette source seront ici aussi émis autour du centre de masse de la réaction. Ils vont avoir des énergies cinétiques plus élevées, du à une contribution forte de l'énergie de compression (voir section 2.2.2).

L'existence de la zone participante suppose une transparence faible du projectile. En effet, la transparence nécessite par définition qu'une partie des nucléons du projectile n'interagissent pas avec ceux de la cible (voir section 2.2.3). Ils peuvent donc ne pas être considérés comme participants, bien qu'ils peuvent provenir de la zone de recouvrement. Une autre définition de la zone participante est également employée, fondée sur la cinétique des nucléons du système lors de la collision.

Dans le cadre de modèles dynamiques de la réaction, il est possible de définir un nucléon « participant » comme un nucléon ayant subi au moins une collision nucléon-nucléon durant la réaction. Les nucléons « spectateurs » correspondent quant à eux aux nucléons n'ayant pas subi d'interaction. Cette description est en accord avec la définition originale de la zone participante, et permet aux modèles l'utilisant d'employer le modèle participant-spectateur lorsque la séparation géométrique n'est plus adaptée[85].

## 2.4 Générateur d'évènements : ELIE

ELIE[86] est un générateur d'évènements phénoménologique, développé pour l'analyse de données de collisions d'ions lourds, à des énergies au voisinage de l'énergie de Fermi jusqu'au tour de 150 A MeV. Ce type d'approche est complémentaire aux modèles de transport microscopiques et aux modèles statistiques. D'une façon générale, les générateurs d'évènements sont très utiles pour tester rapidement certaines hypothèses et vérifier l'influence des méthodes de tri des évènements.

Dans cette section, nous allons tout d'abord aborder les hypothèses fondamentales du modèle. Nous allons ensuite décrire la méthode de génération des évènements, du traitement de la voie d'entrée jusqu'à la propagation et la décroissance par évaporation des fragments produits.

### 2.4.1 Hypothèses générales

Le modèle ELIE sépare la réaction en deux étapes indépendantes : une première étape de formation des fragments (la voie d'entrée), et une seconde de propagation et de décroissance des produits formés (la voie de sortie). Cette séparation temporelle n'est possible que si les temps de décroissance sont longs comparés aux temps de formation, ce qui est admis aux énergies considérées.

La voie d'entrée est de type « participant-spectateur ». Pour chaque paramètre d'impact, le volume de recouvrement entre les deux partenaires de la réaction est estimé en supposant des distributions de matière à bords francs. Ce recouvrement correspond à un ensemble de nucléons dénotés « zone participante » dans la suite. Les autres nucléons correspondent aux rémanents du projectile ou de la cible (qualifiés de « quasi-projectile » et « quasi-cible »). Les compositions isotopiques de la quasi-cible, et du quasi-projectile, gardent la mémoire de la voie d'entrée. La zone participante, quant à elle, est le mélange homogène des contributions de la cible et du projectile. Le rapport du nombre de neutrons et de protons,  $N/Z$ , de cette zone est donc entre celui de la cible et du projectile, et reflète le rapport  $N/Z$  du système total.

Dans la suite, nous ne discutons que les hypothèses concernant la production, la propagation et la décroissance des fragments produits dans la zone de recouvrement.

#### 2.4.1.1 Distribution d'impulsion dans la zone de recouvrement

L'algorithme de production des clusters est basé sur la coalescence des nucléons dans l'espace des impulsions et nécessite donc de construire la distribution d'impulsion,  $f(p)$  :

$$f(p) = f(p, t = t_{contact}) + \delta f_{collision} \quad (2.8)$$

où  $f(p, t = t_{contact})$  est la distribution d'impulsion au moment du contact entre les deux noyaux et  $\delta f_{collision}$  un terme « perturbatif » qui tient compte des collisions nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire. L'« approximation soudaine » consiste à supposer que les distributions initiales d'impulsion dans chaque noyau incident n'aient pas le temps de s'adapter à la variation brusque du potentiel nucléaire lors de l'interaction.

Ainsi,  $f(p, t = t_{contact})$  est la distribution initiale des deux noyaux avant le contact. Elle est approximée par deux sphères de Fermi distante de l'impulsion relative entre le projectile et la cible pour une énergie incidente fixée.

Le terme de collision  $\delta f_{collision}$  est calculé à l'approximation de Glauber[87] et dépend essentiellement du paramètre d'impact (via la taille de la zone de recouvrement) et de la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu. Dans le vide, cette quantité est très bien connue que ce soit pour l'interaction neutron-neutron, proton-proton ou neutron-proton. Dans le milieu, à densité finie, elle est très difficile à estimer d'un point de vue théorique.

Le modèle ELIE part donc d'une relation simple entre la section efficace d'interaction,  $\sigma^*$ , et la densité. Elle est donnée comme :

$$\sigma^* = \frac{\nu}{\rho^{2/3}} \quad (2.9)$$

avec  $\nu$  un paramètre libre compris entre 0 et 1,2. Cette expression est établie à partir des forces de Van der Waals, et de nucléons considérés comme occupant des volumes sphériques[88]. Géométriquement, nous obtenons  $\nu \approx 1,21$ .

La section efficace effective prend également en compte les effets liés au « facteur de blocage de Pauli »,  $f_P(E_{beam})$ . On obtient ainsi :

$$\sigma_{eff} = \sigma^* f_P(E_{beam}) \quad (2.10)$$

#### 2.4.1.2 Estimation de la densité maximale atteinte dans la zone de recouvrement

Dans la suite de ce travail, nous montrerons qu'il existe une forte corrélation entre l'énergie incidente de la collision et l'énergie cinétique des fragments émis à mi-rapidité. L'origine de cette corrélation peut être due à un mouvement collectif des fragments résultants d'une compression puis d'un rebond de la matière dans les premiers instants de la réaction. Le modèle ELIE teste cette hypothèse de la manière suivante : pour une énergie totale disponible dans le centre de masse,  $\epsilon_{cm}$  (en MeV/A), nous supposons que le mode de compression débute au-delà d'une énergie seuil centre de masse,  $\epsilon_{th}$ . En choisissant une équation d'état avec un module de compressibilité donné,  $K_\infty$ , nous pouvons écrire, à l'approximation harmonique, pour l'énergie de compression :

$$\epsilon_{comp} = \frac{K_\infty}{18} \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 \quad (2.11)$$

Nous faisons l'hypothèse suivante :

$$\epsilon_{comp} = \gamma(\epsilon_{cm} - \epsilon_{th}) \quad (2.12)$$

C'est-à-dire qu'une fraction,  $\gamma < 1$ , de l'énergie disponible au-dessus d'un certain seuil à déterminer par comparaison avec des données expérimentales, contribue à comprimer la matière dans la zone de recouvrement des deux noyaux. Pour une énergie inférieure à l'énergie seuil, la densité est égale à la densité normale.

Il est cependant raisonnable de penser que la densité maximale atteinte dans la zone participante doit dépendre du nombre de nucléons impliqués,  $A$ , et donc du paramètre d'impact de la collision.

$$\rho(\epsilon_{cm}, A) \propto \left( \frac{A}{A_0} \right)^\alpha \quad (2.13)$$



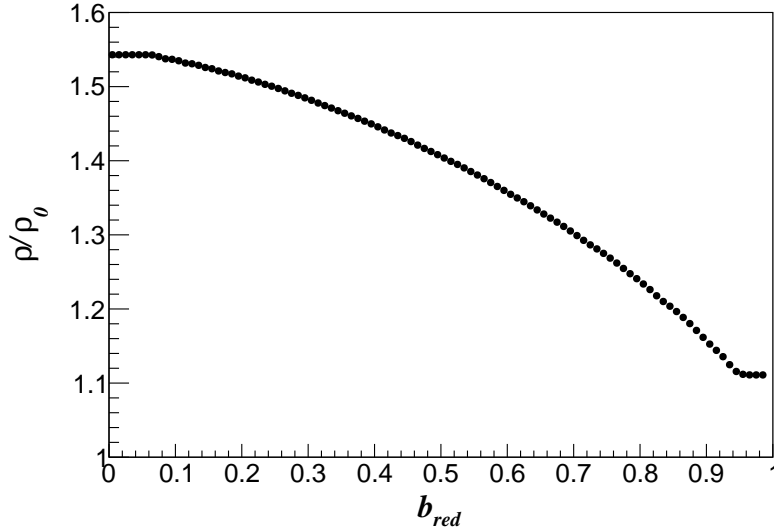


FIGURE 2.15 – Évolution de la densité maximale moyenne en fonction du paramètre d'impact réduit. Cette figure est réalisée pour le système  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  à 100 A MeV, à partir de données générées par ELIE. Aucun filtre expérimental n'est appliqué.

En effet, dans le cas de collisions périphériques ( $A$  petit), nous nous attendons à un effet moindre que pour les collisions centrales. La dépendance en masse est donc une fonction croissante et normalisée par  $A_0$  avec un paramètre ajustable  $\alpha$ .  $A_0$  est lui même un paramètre libre, généralement fixé comme la masse totale du système. Dans la suite de ce travail, nous nous intéresserons aux collisions centrales pour un seul système ( $\text{Xe} + \text{Sn}$ ) de sorte que  $(\frac{A}{A_0})^\alpha$  sera pris arbitrairement égal à 1.

Nous obtenons donc pour la densité maximale atteinte :

$$\rho(\epsilon_{cm}, A) = \rho_0 \left( 1 + \gamma \sqrt{\frac{18(\epsilon_{cm} - \epsilon_{th})}{K_\infty}} \left( \frac{A}{A_0} \right)^\alpha \right) \quad (2.14)$$

ou  $\gamma$ ,  $\epsilon_{th}$  et  $\alpha$  sont des paramètres libres devant être obtenus à partir de la comparaison avec des données expérimentales. L'évolution de la densité réduite, en fonction du paramètre d'impact, est présenté sur la figure 2.15 pour un système de  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  à 100 A MeV d'énergie incidente.

### 2.4.1.3 Calcul de la partition nucléaire dans la zone de recouvrement

Dans les deux paragraphes précédents, nous avons défini les deux quantités essentielles (la densité et la distribution d'impulsion) pour traiter, dans le cadre de ce modèle, la production de particules légères et de fragments. Nous décrivons maintenant l'algorithme qui permet de calculer la partition nucléaire, c.-à-d. la distribution événement par événement de toutes les espèces produites dans la zone de recouvrement. Pour cela, nous utilisons un processus de coalescence des nucléons dans l'espace des impulsions.

Le modèle de la coalescence est un modèle communément utilisé afin de reproduire la production des noyaux légers dans des milieux dynamiques[89]. Il ne s'agit pas d'un modèle ex-

pliquant le mécanisme exact régissant la dynamique de formation des noyaux dans la zone participante[90]. Mais, il a permis de reproduire, aux énergies incidentes intermédiaires, les distributions en énergie et en impulsion des noyaux. Initialement employée afin d'expliquer la formation des deutons[91], elle a ensuite été étendue aux autres noyaux légers. De bons résultats ont ainsi pu être obtenus à des énergies intermédiaires[92, 93, 17].

L'algorithme de *clusterisation* du modèle ELIE est basé sur un échantillonnage de type Monte Carlo de toutes les partitions possibles en particules légères et noyaux sous plusieurs contraintes. L'échantillonnage est dit « statistique » en ce sens que chaque partition générée a le même poids. Chaque nucléon  $i$  de charge  $Z_i$  et d'impulsion  $p_i$  appartenant à la zone de recouvrement est susceptible de s'agréger avec d'autres nucléons pour former un fragment de masse  $A_j$  dont l'impulsion,  $P_j$  sera la somme de  $j$  nucléons choisis aléatoirement.

Pour l'ensemble des nucléons  $i$  constituant un hypothétique fragment  $j$ , nous définissons l'énergie interne  $E_{int}(j)$  comme la somme des énergies cinétiques de chaque nucléon dans le centre de masse des  $i$  nucléons choisis aléatoirement :

$$\frac{E_{int}(j)}{A_j} = \frac{\sum_i E_i}{A_j} \quad (2.15)$$

Pour un gaz de Fermi à la densité réduite  $\hat{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0}$ , l'énergie cinétique moyenne des nucléons vaut :

$$E_{kin}^{internal} = E_0 \hat{\rho}^{\frac{2}{3}} \quad (2.16)$$

ou  $E_0 = \frac{3}{5} E_{Fermi}$  ( $\simeq 23 MeV$  à  $\rho_0$  la densité d'équilibre).

La condition d'existence d'un fragment dans le milieu s'écrit :

$$\frac{E_{int}(j)}{A_j} < E_{kin}^{internal} \quad (2.17)$$

Un fragment dans le milieu ne peut exister que si les nucléons le constituant ne sont pas trop « éloignés » dans l'espace des impulsions. Ainsi, la distribution de masse (et de charge) des clusters de la partition dépend de  $f(p)$ , la distribution d'impulsion des nucléons, et de la densité réduite,  $\hat{\rho}$ , du milieu. Un autre critère d'existence consiste à vérifier que le rapport  $\langle N_j/Z_j \rangle$  du nombre de neutrons,  $N_j$  et de protons,  $Z_j$ , du fragment  $j$  est peu exotique. Pour cela, le modèle utilise une table de masse couvrant une large « exotocité » allant jusqu'aux « *drip lines* » proton et neutron.

Sans plus entrer dans les détails, l'algorithme choisit séquentiellement et aléatoirement l'ensemble des particules légères et des fragments de la partition jusqu'à ce que l'ensemble des nucléons disponibles dans la zone de recouvrement soit affecté.

À la fin du processus, nous avons un ensemble de  $j$  espèces de masse  $A_j$ , charge  $Z_j$ , d'impulsion  $\vec{p}_j$ . Les fragments de masse supérieure à 4 sont susceptibles d'être excités. Il est donc nécessaire de définir l'énergie d'excitation par nucléon,  $E_j^*$ , du fragment  $j$ . Ceci passe par l'estimation de la température nucléaire  $T$ . À densité normale, nous avons :

$$E_j^* = \alpha_0 T^2 \quad (2.18)$$

où  $\alpha_0 = 7.87$  est la densité de niveau. Pour une densité réduite,  $\hat{\rho}$ , la densité de niveau est inversement proportionnel au niveau de Fermi et dépend donc de la densité comme  $\hat{\rho}^{-2/3}$ .

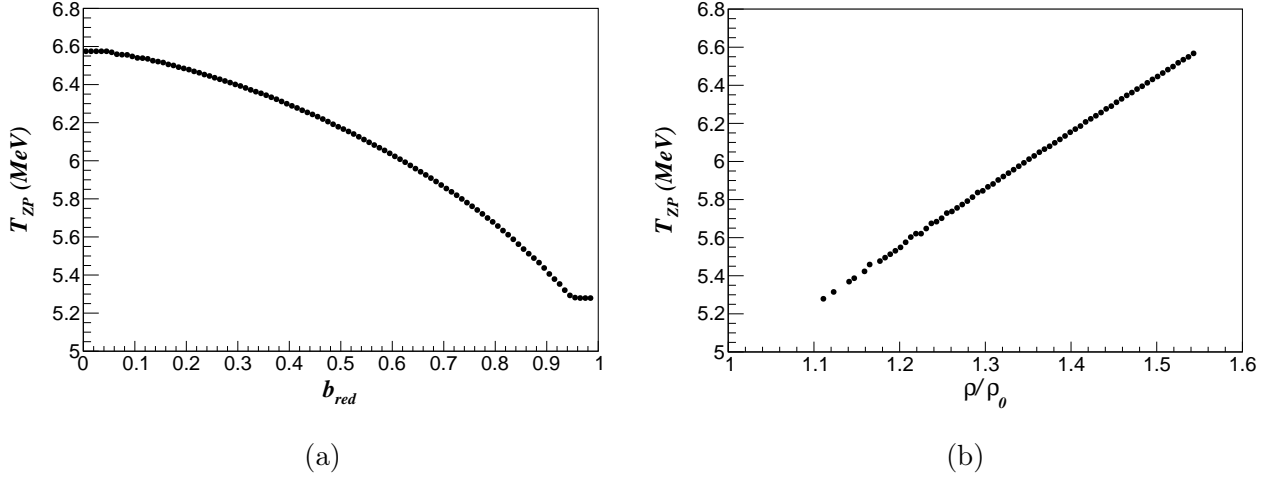


FIGURE 2.16 – Évolution de la température de la zone participante en fonction du paramètre d'impact réduit (a), et de la densité réduite (b). Cette figure est réalisée pour le système  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  à 100 A MeV, à partir de données générées par ELIE. Aucun filtre expérimental n'est appliqué.

Nous considérons que les fragments produits à  $\hat{\rho} > 1$  vont progressivement revenir à densité normale lors de la phase d'expansion du système. Nous supposons que ce processus a lieu à entropie constante et nous testons l'hypothèse qu'il existe une entropie maximale par nucléon,  $S_{max}$ , 'supportable' dans un noyau au-delà de laquelle sa durée de vie est plus petite que son temps de formation. Par la suite, les calculs sont effectués avec  $S_{max} = 1.15$  unité d'entropie par nucléon. Ceci conduit à une température limite à densité normale égale à :  $T_{limite} = \alpha_0 S_{max}/2 \simeq 4.5 \text{ MeV}$  et, pour une densité réduite  $\hat{\rho}$ , à :

$$T(\hat{\rho}) = T_{limite} \hat{\rho}^{2/3} \quad (2.19)$$

de sorte que :

$$E_j^* = a_0 (T(\hat{\rho}))^2 \quad (2.20)$$

L'évolution de la température en fonction du paramètre d'impact, et de la densité réduite, est présentée sur la figure 2.16.

L'estimation de  $E_j^*$  achève de caractériser chaque fragment ou particule  $j$  de la partition. Une itération finale basée sur l'échange de nucléons permet de conserver l'énergie totale disponible dans la réaction. Pour cela, on doit tenir compte à la fois de l'énergie coulombienne,  $E_{coul}$ , entre tous les noyaux et de l'énergie stockée dans le mode de compression,  $E_{comp}$ , pour les  $A_{part}$  nucléons de la zone de recouvrement :

$$E_{comp} = A_{part} \left( \frac{K_\infty (\rho - \rho_0)^2}{18 \rho_0^2} \right) \quad (2.21)$$

Cette dernière va entraîner un surcroît d'énergie cinétique pour l'ensemble de la partition. Ceci peut se modéliser par une vitesse,  $v_{flow}$ , qui va générer un surplus d'impulsion pour l'ensemble des noyaux dans la zone de recouvrement. La nouvelle impulsion de chaque noyau s'écrit :

$$\vec{p}_i^{new} = \vec{p}_i + M_i v_{flow} \vec{u}_i \quad (2.22)$$

ou  $M_i$ ,  $\vec{p}_i$  et  $\vec{u}_i$  sont respectivement la masse, l'impulsion initiale et le vecteur directeur associé à  $\vec{p}_i$  du noyau  $i$  de la partition.

En utilisant,  $S_1 = \sum M_i/2$  et  $S_2 = \sum p_i$ , nous obtenons :

$$v_{flow} = \frac{-S_2 + \sqrt{S_2^2 + 4S_1 E_{comp}}}{2S_1} \quad (2.23)$$

Pour tenir compte de la répulsion coulombienne, il faut « projeter » la partition dans l'espace des positions. Les noyaux sont placés dans un volume « fictif » à des positions telles que :

$$E_{coul} = \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{e^2 Z_i Z_j}{R_{ij}} \quad (2.24)$$

où  $R_{ij}$  est la distance relative entre le noyau  $i$  et le noyau  $j$  et  $e^2 = 1,44$  MeV fm.

#### 2.4.1.4 Décroissance et propagation des particules dans l'état final

L'ensemble de la partition va se propager au cours du temps. En toute rigueur, il serait nécessaire de traiter l'évaporation des fragments excités en « vol ». Ceci est techniquement très difficile. C'est pourquoi, pour plus de simplicité, les décroissances secondaires sont calculées à l'« infini » lorsque l'ensemble des noyaux ne sont plus en interaction et que l'énergie potentielle coulombienne devient négligeable. La propagation des noyaux est calculée en résolvant les équations du mouvement avec les méthodes standards dites de Runge-Kutta. La décroissance des noyaux excités utilise un code d'évaporation de type Hauser-Feshbach largement inspiré du modèle SIMON[94]. Nous n'entrons pas ici dans les détails de ce code.

### 2.4.2 Résultats du modèle ELIE pour quelques observables

Le modèle ELIE garde en mémoire le fragment primaire à l'origine des fragments détectés. Les fragments primaires sont indexés, avec l'index 1 correspondant généralement au projectile, et l'index 2 généralement à la cible. Tous les noyaux primaires sont subséquentement numérotés. Toute particule émise lors du processus de fragmentation secondaire conserve cette valeur en mémoire, qui peut ensuite être utilisée afin de déterminer la source d'origine des particules désexcitées en sortie. Nous présentons le résultat de cette séparation sur la figure 2.17

Le résultat de la simulation ne prend nativement pas en compte la géométrie du détecteur, où l'efficacité de détection. Ce sont des contraintes appliquées aux données après simulation, *via* un filtre expérimental. Ce filtre, développé par la collaboration, permet aux données simulées d'être comparables aux données expérimentales en termes de contraintes énergétiques, et angulaires. Il élimine également les neutrons libres, qui ne peuvent pas être détectés par INDRA.

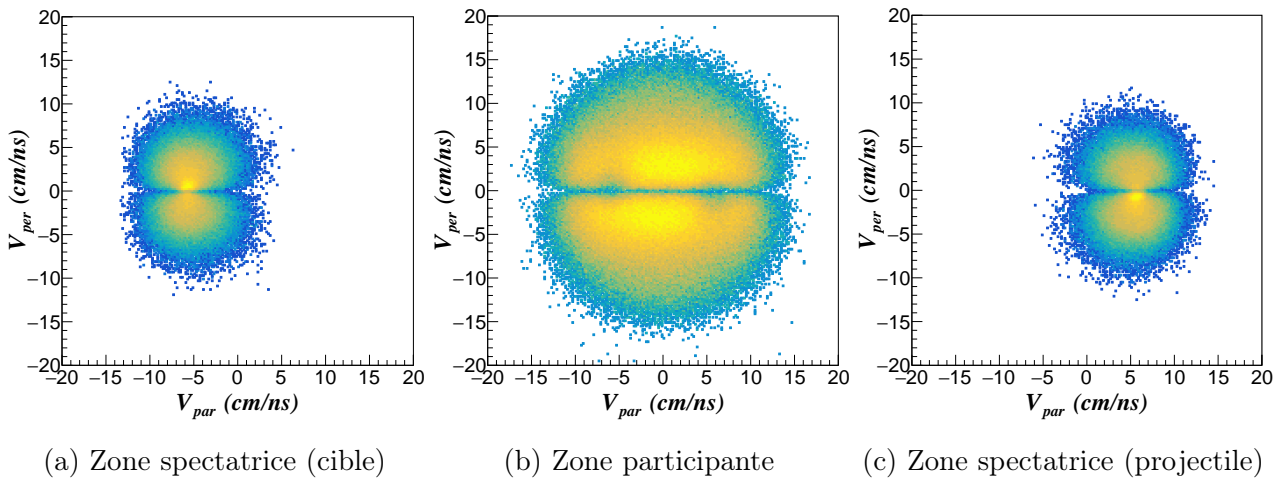


FIGURE 2.17 – Distribution dans l'espace des vitesses de tous les noyaux détectés, pour des collisions de  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  à 100 A MeV, semi-périphériques avec  $b_{red} \approx 0,5$ , obtenues avec le modèle ELIE. Les produits de la zone spectatrice cible (a) et projectile (c) sont sélectionnés en traçant la position de toutes particules issues de fragments primaires, respectivement d'index 1 et 2. Les produits de la zone participante correspondent aux particules ayant un index supérieur à 2. Aucun filtre expérimental n'est appliqué.

# Chapitre 3

## Le dispositif expérimental : INDRA

L'étude empirique de la dynamique de réaction lors de collisions d'ions lourds, à l'échelle du nucléon, nécessite des installations permettant l'enregistrement d'un nombre important d'observables. La reconstruction complète de l'évènement est un défi expérimental important. L'étude expérimentale de la fragmentation de noyaux lourds à des énergies supérieures à l'énergie de Fermi demande une reconstruction complète des évènements de collisions. Le détecteur doit donc avoir une grande couverture angulaire, une grande granularité, un seuil de détection suffisamment bas, et doit être capable d'identifier la nature des particules détectées en charge et en masse.

Conceptualisé en 1989 pour une première expérience en 1993 au GANIL, le dispositif de détection INDRA[95] fait partie des premiers multidétecteur «  $4\pi$  » qui répondait à cette demande de la communauté scientifique. Les collisions émettent des particules dans toutes les directions. Ces contraintes ont ainsi établi le cahier des charges d'INDRA : la capacité de détecter, et d'identifier, dans toutes les directions, un grand nombre de particules énergétiques de masses variées.

Le développement d'INDRA permet l'étude de collisions à des énergies optimisées entre l'énergie de Fermi, et 100 A MeV. On peut ainsi observer des collisions aux caractères très variés. de collisions autour de l'énergie de Fermi qui voient un grand nombre d'échanges de nucléons entre cible et projectile, à des énergies suffisamment élevées pour que l'image participant-spectateur soit pertinente.

Dans ce chapitre, nous allons présenter le multidétecteur INDRA. La géométrie du détecteur va être décrite, ainsi que les détecteurs employés. Les données utilisées lors des analyses présentées dans les chapitres 4, 5 et 6 proviennent de deux campagnes de mesures. Les caractéristiques de ces campagnes vont brièvement être expliquées. Ces données expérimentales vont être par la suite comparées aux résultats de modèles. La conception de filtres expérimentaux, permettant de contraindre les modèles aux réalités géométriques expérimentales, va donc être abordée.

### 3.1 Géométrie

La résolution angulaire nécessaire pour l'étude de processus de fragmentation implique que le détecteur INDRA soit un détecteur  $4\pi$ , ayant une grande granularité. Il est ainsi composé de 17 couronnes, distinctes et indépendantes, qui sont elles-mêmes composées de télescopes (336 au total). La configuration INDRA complète est représentée sur la figure 3.1. Le détecteur est symétrique autour de l'axe azimutal.

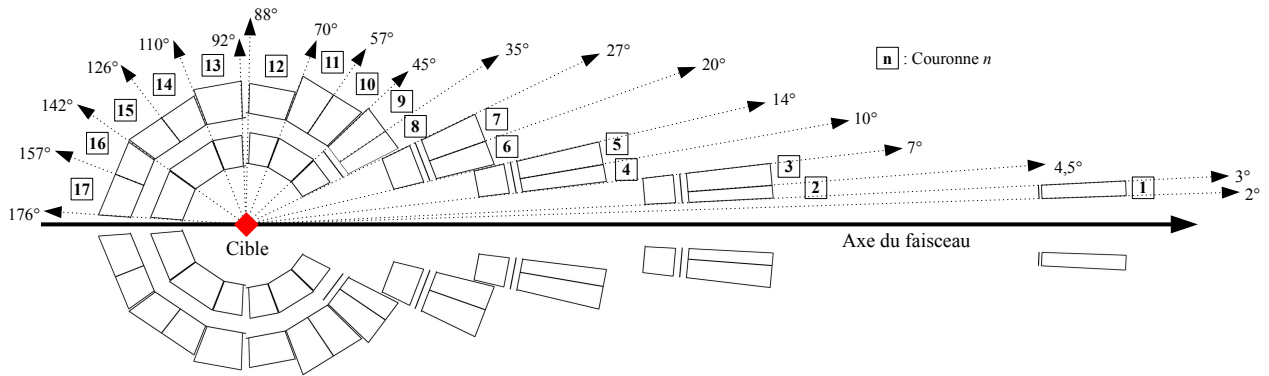


FIGURE 3.1 – Schéma de la configuration du multidétecteur INDRA pour la campagne 4 réalisée à GSI. Sur ce schéma, les couronnes sont indiquées, ainsi que les angles polaires.

Le nombre de détecteurs par couronne en détermine sa résolution angulaire azimuthal. À l'avant du détecteur, en aval du faisceau, 12 détecteurs sont installés pour les couronnes 1 et 2. Les couronnes 3 à 13 en possèdent 24. Les couronnes 14 et 15 en possèdent 16. Enfin, les couronnes 16 et 17 en possèdent 8. L'avant du détecteur nécessite une meilleure résolution, car c'est dans cette zone que la majorité des particules vont être émises lors de la collision.

Les origines des pertes géométriques sont multiples. Un trou à l'avant et à l'arrière permet au faisceau de ne pas interagir directement avec les détecteurs. Cette ouverture est de  $2^\circ$  à l'avant, et  $4^\circ$  à l'arrière, qui équivaut à une perte de 0.2%. De plus, le porte-cible bloque l'émission de particules orthogonalement à l'axe du faisceau, entre  $88^\circ$  et  $92^\circ$ , pour une perte de 3.5%. Enfin, il existe quelques pertes liées à l'armature du détecteur et à l'agencement des couronnes. Au final, INDRA couvre environ 90% de l'espace total[96, 47].

Cette résolution angulaire est imposée par le cahier des charges du détecteur. INDRA a été conçu pour une détection optimisée d'évènements pouvant émettre jusqu'à 40 particules. Ces particules devaient être détectées, avec un taux de comptage multiple dans un même détecteur inférieur à 5%.

## 3.2 Détection

Les détecteurs d'INDRA sont des télescopes indépendants, et conçus pour permettre l'identification des particules chargées. Les produits de réactions sont extrêmement variés. Les gammes de masse, de charge, et d'énergie de ces produits imposent des contraintes sur la géométrie du détecteur, et sur la nature et l'épaisseur des étages de détection[95] :

Couronne	$\theta_{lab}^{min}$ (deg)	$\theta_{lab}^{max}$ (deg)	$\Delta\varphi$ (deg)	N	ChIo	Si ( $\mu\text{m}$ )	CsI (mm)
1	2	3	30	12		300	138
2	3	4.5	30	12	■	300	138
3	4.5	7	15	24		300	138
4	7	10	15	24	■	300	138
5	10	14	15	24		300	138
6	14	20	15	24	■	300	97
7	20	27	15	24		300	97
8	27	35	15	24	■	300	90
9	35	45	15	24		300	90
10	45	57	15	24	■		76
11	57	70	15	24			76
12	70	88	15	24	■		48
13	92	110	15	24	■		60
14	110	126	22.5	16	■		50
15	126	142	22.5	16			50
16	142	157	45	8	■		50
17	157	176	45	8			50

TABLE 3.1 – Configuration des couronnes d’INDRA dans sa configuration complète[97, 95].  $\theta_{lab}^{min}$  et  $\theta_{lab}^{max}$  correspondent respectivement aux angles minimal et maximal couvert par les détecteurs d’une couronne donnée.  $N$  correspond au nombre de détecteur par couronne. La couverture angulaire azimuthal par détecteur est donnée par  $\Delta\varphi$ . Les trois dernières colonnes indiquent la présence de chaque étage de détection, pour chaque couronne. Les épaisseurs des étages de Si et CsI sont indiquées dans leurs unités respectives.

- Le premier étage de détection doit avoir un seuil de détection bas (autour de 1 A MeV), tout en n’ayant pas une épaisseur trop grande afin de minimiser le nombre de particules s’arrêtant dans cet étage. Cette condition est nécessaire pour permettre l’identification par méthode  $\Delta E$ -E. De plus, pour identifier des fragments intermédiaires ( $Z \leq 30$ ), la résolution en énergie doit être inférieure à 3%. Les chambres d’ionisation ont été retenues comme la meilleure solution pour ce premier étage de détection.
- À l’avant du détecteur, certains produits légers peuvent avoir des vitesses très élevées. Le pouvoir d’arrêt de l’étage suivant n’est pas suffisant pour arrêter complètement ces particules. Pour des angles polaires faibles, entre 3 et 45°, une couche de silicium est donc employée comme second étage de détection. Les particules peuvent déposer dans cet étage intermédiaire jusqu’à 5 GeV environ.
- Enfin, le dernier étage de détection doit être capable d’arrêter complètement toutes les particules incidentes. Il doit être en particulier capable d’arrêter des protons à hautes énergies, qui traversent une plus grande quantité de matière. Dans INDRA, ce dernier étage est composé de cristaux de CsI dopés au Tl. Ces cristaux scintillateurs possèdent un pouvoir d’arrêt très important, combiné à une bonne résolution en énergie. Ils sont



couplés avec des photomultiplicateurs.

Un récapitulatif des caractéristiques générales de chaque couronne est présenté dans la table 3.1.

### 3.2.1 Chambres d'ionisation (*ChIo*)

Les chambres d'ionisation sont des détecteurs gazeux adaptés pour la détection et l'identification en  $\Delta E$  des particules incidentes. Il s'agit ici du  $C_3F_8$ , qui lors du passage d'une particule énergétique est ionisé, créant des paires électron-ion le long de sa trajectoire. Les électrons émis sont ensuite captés via l'application d'un champ électrique, et converti en signal. L'émission d'électrons dans la chambre est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule durant son parcours. Le gaz utilisé étant peu dense, il possède un faible seuil de détection. Mais, cette méthode ne permet pas une détection rapide, étant limité par la vitesse de parcours des ions issus de l'ionisation, et ne possède pas une bonne résolution en énergie (limité entre 5 et 10%[47]). Dans le dispositif INDRA, les *ChIo* ont été conçus afin d'obtenir un signal uniforme, et indépendant de la trajectoire de la particule en entrée. Le gaz contenu dans ces étages de détection circule, de telle manière à ne pas dégrader l'efficacité de détection au cours du temps. Un schéma des chambres d'ionisation d'INDRA est présenté dans la figure 3.2.

La conception des *ChIo* est différente en fonction de la position de la chambre, vers l'avant (couronnes 1 à 7), ou vers l'arrière (couronnes 8 à 17). En entrée à l'avant, 12 cellules se partagent une même cathode, une feuille de mylar aluminisé. En sortie, on retrouve également une feuille de mylar. Le gaz utilisé dans la chambre est renouvelé, afin d'optimiser le temps mort du télescope, tout en maintenant une pression constante d'environ 50 *mbar*. À l'arrière, les chambres sont constituées de 36 cellules pour les couronnes 8 à 12, et 24 pour les couronnes 13 à 17. Dans cette partie, l'anode et la cathode sont séparées. La circulation du gaz est ici aussi assurée.

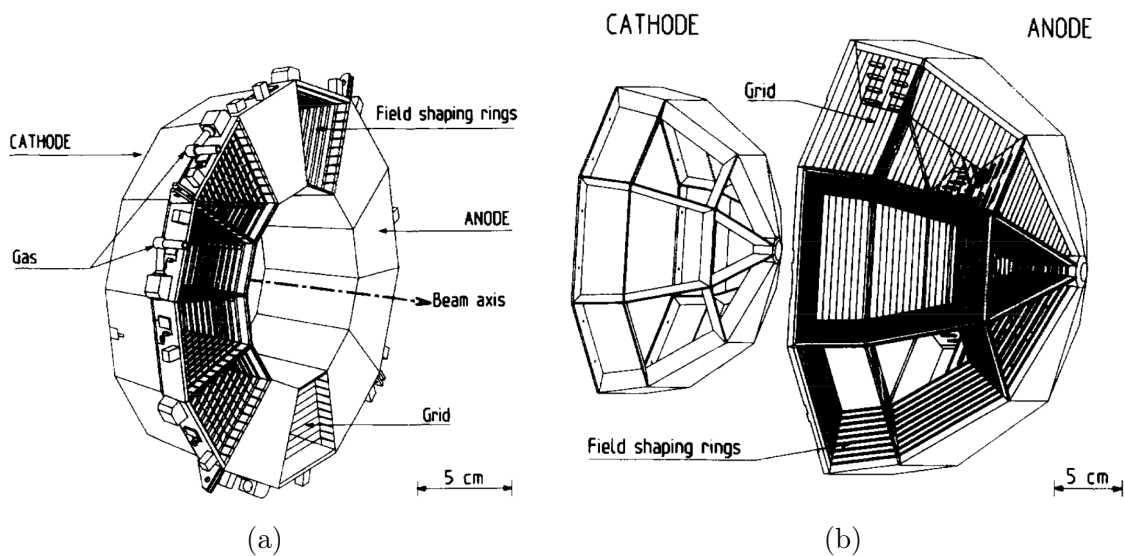


FIGURE 3.2 – Schéma des chambres d'ionisation d'INDRA[95]. Exemples de *ChIo* situés en aval (couronnes 4-5) (a), et en amont (couronnes 13-17) (b) de la cible.

### 3.2.2 Détecteurs silicium (*Si*)

Les détecteurs siliciums sont des cristaux semi-conducteur à jonction  $p-n$ . Quand une particule traverse le détecteur et dépose de l'énergie, des électrons migrent de la bande de valence à la bande de conduction, ce qui crée une paire électron-trou. Il en résulte un signal électrique, qui est proportionnel au nombre d'ionisations ayant eu lieu, et donc à l'énergie déposée par la particule. Ce sont des détecteurs avec une très bonne résolution, autour d'1%. Contrairement à la chambre d'ionisation, les particules qui traversent ce détecteur déposent une quantité importante d'énergie. Cet étage permet donc de réaliser l'identification par méthode  $\Delta E-E$  des particules détectées, avec la chambre d'ionisation pour des particules peu énergétiques, ou avec l'étage de CsI(Tl) pour les plus énergétiques. Une photographie d'un détecteur silicium d'INDRA est présentée dans la figure 3.3.

Les détecteurs silicium sont, dans INDRA, de 300  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, et sont situés directement à l'arrière des chambres d'ionisation. Chaque couche de silicium est séparée en quatre, couvrant toute la surface d'une chambre d'ionisation, afin de limiter les zones mortes dues aux supports mécaniques. Pour la première couronne d'INDRA, l'épaisseur de silicium est augmentée à 300  $\mu\text{m}$  afin de pouvoir arrêter les particules légères très énergétiques.

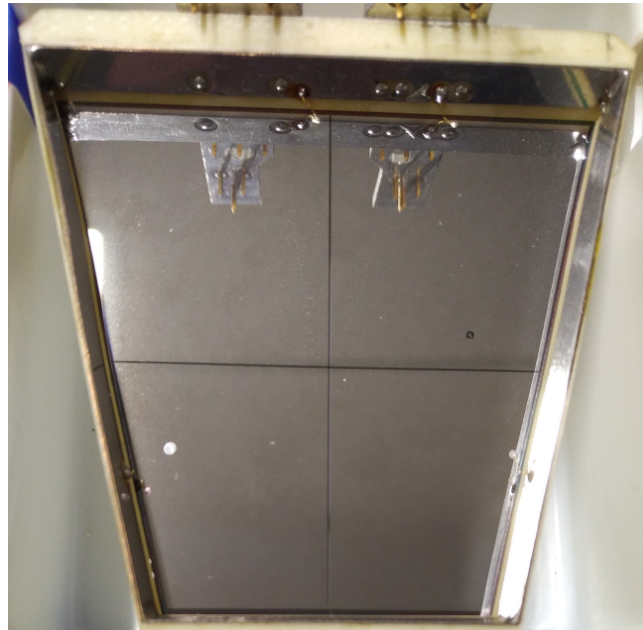


FIGURE 3.3 – Photographie d'un détecteur silicium d'INDRA, utilisé pour les couronnes 6 et 7[98].

### 3.2.3 Cristaux scintillateurs (*CsI(Tl)*)

Les cristaux scintillateurs de CsI(Tl) constituent le dernier étage de détection, pour les couronnes 2 à 17. Cet étage a pour but d'arrêter entièrement toutes les particules qui ont traversé les étages précédents, afin de pouvoir réaliser l'identification des produits de la réaction, ainsi que de déterminer leur énergie cinétique totale. Ce cristal a un pouvoir d'arrêt important, et est capable d'arrêter toutes particules chargées attendues pour des collisions d'énergies incidentes intermédiaires. La longueur de ces cristaux est adaptée en fonction de la couronne. Ainsi, les cristaux les plus longs sont utilisés pour des angles polaires petits, et les plus courts pour de

grands angles d'émission, vers l'arrière du détecteur. À l'arrière de chaque cristal, un photomultiplicateur capte le signal lumineux, et le convertit en électron *via* une photocathode. Une série de dinodes amplifie ensuite le signal électrique.

Lorsqu'une particule incidente dépose son énergie dans le cristal, elle vient exciter ses niveaux moléculaires, qui se désexcitent par émission de rayons X. Les photomultiplicateurs ne sont pas adaptés à ces longueurs d'ondes. Il est donc nécessaire de doper le cristal avec un élément capable d'absorber ces photons, et d'en réémettre dans des longueurs d'onde adaptées. Les cristaux utilisés ici sont dopés au thallium, qui après absorption des photons émis par le CsI émettent à leur tour des photons, dans le spectre visible.

La réponse des détecteurs CsI(Tl) dépend de l'énergie, et de la nature de la particule, c'est-à-dire sa masse et sa charge. Il est possible d'identifier deux contributions au signal, « lente » et « rapide », unique pour chaque particule chargée qui peut donc être identifiée.

### 3.3 INDRA à GSI (4e campagne)

Le multidétecteur INDRA est un des rares installations de cette échelle à être transportable entre différents laboratoires. Il est possible d'employer ce détecteur sur des lignes de natures et d'énergies très différentes que celles proposées par le GANIL. Entre 1998 et 1999, INDRA a été installé au laboratoire GSI, à Darmstadt en Allemagne, pour effectuer sa « 4<sup>e</sup> campagne » de mesure. La disponibilité de faisceaux plus énergétiques qu'au GANIL ont rendu possible des collisions à des énergies allant jusqu'à 1,8 A GeV pour des faisceaux de carbone. Pour les collisions de Xe+Sn, qui sont le sujet de cette analyse, 250 A MeV d'énergie incidente a été atteinte.

### 3.4 Limites énergétiques de détection : effets de rebroussement

Malgré le pouvoir d'arrêt du dernier étage de détection, certaines particules peuvent toujours avoir des énergies leur permettant de traverser tout le détecteur. Dans ces cas-là, le signal correspondant à l'énergie déposée diminue, au lieu d'augmenter, un phénomène appelé « rebroussement ». Il s'agit de seuils maximaux d'énergie au-delà duquel l'identification devient difficile. Dans l'analyse réalisée ici, ces particules n'ont donc pas été considérées, coupant les distributions d'énergies cinétiques des particules. Nous présentons donc dans la table 3.2 les seuils maximaux en énergie cinétique des particules.

### 3.5 INDRA-FAZIA

Le récent développement du détecteur FAZIA, placé vers l'avant du détecteur et couplé avec INDRA, a permis de pousser les capacités d'identifications massiques jusqu'à  $Z \approx 24$ . Les télescopes de FAZIA sont composés de deux couches de silicium, et d'un cristal de CsI. FAZIA remplace les couronnes 1 à 5 d'INDRA. Plusieurs campagnes de mesures ont eu lieu, et les résultats obtenus avec ce détecteur ont donné lieu à des analyses variées[99, 98, 100]. La capacité d'identification de FAZIA est particulièrement adaptée pour des collisions de masse intermédiaire, car dans ces conditions toutes les particules chargées seront identifiées en masse.

Cour.	<sup>1</sup> H	<sup>2</sup> H	<sup>3</sup> H	<sup>3</sup> He	<sup>4</sup> He	<sup>6</sup> He	<sup>6</sup> Li	<sup>7</sup> Li	<sup>8</sup> Li	<sup>7</sup> Be	<sup>9</sup> Be	<sup>10</sup> Be
1 - 5	236	311	367	854	956	1123	1771	1893	2005	2785	3065	3191
6 - 7	190	252	299	689	761	910	1449	1508	1638	2240	2317	2524
8 - 9	182	242	286	659	707	870	1388	1378	1569	2139	2113	2361
10 - 11	164	219	260	595	662	787	1260	1319	1423	1929	2082	2078
12	125	168	199	452	505	601	967	1016	1092	1461	1581	1686
13	142	191	226	516	575	685	1100	1149	1242	1671	1846	1926
14 - 16	127	172	203	463	513	615	990	1043	1118	1497	1531	1727
17	125	172	203	463	505	615	990	813	1118	1497	1655	

TABLE 3.2 – Énergie cinétique, en MeV et par couronne de détection, nécessaire pour traverser le détecteur. Elles correspondent aux seuils maximaux en énergie des particules détectées sans rebroussement.

Le multidétecteur FAZIA offre donc l'opportunité de reconstruire la réaction, quasiment dans sa totalité. De récentes améliorations de l'électronique des détecteurs d'INDRA ont également permis d'améliorer les capacités d'identifications en masse. Le codage de la nouvelle électronique Mesytech atteint 16 bits, ce qui a permis de doubler le gain des amplificateurs et par conséquent la séparation isotopique jusqu'à l'aluminium.



# Chapitre 4

## Caractéristiques globales des évènements

La base de données de la collaboration INDRA permet l'étude de réactions variées, mesurées lors de nombreuses campagnes de mesures. L'étude réalisée ici porte dans un premier temps sur diverses réactions xénon-étain.

Tout d'abord, quatre systèmes de  $^{124,129}\text{Xe}+^{112,124}\text{Sn}$  à 100 A MeV d'énergie incidente sont étudiés. Cette énergie incidente peut produire une zone participante compatible avec l'image du modèle participant-spectateur. Les systèmes  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  à 65, 80, 100 et 150 A MeV sont ensuite étudiés. Les données correspondant à ces sept systèmes sont issus de la quatrième campagne de mesure d'INDRA, réalisée à GSI. Les systèmes  $^{124,136}\text{Xe}+^{112,124}\text{Sn}$  ont également été étudiés, à des énergies incidentes de 32 et 45 A MeV, proches de l'énergie de Fermi. Cette énergie correspond aux limites du modèle participant-spectateur, et permet ainsi une comparaison avec les systèmes précédemment cités. Ces dernières données ont été collectées lors de la cinquième campagne de mesure INDRA.

### 4.1 $^{124,129}\text{Xe}+^{112,124}\text{Sn}$ à 100 A MeV

#### 4.1.1 Comparaison générale des données

Dans le cadre de cette analyse, les données correspondant aux quatre systèmes  $^{124,129}\text{Xe}+^{112,124}\text{Sn}$  proviennent de la quatrième campagne de mesure d'INDRA[3, 101, 10]. La condition de déclenchement de l'acquisition pour ces évènements est d'au moins trois modules de détection d'INDRA touchés. Aucune condition en complétude n'est appliquée. Ces systèmes couvrent un large spectre de richesse en neutrons.

Système	Nombre d'évènements	$A_{sys,tot}$	$(N/Z)_{proj}$	$(N/Z)_{cible}$	$(N/Z)_{sys,tot}$
$^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$	10 987 693	236	1.296	1.240	1.269
$^{129}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$	7 045 376	241	1.389	1.240	1.317
$^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$	12 818 541	248	1.296	1.480	1.385
$^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$	11 783 545	253	1.389	1.480	1.433

TABLE 4.1 – Tableau récapitulatif des systèmes étudiés, issus de la quatrième campagne d'INDRA, pour une énergie incidente de 100 A MeV.

Dans la suite de cette section, nous allons étudier plusieurs observables. Chaque distribution a été normalisée en fonction du nombre d'évènements totaux qui a constitué les distributions.

Les distributions issues des quatre systèmes sont comparées. Chaque figure va être accompagnée d'une transformation de ces mêmes distributions, afin de faciliter cette comparaison.

Pour un système  $i$  et une observable  $\alpha$ , nous allons ici diviser la valeur obtenue, pour chaque point  $j$  de la distribution, par la valeur correspondant à la moyenne des quatre systèmes.

$$D(\alpha_{i,j}) = \frac{\alpha_{i,j}}{\langle \alpha_j \rangle} \quad (4.1)$$

avec

$$\langle \alpha_j \rangle = \frac{\sum_{i=1}^4 \alpha_{i,j}}{4}$$

En résulte une valeur  $\Delta\alpha$ , qui montre le rapport entre la tendance moyenne et les quatre systèmes. Cette transformation aspire à montrer plus facilement les différences relatives entre les systèmes étudiés, sans être influencé par la forme générale des distributions qui est généralement très similaire.

#### 4.1.1.1 Distributions de charge

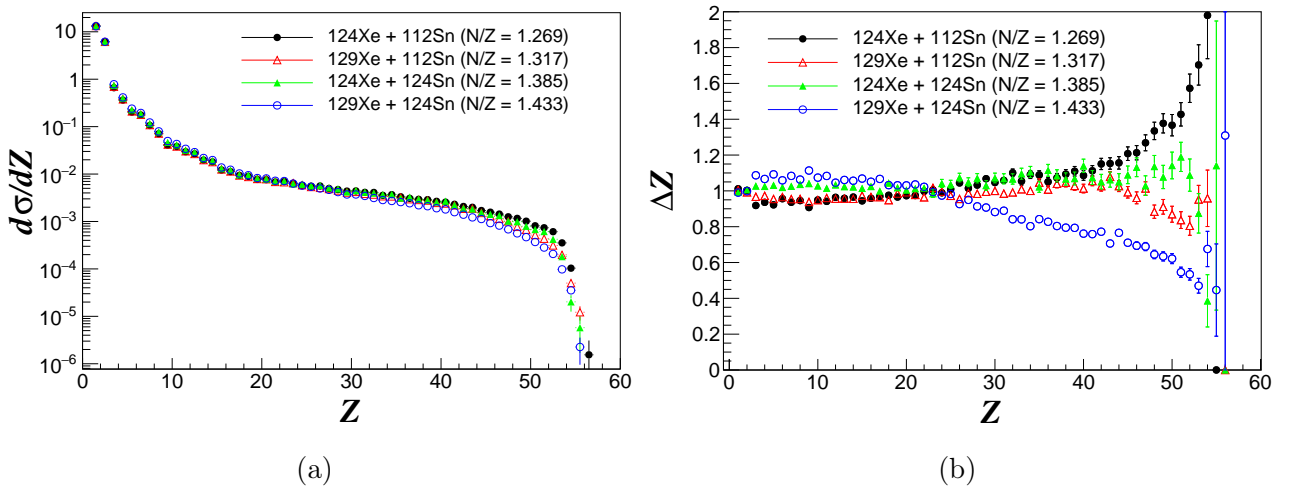


FIGURE 4.1 – (a) Comparaison des distributions des charges  $Z$  identifiées pour tous les événements  $^{124,129}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$  à 100 A MeV, normalisées par le nombre d'évènements. (b) Figure représentant le rapport entre les distributions de chaque système, transformée par l'équation 4.1.

La figure 4.1 présente la distribution de charge des particules produites dans les quatre systèmes. On constate que les distributions sont très semblables. Les noyaux d'hydrogène et d'hélium sont produits en grande majorité. On observe des fragments ayant une charge allant jusqu'à la charge du projectile,  $Z=54$ . On remarque également des noyaux avec des charges au-delà de celle du projectile. Ces derniers correspondent à des événements de capture de nucléons par un projectile dans les collisions les plus périphériques. Lorsque l'on regarde les distributions

transformées par l'équation 4.1, on constate qu'il existe deux zones distinctes, avec un point d'inflexion se situant à  $Z=24$ .

Pour les produits légers jusqu'à  $Z=24$ , le plus grand nombre de particules est observé pour le système  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ , suivi par le système  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ , puis le système  $^{129}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$ , et enfin le système  $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  qui va produire le moins de particules légères et intermédiaires. Cet ordre suit l'ordre décroissant de masse des systèmes impliqués. Pour les particules légères (LCP) et les fragments de masses intermédiaires (IMF), le nombre de nucléons disponibles dans la réaction a un effet important sur leur production, ainsi que le rapport  $N/Z$  du système total.

Au-delà de  $Z=24$  en revanche, un comportement différent est observé. Pour le cas de ces particules plus lourdes, leur multiplicité va être accrue pour le système  $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$ , vient ensuite le système  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ , puis le système  $^{129}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$ , et enfin le système  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  qui produit ici le moins de particules lourdes. Dans le cadre des réactions étudiées, ces particules lourdes correspondent à des fragments rémanents du projectile ou de la cible après collision et désexcitation. Il est donc attendu que ces fragments aient des caractéristiques proches de ceux des noyaux. On observe ici une séparation principale en fonction du projectile,  $^{124}\text{Xe}$  ou  $^{129}\text{Xe}$ , et une séparation secondaire en fonction de la cible,  $^{112}\text{Sn}$  ou  $^{124}\text{Sn}$ .

Notre attention s'est ainsi portée sur l'angle d'effleurement  $\theta_{gr}$ , ou *grazing angle*, entre les deux noyaux incidents. Cet angle est, lors d'une collision élastique, l'angle de déflexion correspondant à la limite entre une réaction Rutherford, et une réaction nucléaire.

$$\frac{\sigma_R(\theta_{gr})}{\sigma_{Rutherford}(\theta_{gr})} = \frac{1}{4} \quad (4.2)$$

Système	$\theta_{gr,projectile}$	$\theta_{gr,cible}$
$^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$	1.36	88.57
$^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$	1.34	88.66
$^{129}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$	1.30	88.61
$^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$	1.28	88.70

TABLE 4.2 – Angles d'effleurement calculés pour les quatre systèmes d'intérêts. Les angles  $\theta_{gr,projectile}$  et  $\theta_{gr,cible}$  sont en degrés dans le référentiel du laboratoire.

La table 4.2 montre que l'ordre observé sur la figure 4.1 suit l'ordre décroissant des angles d'effleurement calculés. Les systèmes ayant un projectile de  $^{129}\text{Xe}$  ont un angle d'effleurement plus petit que celui du  $^{124}\text{Xe}$ , et peuvent passer plus facilement par le trou du passage du faisceau ( $\theta_{lab} < 2^\circ$ ). Par conséquent, la détection des rémanents du projectile  $^{129}\text{Xe}$ , avec un  $\theta_{gr}$  petit, peut être plus affectée que pour celle du projectile de  $^{124}\text{Xe}$  qui ont un  $\theta_{gr}$  plus élevé.

#### 4.1.1.2 Distributions de multiplicité totale

La figure 4.2 montre la distribution de la multiplicité totale des particules chargées  $M_{tot}$  pour tous les systèmes étudiés. Ces distributions commencent à  $M_{tot} = 3$ , le seuil de déclenchement de l'acquisition, et vont au-delà de 50 particules détectées. Elle montre ainsi une grande gamme de paramètres d'impact, avec des multiplicités totales faibles pour des collisions périphériques, et une multiplicité très élevée au-delà de 50, qui montre une fragmentation importante des noyaux de la voie d'entrée. Pour les quatre systèmes, la distribution est identique. Cette observable est donc un bon estimateur du paramètre d'impact, car elle est quasiment indépendante du système dans le cas étudié ici.



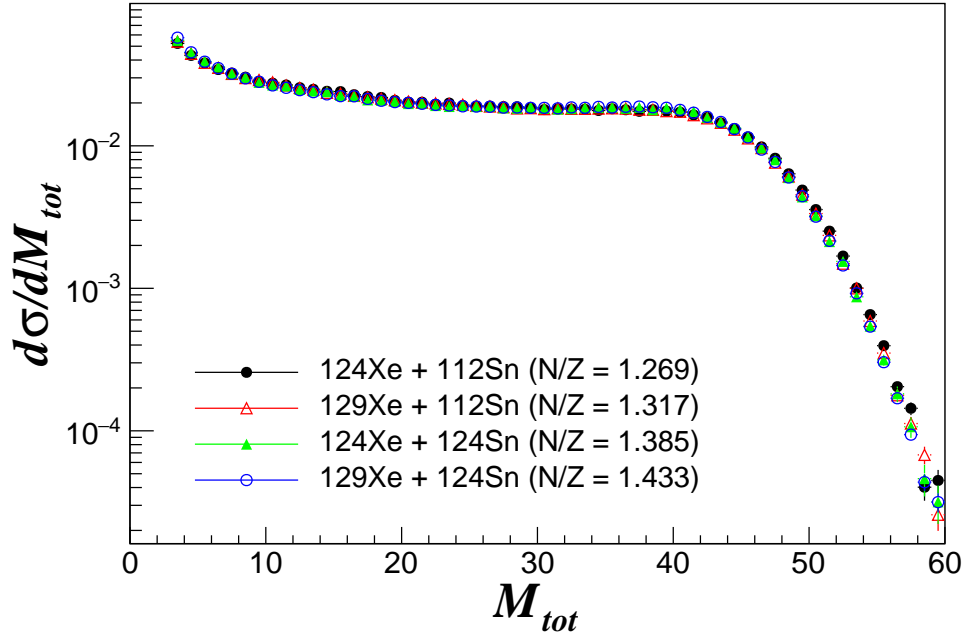


FIGURE 4.2 – Comparaison des distributions des multiplicités totales  $M_{tot}$  pour tous les évènements  $^{124,129}\text{Xe}+^{112,124}\text{Sn}$  à 100 A MeV, normalisées par le nombre d'évènements.

Ces distributions de charges et de multiplicités totales montrent ainsi la capacité d'observer un large spectre de réactions. Une faible multiplicité va être indicateur d'une collision très périphérique. À l'inverse, une multiplicité élevée implique une collision très violente, donc centrale. Ces dynamiques de réaction très différentes sont ainsi à étudier séparément. L'emploi d'un estimateur du paramètre d'impact va être capital, et son efficacité doit être démontrée. Nous allons aborder cette problématique dans le chapitre suivant (section 5.1.2).

#### 4.1.2 Distributions angulaires des particules légères

Dans cette section, les distributions angulaires des particules légères vont être étudiées. En abscisse, est présenté l'angle polaire  $\theta_{CM}$  dans le référentiel du centre de masse de la réaction. Un  $\theta_{CM}$  faible correspond à l'avant du détecteur, un  $\theta_{CM}$  élevé correspond à l'arrière du détecteur.

La figure 4.3 présente, pour toutes les particules  $Z=1$  et  $Z=2$ , la distribution angulaire en fonction de l'angle polaire  $\theta_{CM}$  dans le référentiel du centre de masse de la réaction. Sur ces figures, les quatre distributions correspondant aux systèmes  $^{124,129}\text{Xe}+^{112,124}\text{Sn}$  sont normalisées par le nombre d'évènements.

Les réactions étudiées ici impliquent des noyaux projectiles et cibles de masse proche. Dans ce référentiel, le résultat de leur collision est donc attendu comme quasi-symétrique de part et d'autre du plan perpendiculaire à l'axe du faisceau passant par le centre de masse de la réaction. Ce caractère quasi-symétrique est observé pour les noyaux  $Z=2$ , ainsi que pour les protons. Pour ces distributions, on observe deux pics situés à l'avant et à l'arrière du détecteur, et entre les deux une vallée correspondant à des produits présents autour de  $\theta_{CM} = 90^\circ$ . En revanche, pour les deutons et tritons, cette quasi-symétrie n'est plus visible, et est remplacée par une montée linéaire du nombre de coups à partir d'un angle de  $50^\circ$ . On note une diminution de la section efficace autour de  $\theta_{CM} = 150^\circ$  pour l'isotope  $^6\text{He}$  par rapport à son symétrique

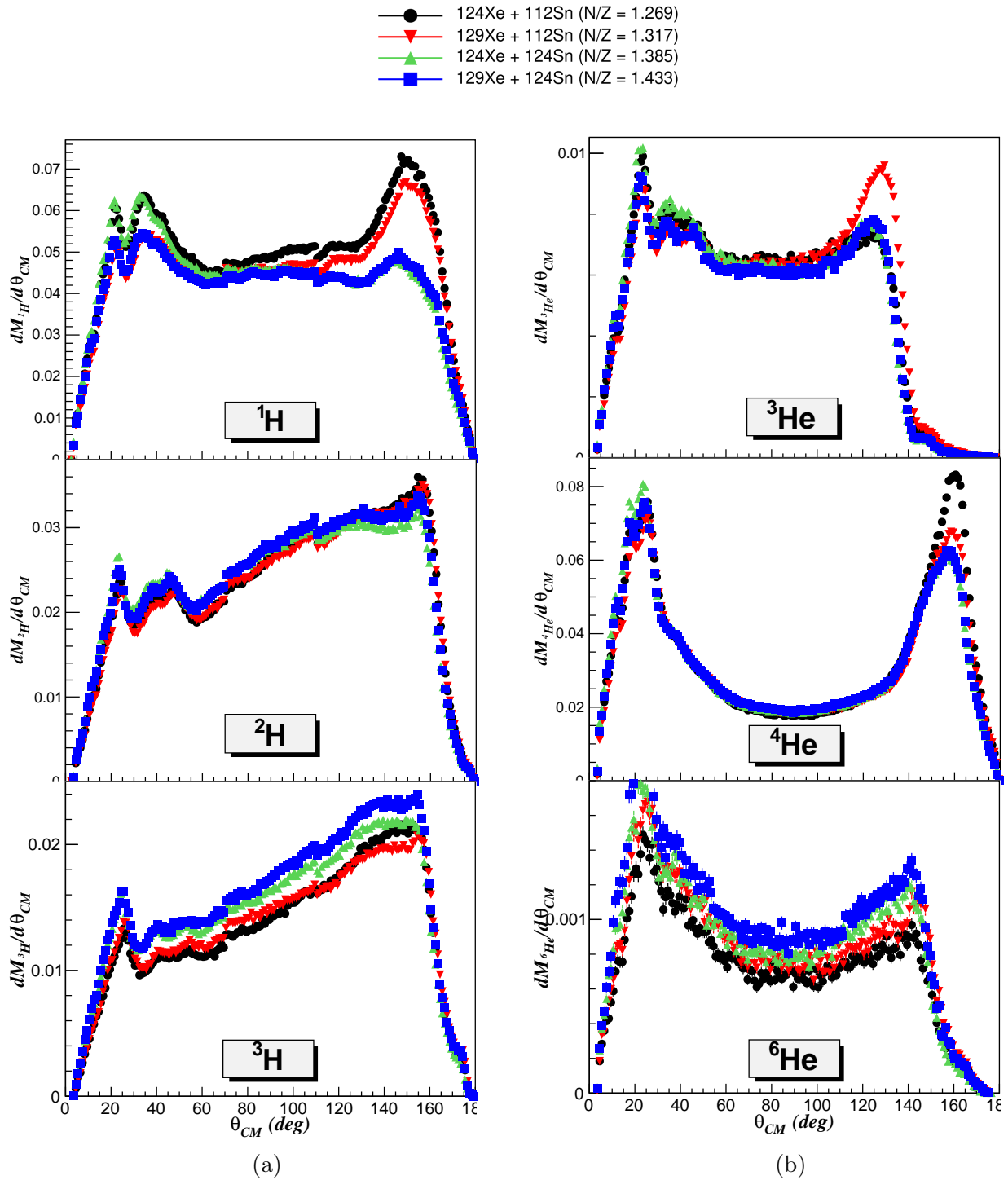


FIGURE 4.3 – Comparaison des distributions angulaires des particules légères dans le référentiel du centre de masse, normalisées par le nombre d'évènements. (a) Distributions pour les protons, deutons, et tritons. (b) Distributions pour les  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ .

$\theta_{CM} = 30^\circ$ . Ceci est dû probablement à une diminution de la résolution isotopique à l'arrière du détecteur.

Aucune particule n'est présente dans ces distributions pour des angles proches de  $0^\circ$  et  $180^\circ$ , car ils correspondent à l'ouverture d'entrée et de sortie du faisceau, où aucun détecteur n'est placé. De plus, la position de la cible écrante une partie des particules émises à  $90^\circ$  dans le référentiel du laboratoire. Néanmoins, ces considérations géométriques n'expliquent qu'en partie les déformations observées sur ces distributions, notamment pour le deuton et le triton.

À l'arrière du détecteur, l'efficacité de détection est moindre. Les particules lentes émises par la cible ne vont pas être détectées, elles sont donc perdues. L'identification des particules réalisées pour INDRA, reposant sur la méthode  $\Delta E$ - $E$ , nécessite une statistique suffisante pour déterminer la masse d'une particule détectée. À cause de cette perte de particule à l'arrière, il devient difficile d'identifier les particules les plus rares, comme l' $^6\text{He}$ , qui ne contribue donc pas aux distributions.

Les particules de hautes énergies sont généralement émises vers l'avant, et peuvent entièrement traverser tous les étages de détection. C'est un effet appelé rebroussement, et qui est décrit dans la section 3.4. Ces particules ne sont pas identifiées, et ne sont donc pas comptabilisées dans cette distribution. Une perte d'efficacité à l'avant en résulte, et donc une asymétrie marquée de la distribution dans le référentiel du centre de masse, autour de  $90^\circ$ . Ces effets affectent particulièrement les particules légères, dont le seuil maximal d'énergie est plus faible et correspond aux énergies d'émissions pour une collision à 100 A MeV.

À l'avant, les distributions pour les systèmes  $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  se rejoignent, comme le font les systèmes  $^{129}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  et  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ . Ils se regroupent ainsi en fonction du projectile mis en jeu. Ce comportement est observé jusqu'à un angle  $\theta_{CM}$  de  $60^\circ$  où les quatre systèmes vont atteindre une valeur similaire, avant de se séparer de nouveau à partir d'un angle de  $110^\circ$ . Dans cette zone à l'arrière du détecteur, ce sont ici les systèmes  $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  et  $^{129}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  qui se regroupent, ainsi que les systèmes  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  et  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ . Ces deux systèmes ont la même cible. Il est à noter que la séparation à l'arrière est plus marquée qu'à l'avant.

L'enrichissement en neutrons de la mi-rapacité autour de  $\theta_{CM} = 90^\circ$  a été observé dans le cadre de collisions à énergie incidente plus faible [4, 81, 9]. Cet enrichissement peut être étudié en observant la distribution du rapport entre le nombre total de neutrons et de protons en fonction de  $\theta_{CM}$ . Ce rapport est calculé à partir du nombre de neutrons et de protons qui compose les noyaux présents dans l'intervalle angulaire, et est présenté sur la figure 4.4. Les protons libres n'ont pas été considérés dans le calcul du rapport. La construction de la figure 4.4 est également limitée par la masse maximale identifiable par INDRA, qui se situe autour de  $Z = 4$ . Le rapport  $N/Z$  est ainsi calculé à partir des contributions neutrons et protons des clusters légers jusqu'à cette limite, afin de s'assurer d'une identification en masse de toutes les particules.

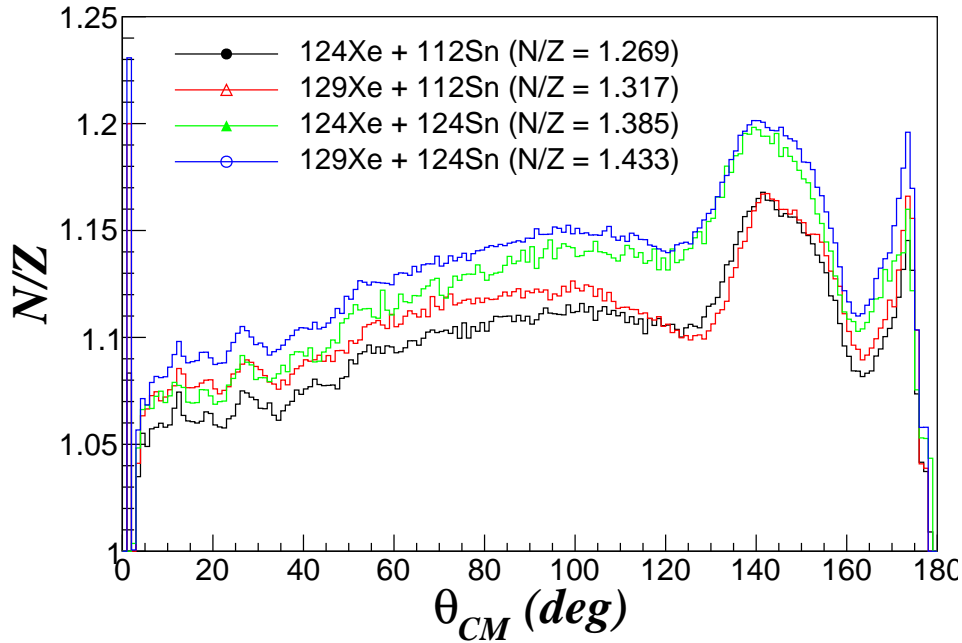


FIGURE 4.4 – Comparaison des distributions du rapport  $N/Z$  pour les quatre systèmes en fonction de l'angle polaire  $\theta_{CM}$ . Le rapport  $N/Z$  est calculé pour toutes les particules avec une charge  $1 \leq Z \leq 4$  dont la masse est identifiée. Les protons ne sont pas pris en compte lors du calcul.

Sur cette distribution, on aperçoit un pic large centré autour de  $140^\circ$ , vers l'arrière du détecteur. Une structure apparaît également à la mi-rapacité, atteignant un maximum autour de  $90^\circ$ . On retrouve également sur cette distribution de  $N/Z$  la même tendance que celle observée sur la figure 4.3. À l'avant du détecteur, on voit ainsi les systèmes aux mêmes projectiles se rejoindre, et à l'arrière ce sont les systèmes avec la même cible qui se rejoignent.

## 4.2 $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ de 65 à 150 A MeV

### 4.2.1 Comparaison générale des données

La quatrième campagne de mesure d'INDRA a également permis d'explorer, pour un même système de  $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ , les effets de l'énergie incidente sur la réaction[3, 101, 10]. Ainsi, nous avons à notre disposition pour cette analyse ce système pour des énergies incidentes de 65, 80, 100, et 150 A MeV. Comme pour la section précédente, la condition de déclenchement d'au moins trois modules de détection d'INDRA touchés, et aucune condition en complétude n'est appliquée aux données.

Système	$E_{proj}/A_{proj}$ (MeV/A)	Nombre d'évènements
$^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	65	6 976 846
	80	7 637 476
	100	11 783 545
	150	3 290 410

TABLE 4.3 – Tableau récapitulatif des systèmes étudiés, issus de la quatrième campagne d'INDRA.

Comme pour les systèmes de la section précédente, plusieurs observables vont être présentées en comparant les résultats obtenus pour les quatre systèmes ici sélectionnés.

#### 4.2.1.1 Distributions de charge

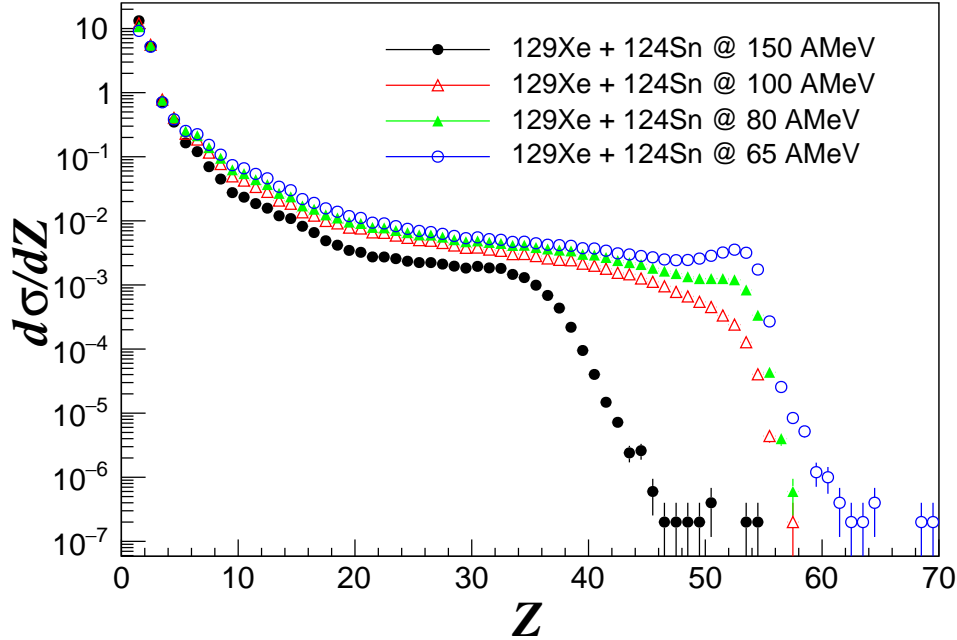


FIGURE 4.5 – Comparaison des distributions des charges  $Z$  identifiées pour tous les évènements  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  à 65, 80, 100 et 150 A MeV, normalisées par le nombre d'évènements.

La figure 4.5 présente la distribution des charges pour tous les évènements confondus, et pour les quatre systèmes. Ces distributions sont normalisées par les nombres totaux d'évènements utilisés. Par conséquent, les distributions représentent la multiplicité des fragments détectés. Ces distributions ont des formes différentes, montrant une évolution en fonction de l'énergie incidente. Pour une énergie incidente de 150 A MeV, la plus élevée étudiée ici, on constate que les produits émis vont systématiquement avoir une charge en deçà de la charge du projectile, ou de la cible, avec un maximum à  $Z = 40$ . À 100, 80 et 65 A MeV d'énergie incidente, on observe une distribution qui forme un plateau correspondant aux noyaux de masse intermédiaire. Ce plateau atteint, et dépasse, la charge du projectile ou de la cible, son maximum se trouvant entre  $Z = 56$  et  $Z = 58$ .

La distribution des charges pour le système à 150 A MeV est donc très différent des autres distributions, à des énergies plus faibles. Nous pouvons expliquer cela en remarquant qu'à plus haute énergie incidente, les rémanents des projectiles sont émis à des angles plus faibles. A 150 A MeV, la majorité des noyaux les plus lourds, provenant de collisions périphériques, ne sont pas suffisamment déviés pour atteindre un détecteur. Ils sont donc perdus, et expliquent le manque de noyaux très lourds ( $Z > 40$ ) observé sur cette distribution.

Ces systèmes montrent ainsi l'évolution de la dynamique de la réaction. Pour une énergie incidente élevée comme à 150 A MeV, on va observer une fragmentation importante du projectile

et de la cible avec une forte production de particules très légères. La quantité d'énergie impliquée va également plus fortement exciter les fragments primaires, qui vont évaporer plus de particules légères. À 100 A MeV, on observe un régime intermédiaire, avec une fragmentation plus faible. Enfin, à 80 et 65 A MeV, on observe des fragments plus massifs, résultant d'une fragmentation plus limitée.

#### 4.2.1.2 Distributions de multiplicité totale

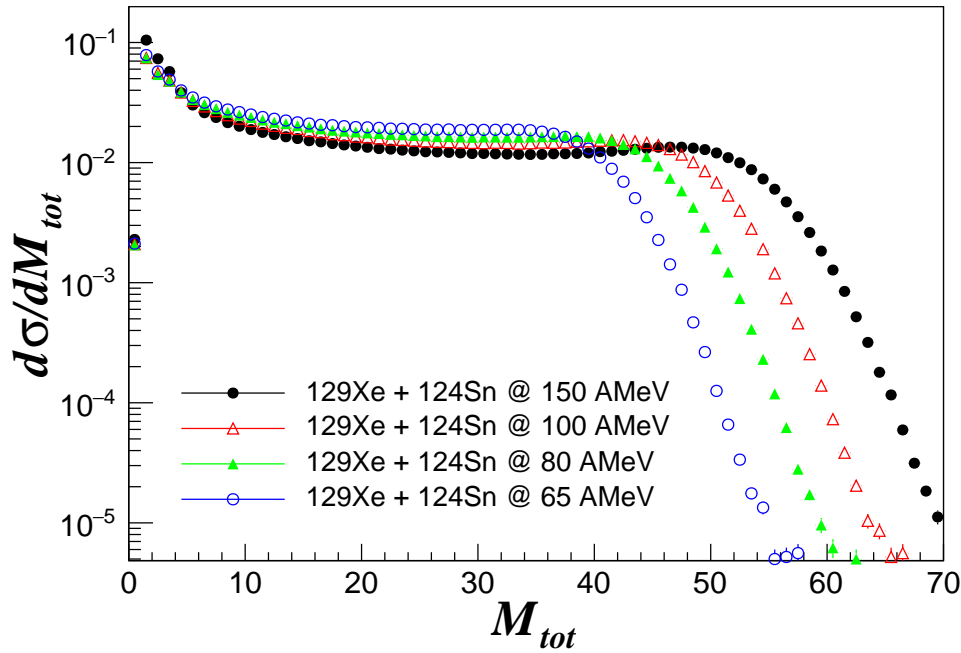


FIGURE 4.6 – Comparaison des distributions des multiplicités totales  $M_{tot}$  pour tous les événements  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  à 65, 80, 100 et 150 A MeV, normalisées par le nombre d'événements.

La figure 4.6 présente et compare les distributions de multiplicité totale  $M_{tot}$  des quatre systèmes  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  à 65, 80, 100 et 150 A MeV, normalisées par le nombre d'événements. On constate que de 65 à 150 A MeV, la multiplicité totale dépend de l'énergie incidente. Pour une énergie incidente de 150 A MeV, la distribution montre que la multiplicité totale peut dépasser les 70 particules. Cette valeur maximale diminue progressivement avec l'énergie incidente. Pour le système à 65 A MeV, on n'atteint environ que 55 particules émises au maximum. Cette tendance démontre une fragmentation de la cible et du projectile plus importante à plus haute énergie incidente. Cette observation rejoint la conclusion obtenue en analysant les distributions de charge.

#### 4.2.2 Distributions angulaires des particules légères

Comme lors de l'analyse réalisée dans la section 4.1.2, nous allons ici présenter et comparer les distributions angulaires des particules légères, pour les quatre réactions étudiées ici,  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  à 65, 80, 100 et 150 A MeV. Les angles polaires  $\theta_{CM}$  sont exprimés dans le référentiel du centre de masse de la réaction.

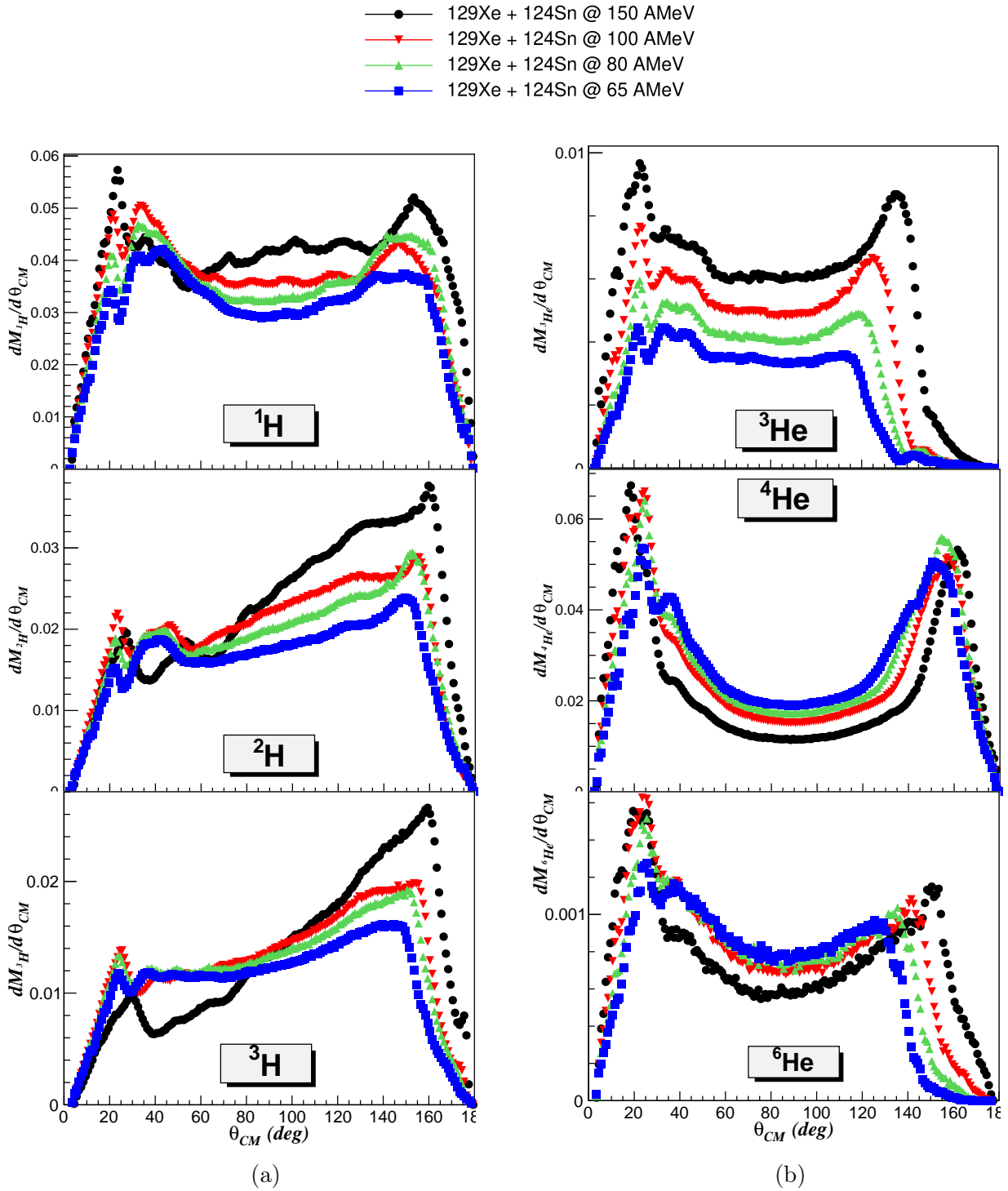


FIGURE 4.7 – Comparaison des distributions angulaires des particules légères dans le référentiel du centre de masse, normalisées par le nombre d'évènements. (a) Distributions pour les protons, deutons, et tritons. (b) Distributions pour les  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ .

La figure 4.7 présente les distributions angulaires pour tous les isotopes observées par le détecteur pour  $Z = 1$  et  $Z = 2$ . En abscisse, nous utilisons l'angle  $\theta_{CM}$ , et en ordonnée la multiplicité observée par intervalles angulaire. Ces distributions sont normalisées par le nombre total d'évènements.

Comme discuté dans la section 4.1.2, les projectiles et cibles de ces réactions sont de masse comparable. On attend donc une distribution symétrique de part et d'autre de l'angle perpendiculaire dans le centre de masse à  $90^\circ$ . Les réactions aux énergies incidentes de 150 et 100 A MeV montrent une forte asymétrie. Cette asymétrie est particulièrement visible pour les réactions à 150 A MeV d'énergie incidente, et pour les distributions de deutons et de tritons. Pour des énergies incidentes plus faibles, les distributions observées pour les deutons et les tritons approchent la symétrie attendue.

Les déformations des distributions pour des angles correspondant à l'avant de la réaction viennent d'une perte importante des particules très énergétiques. Ces particules traversent le détecteur, et ne sont donc pas identifiées via la méthode  $\Delta E-E$ . Lors d'une réaction à une énergie incidente très élevée, la quantité d'énergie disponible dans le centre de masse augmente, et est communiquée aux particules.

La comparaison de quatre énergies incidentes différentes montre tout de même l'évolution de la réaction en fonction de l'énergie incidente. Nous allons ici discuter de la partie arrière de la réaction, pour  $\theta_{CM} \geq 90^\circ$ , où nous avons une meilleure efficacité de détection des particules légères, car elles sont moins énergétiques et ne traversent pas le détecteur. Les particules émises à des angles élevés, correspondant aux émissions de la cible excitée, forment un pic proéminent pour une énergie incidente de 150 A MeV. Pour des énergies incidentes plus basses, et pour toutes les particules étudiées hormis pour  $^4\text{He}$  et  $^6\text{He}$ , ces distributions vont s'aplatir, et le pic observé s'efface au profit d'un plateau traduisant une émission isotrope.

Cette évolution montre l'effet de l'énergie incidente sur l'émission de particules légères lors la collision. Les distributions des protons et les  $^3\text{He}$  montre un ordre dépendant de l'énergie incidente. La production est la plus élevée pour une énergie incidente de 150 A MeV, suivi de la distribution correspondant à une énergie de 100 A MeV, et ainsi de suite. On remarque également cet ordre pour les distributions des deutons et tritons, mais elle est moins marquée autour de la mi-rapacité. Cet ordre est inversé pour les distributions des  $^4\text{He}$  et  $^6\text{He}$  autour de la mi-rapacité, pour l'énergie incidente la plus faible de 65 A MeV.

## 4.3 $^{124,136}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$ à 32 et 45 A MeV

### 4.3.1 Comparaison générale des données

Dans cette dernière section, les systèmes  $^{124,136}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$  vont être étudiés, pour des énergies incidentes de 32 et 45 A MeV. Ces données sont issues de la cinquième campagne de mesure INDRA. Il est à noter que le système  $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  pour une énergie incidente de 45 A MeV n'a pas été mesuré lors de cette campagne de mesure, et ne fait donc pas partie de cette analyse.

Ces systèmes ont fait l'objet de précédentes analyses par la collaboration INDRA. Le processus de multifragmentation a été étudié en utilisant ces données, notamment les effets liés à l'isospin[102]. L'équilibration chimique des produits émis dans la zone de mi-rapacité de la réaction, à  $90^\circ$  dans le référentiel du centre de masse, a également été étudiée[103, 104]. Enfin,



des études des propriétés thermiques comme la transition de phase ont également utilisé ces données[105].

Ces quatre systèmes permettent une analyse semblable à celle réalisée pour des énergies plus élevées, montrés dans la section 4.1. Nous pouvons ainsi comparer des réactions Xe+Sn lors de collisions autour de l'énergie de Fermi, à 32 et 45 A MeV d'énergie incidente, à des réactions plus violentes à 100 A MeV d'énergie incidente. L'autre particularité de cet ensemble de systèmes est que nous avons deux systèmes intermédiaires,  $^{136}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  et  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ , possédant le même nombre total de neutrons et de protons dans le système, tout en ayant des rapports  $(N/Z)_{proj}$  et  $(N/Z)_{cible}$  très différents.

En conjonction avec les données de la quatrième campagnes présentées dans la section précédente, pour un système de  $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  à des énergies incidentes de 65 à 150 A MeV, ces systèmes permettent également de suivre l'évolution de nombreuses observables en fonction de l'énergie incidente, de l'énergie de Fermi aux limites de détection d'INDRA.

Système	Nombre d'évènements	$A_{sys,tot}$	$(N/Z)_{proj}$	$(N/Z)_{cible}$	$(N/Z)_{sys,tot}$
$^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$	563 259	236	1.296	1.240	1.269
$^{136}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$	532 117	248	1.519	1.240	1.385
$^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$	548 894	248	1.296	1.480	1.385
$^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$	518 146	260	1.519	1.480	1.500

TABLE 4.4 – Tableau récapitulatif des systèmes étudiés, issus de la cinquième campagne d'INDRA, pour une énergie incidente de 32 A MeV.

Système	Nombre d'évènements	$A_{sys,tot}$	$(N/Z)_{proj}$	$(N/Z)_{cible}$	$(N/Z)_{sys,tot}$
$^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$	691 058	236	1.296	1.240	1.269
$^{136}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$	673 283	248	1.519	1.240	1.385
$^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$	653 869	260	1.519	1.480	1.500

TABLE 4.5 – Tableau récapitulatif des systèmes étudiés, issus de la cinquième campagne d'INDRA, pour une énergie incidente de 45 A MeV.

#### 4.3.1.1 Distributions de charge

La figure 4.8 présente et compare les distributions en charge pour les systèmes  $^{124,136}\text{Xe}+^{112,124}\text{Sn}$  à 32 A MeV, et  $^{124,136}\text{Xe}+^{112,124}\text{Sn}$  à 45 A MeV. On remarque que ces distributions montrent qu'à ces énergies incidentes faibles, toutes les charges jusqu'à la charge du projectile ont été observées. Ces distributions sont très semblables aux distributions observées sur la figure 4.5 pour le système à 65 A MeV. Les systèmes à 32 et 45 A MeV marquent ainsi la borne minimale d'énergie incidente étudiée dans le cadre de cette analyse.

#### 4.3.1.2 Distributions de multiplicité totale

La figure 4.9 présente la multiplicité totale observée pour les réactions de  $^{124,129}\text{Xe}+^{112,124}\text{Sn}$  à 32 A MeV. Dans la continuité des observations réalisées sur la figure 4.6, on remarque que la multiplicité totale atteint un maximum de 30 particules. Cette valeur maximale de la multiplicité totale implique moins de fragmentations qu'à 65 A MeV, et au-delà. Ce résultat est cohérent avec la conclusion de la section précédente concernant la figure 4.8, avec des réactions produisant des fragments plus lourds.

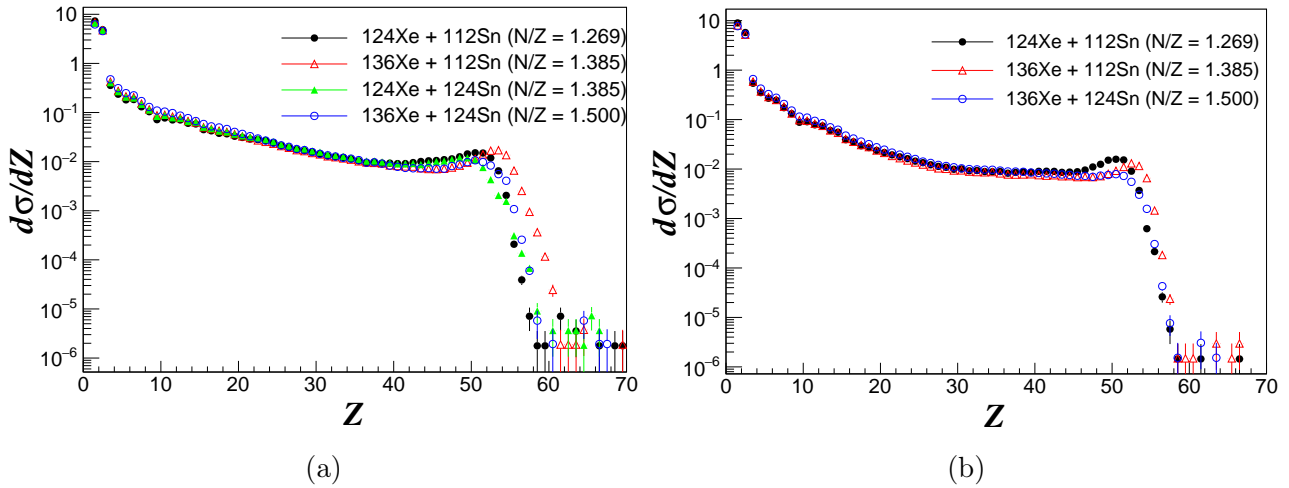


FIGURE 4.8 – (a) Comparaison des distributions des charges  $Z$  identifiées pour tous les évènements  $^{124,136}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$  à 32 A MeV, normalisées par le nombre d'évènements. (b) Comparaison des distributions des charges  $Z$  identifiées pour tous les évènements  $^{124,136}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$  à 45 A MeV, normalisées par le nombre d'évènements.

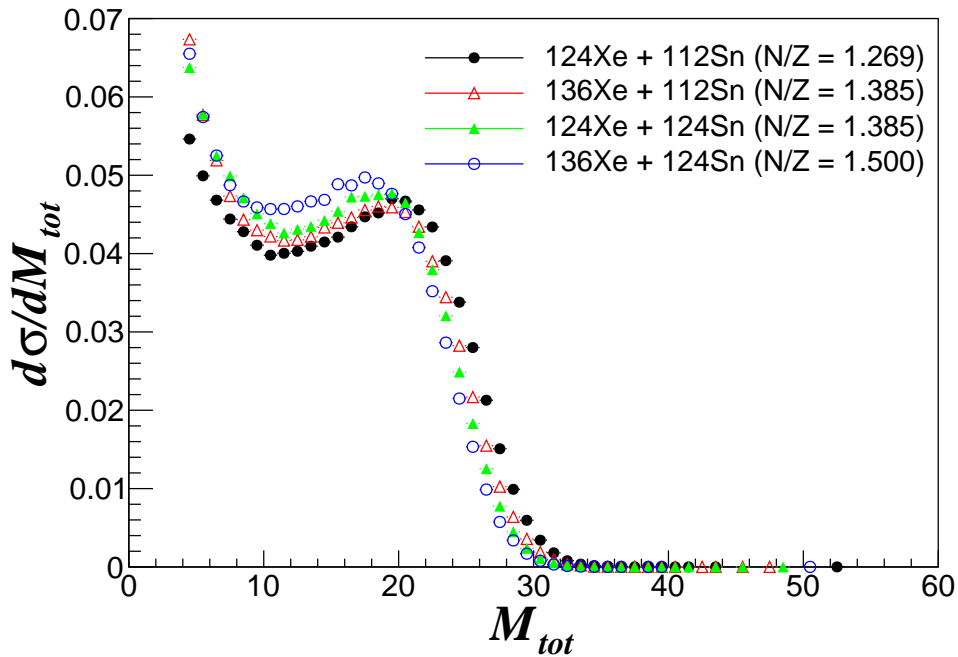


FIGURE 4.9 – Comparaison des distributions des multiplicités totales  $M_{tot}$  pour tous les évènements  $^{124,136}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$  à 32 A MeV, normalisées par le nombre d'évènements.

### 4.3.2 Distributions angulaires des particules légères

La figure 4.10 présente les distributions angulaires des particules légères, pour  $Z=1$  et  $Z=2$ , dans le référentiel du centre de masse. Ces distributions sont normalisées par le nombre d'évènements.

Les distributions des protons montrent un comportement comparable à celui observé dans la section 4.1.2. À l'avant, les distributions correspondant aux réactions mettant en jeu le

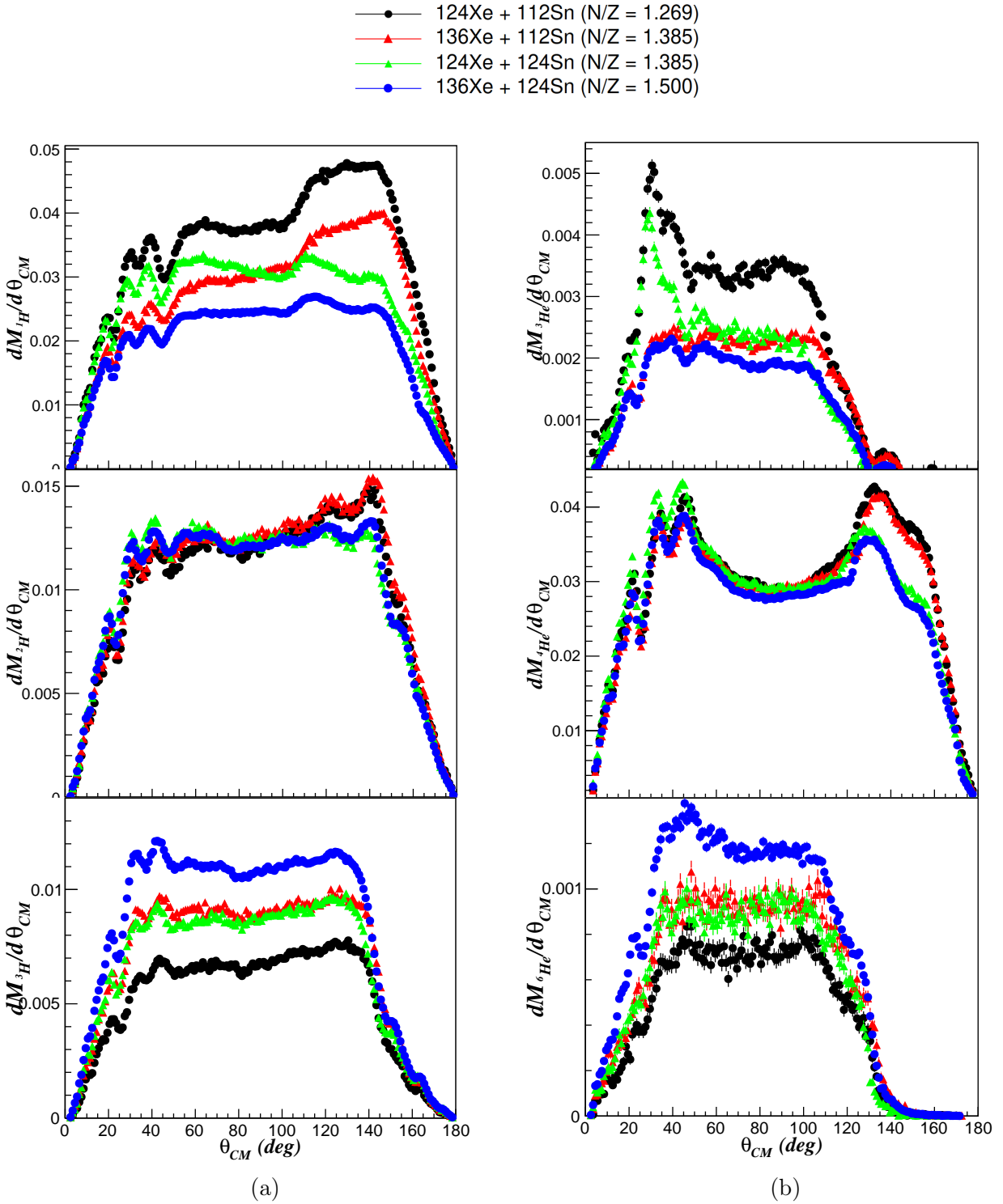


FIGURE 4.10 – Comparaison des distributions angulaires des particules légères dans le référentiel du centre de masse, normalisées par le nombre d'évènements. (a) Distributions pour les protons, deutons, et tritons. (b) Distributions pour les  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ .

même projectile se rejoignent. De même, à l'arrière les distributions correspondant aux réactions mettant en jeu la même cible se rejoignent. L'évolution de l'avant vers l'arrière est ici particulièrement visible lorsque l'on regarde l'évolution des systèmes  $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  et  $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ . Les distributions de ces deux systèmes se croisent à un angle  $\theta_{CM}$  de  $90^\circ$ , marquant ainsi la limite entre les hémisphères avant et arrière.

Les distributions pour le triton montrent un plateau, avec une amplitude ordonnée suivant le rapport N/Z du système total. Le système  $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  est ainsi la distribution avec la plus grande amplitude, et le système  $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$  celle avec la plus faible amplitude. Les systèmes  $^{124}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  et  $^{136}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$  sont intermédiaires, et se superposent, ces deux systèmes ayant un N/Z total égal malgré une différence de richesse en neutron des projectiles et cibles impliqués dans ces deux réactions. On constate également que cette superposition est retrouvée pour tout angle. Ce phénomène peut indiquer une production de ces noyaux qui dépend de la composition du système total, et non seulement de la cible ou du projectile. Cette question va être étudiée plus en profondeur dans le chapitre 5.

Ce plateau remarqué pour les tritons est également observée pour les deutons et les  $^6\text{He}$ . Elle dénote une isotropie de l'émission de ces particules, entre ces deux bornes angulaires. On l'observe également pour l' $^3\text{He}$ , néanmoins uniquement pour les systèmes mettant en jeu la cible la plus légère d' $^{112}\text{Sn}$ . Les distributions  $^4\text{He}$  montrent quant à eux une structure supplémentaire, avec deux pics visibles autour de  $40^\circ$  et  $140^\circ$ . Ces pics correspondent aux émissions du projectile et de la cible excitée. Le premier pic est également visible sur la distribution angulaire de l' $^3\text{He}$ , pour les systèmes mettant en jeu la cible la plus lourde d' $^{124}\text{Sn}$ .

## 4.4 Comparaison entre ELIE et données expérimentales

Le modèle ELIE est optimisé afin de reproduire des données typiques d'INDRA, des collisions d'ions lourds à énergies intermédiaires au-delà de l'énergie de Fermi. C'est donc un modèle parfaitement adapté à l'analyse réalisée ici. L'utilisation d'un générateur d'événements permet de comprendre les interactions à l'origine des résultats expérimentaux. Mais il reste nécessaire de vérifier que les observables globales sont bien reproduites dans les conditions des données utilisées. Dans cette section, nous allons ainsi présenter quelques observables générées par ELIE, et les comparer aux données expérimentales.

### 4.4.1 Filtre expérimental

Les données de simulation ne prennent pas en compte les limitations expérimentales. La collaboration INDRA a développé un « filtre expérimental » afin de permettre à ces données d'être comparable aux données expérimentales.

Les particules de la simulation émises dans ce qui serait une des zones mortes de détection, dues à la géométrie du détecteur, sont ainsi retirées. Les seuils en énergies sont pris en compte, éliminant les particules ayant une énergie trop basse pour être détectée, ou trop élevée. Le seuil maximal en énergie est déterminé à partir de l'application de la formule de Bethe.

Enfin, la résolution angulaire du détecteur étant limité, il faut donc corriger les angles des particules générées. Expérimentalement, l'angle précis d'une particule entrant dans un détecteur ne peut pas être connu, et on ne connaît que la gamme d'angle polaire et azimutal correspondant au module de détection. Afin de garantir une continuité angulaire dans les données, les angles

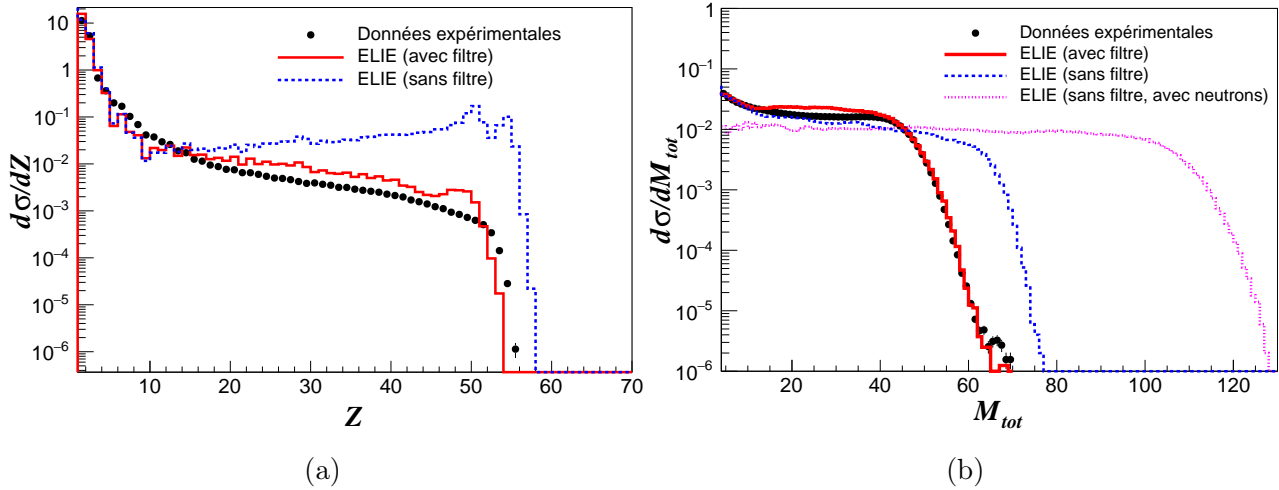


FIGURE 4.11 – Comparaison des distributions des charges (a) et des multiplicités totales (b), entre les données expérimentales (points noirs), les données simulées issues de ELIE avant le passage au travers du filtre expérimental (pointillés bleus), et après (ligne rouge). Ces figures sont obtenues pour le système  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  à 100 A MeV. Sur la sous-figure (b), la distribution de multiplicité totale avant le filtre, et en prenant en compte les neutrons, est également présentée (pointillés roses)

sont tirés aléatoirement, dans les limites angulaires du module. Les données ELIE sont soumises au même traitement.

#### 4.4.2 Comparaisons générales

Nous présentons la comparaison des données expérimentales avec les données générées par ELIE, avant et après un passage au travers du filtre expérimental.

La figure 4.11 compare les charges des particules, ainsi que la multiplicité totale, entre les données expérimentales et générées par ELIE. Nous remarquons une bonne reproduction de la distribution des charges après passage dans le filtre, avec une légère surestimation de la production des noyaux intermédiaires. Les résultats avant le passage au travers du filtre montre qu'une perte n'apparaît que pour les produits de charge  $Z > 10$ . Les pertes des charges les plus élevées sont principalement géométriques, et correspondent au rémanent du projectile, qui est perdu à l'avant du détecteur, et de la cible.

Les multiplicités totales sont également reproduites par le modèle après passage au travers du filtre. On remarque sur la distribution sans filtre et avec neutrons, qu'ils représentent une part majeure des émissions. Cette figure est néanmoins à mettre dans le contexte du modèle ELIE, et des contraintes qui lui ont été imposées par les données INDRA. L'émission de neutrons lors de la collision est difficile à modéliser, car nous manquons de comparaison avec des données expérimentales.

# Chapitre 5

## Sélection et caractérisation de la zone participante

### 5.1 Méthodes de sélection de la zone participante

#### 5.1.1 Motivations

Les premiers modèles utilisant la description participant-spectateur définissaient une zone participante géométrique, formée par le volume correspondant à la superposition du projectile et de la cible[77]. Cette zone était considérée comme une source à part entière, émettant des produits dans toutes les directions, considérés comme « produits de la zone participante ». Cette définition géométrique est encore utilisée aujourd’hui dans les modèles semi-classiques, comme ELIE[86].

Une autre définition de la zone participante est également employée, fondée sur la cinétique des nucléons du système lors de la collision. Dans le cadre de modèles dynamiques de la réaction, il est possible de définir un nucléon « participant » comme un nucléon ayant subi au moins une collision nucléon-nucléon durant la réaction. Les nucléons « spectateur » correspondent quant à eux aux nucléons n’ayant pas interagi lors de la collision. Cette description est en accord avec la définition originale de la zone participante, et permet aux modèles l’utilisant d’employer le modèle participant-spectateur à des énergies incidentes plus faibles, où la séparation géométrique n’est plus adaptée[106].

Ces deux définitions reposent néanmoins sur une connaissance parfaite de l’état du système. La réalité expérimentale des réactions nucléaires impose une limite sur la quantité d’observables disponible. Dans le cadre d’INDRA, et du couplage INDRA-FAZIA, nous n’avons accès qu’aux observables cinématiques (angle d’émission, énergie) et isotopiques (charge, masse dans les limites d’identification du détecteur). Il est donc nécessaire de développer des méthodes d’analyse permettant de sonder la zone participante. Cette problématique a été explorée à de nombreuses reprises lors de campagnes de mesure d’INDRA.

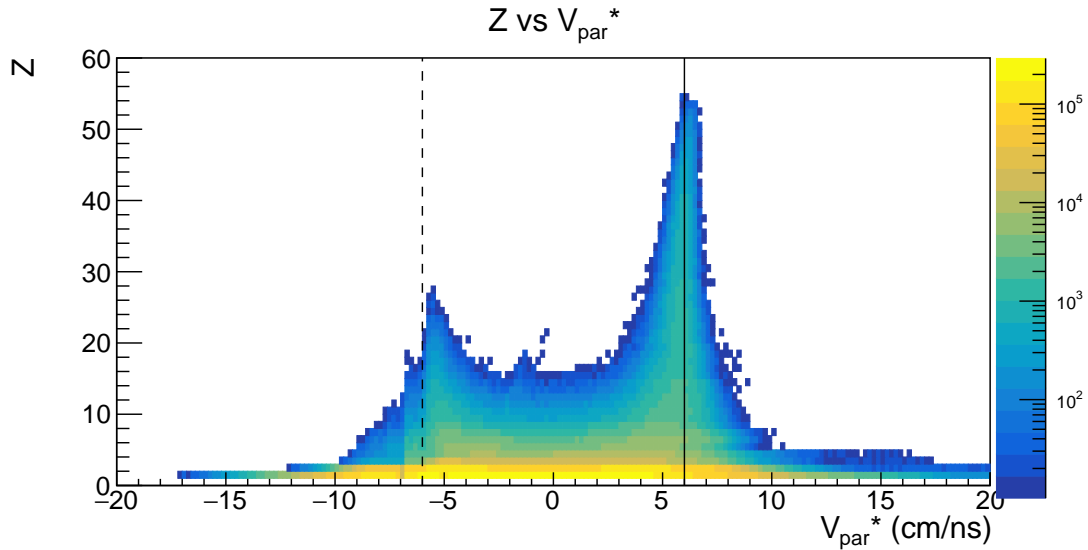


FIGURE 5.1 – Distribution de la vitesse parallèle dans le référentiel du centre de masse des particules détectées, en fonction de leur charges. La ligne pleine verticale correspond à la vitesse du projectile incident dans ce référentiel,  $v_{par,proj}^* \approx 6.5$  cm/ns. La ligne en pointillé correspond à la vitesse estimée de la cible dans ce référentiel, pour le système  $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  à 100 A MeV.

La figure 5.1 présente la distribution de la charge  $Z$  de toutes les particules détectées, en fonction de leur vitesse parallèle dans le référentiel du centre de masse. On observe sur cette distribution deux pics, centrés autour de vitesses proches de celle du projectile et de la cible. Ces noyaux de charges élevées correspondent aux rémanents du projectile et de la cible après collision. Le pic côté cible est plus faible que celui du projectile, car le rémanent de la cible n'est pas détectée pour des collisions très périphériques. Ces particules sont comprises comme provenant des zones spectatrices. Entre les deux pics, on observe une « vallée » composée de produits légers et intermédiaires émis autour du centre de masse. Ces émissions sont comprises comme provenant de la zone participante.

Dans cette section, nous allons décrire notre méthode de sélection angulaire d'un échantillon des produits issus de la zone participante.

## 5.1.2 Sélection angulaire des produits de la zone participante

### 5.1.2.1 Description

La méthode de sélection angulaire cherche à séparer les produits de la zone participante de ceux des zones spectatrices, en échantillonnant la zone de mi-rapidité. Les noyaux émis par les zones spectatrices correspondent aux émissions par évaporation du projectile et de la cible. Ces zones sont ainsi délimitées par leurs anneaux de Coulomb respectifs. Ces anneaux forment ainsi deux sphères, situés à l'avant et à l'arrière de la réaction par rapport à son centre de masse. Les angles polaires correspondant à ces émissions évaporées, dans le référentiel du centre de masse, sont donc très petits pour le projectile, ou très grands pour la cible. De cette observation, on en déduit qu'il est possible de sélectionner une partie de la zone participante en appliquant une sélection angulaire, centrée autour de la mi-rapidité à  $90^\circ$ .

Cette méthode de sélection a été conçue à la suite de la formulation du modèle participant-spectateur[78]. Elle a été par la suite employée lors d'analyses visant à réaliser une comparaison des caractéristiques des produits spectateurs et participants. On retrouve cette méthode plus particulièrement lors d'analyses de collisions Au+Au de 90 à 400 A MeV réalisée par la collaboration FOPI[107, 108], ou à MSU[109]. Dans le cadre des données recueillies par la collaboration INDRA, cette méthode a été appliquée pour des systèmes et des énergies incidentes variées, de réactions Au+Au de 60 à 150 A MeV[6], aux réactions de Ca+Ca à 35 A MeV[47]. La sélection angulaire nécessite une séparation des anneaux de Coulomb, de la cible et du projectile suffisante dans l'espace des vitesses. Proche de l'énergie de Fermi, la vitesse des noyaux légers émis par évaporation est suffisamment élevée pour qu'il y ait superposition des zones spectatrices. La sélection en angle devient donc moins discriminante autour du centre de masse, et est moins adaptée. Cette méthode est généralement réservée pour des réactions aux énergies incidentes élevées.

Dans le cadre de l'analyse présentée dans ce chapitre et le chapitre suivant, nous allons étudier des réactions d'énergies incidentes de 65 à 150 A MeV. La séparation des zones spectatrices est suffisante, et la méthode THETA est applicable. Les différences de séparation nécessitent néanmoins une optimisation de l'ouverture angulaire. Afin de minimiser les produits des zones spectatrices, l'angle d'ouverture de la sélection doit être réduit. Mais, ces analyses nécessitent une statistique suffisante afin d'observer des différences fines lors de comparaisons de systèmes. Il faut donc également que cette ouverture soit maximale. Un compromis est à trouver.

### 5.1.2.2 Optimisation de l'ouverture angulaire

L'optimisation de l'ouverture angulaire vise à minimiser le nombre de produits de la zone spectatrice par rapport aux produits de la zone participante d'intérêt. Cette optimisation est faite dans un cadre expérimental, à partir de la répartition des produits spectateurs et participants de la réaction. L'utilisation de modèles, ou de générateurs d'évènements, apporte un soutien théorique appuyant les choix de limites utilisées lors de la sélection. Ces modèles permettent l'identification des produits participants, soit par construction si le modèle est établi à partir de l'hypothèse participant-spectateur, soit phénoménologiquement en observant les collisions nucléon-nucléon[106, 110]. Le rapport des produits de la zone participant sur la totalité des produits dans la sélection est un indicateur de l'efficacité de discrimination de la sélection. Cette justification de l'ouverture angulaire est en revanche limitée par la capacité des modèles à reproduire les données expérimentales. Il est ainsi important de réaliser une étude complète du modèle pour les systèmes étudiés. Pour cette analyse, nous avons utilisé le modèle ELIE, dont l'étude est réalisée dans la section 2.4.

## ELIE

L'utilisation d'un générateur d'évènement, permettant l'identification des produits participants et spectateurs, permet d'optimiser de manière quantitative l'ouverture angulaire. Nous utilisons le modèle ELIE afin, pour une ouverture angulaire donnée, de quantifier le rapport de produits de la source participante sur la totalité des particules présentes dans la sélection. La figure 5.2 représente ainsi le pourcentage des particules présentes dans l'échantillon provenant de la source participante.



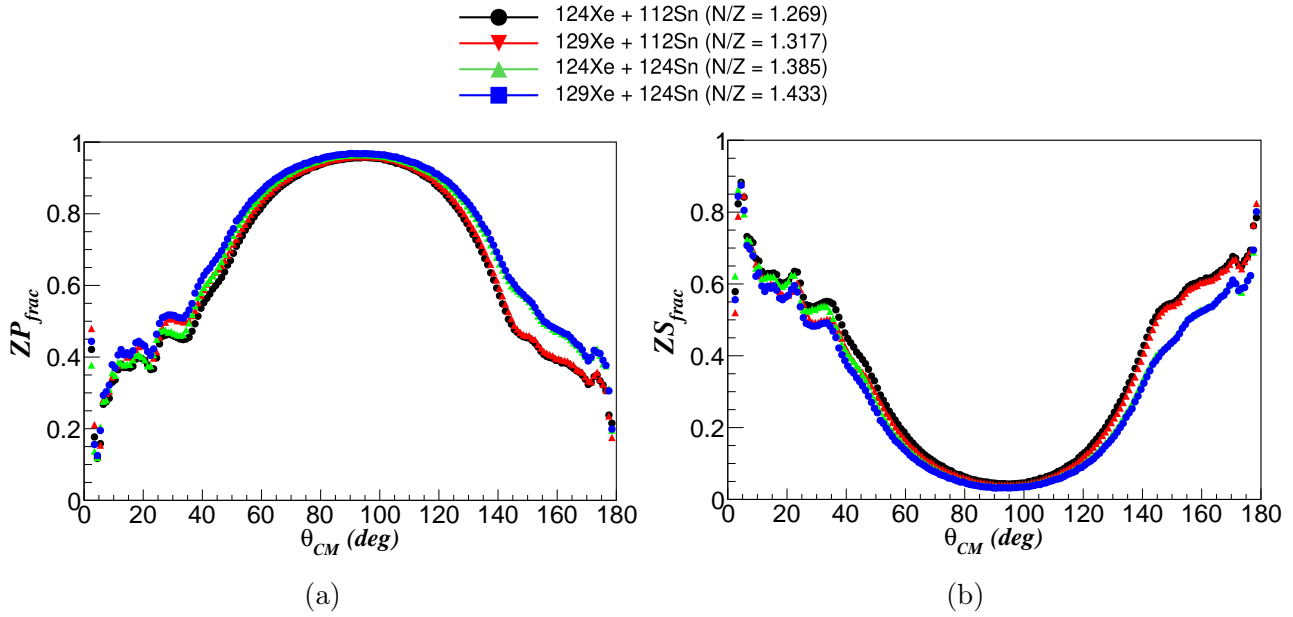


FIGURE 5.2 – Distributions angulaires de la fraction participante  $ZP_{frac} = M_{ZP}/(M_{ZP}+M_{ZS})$  (a), et spectatrice  $ZS_{frac} = M_{ZS}/(M_{ZP}+M_{ZS})$  (b) pour quatre systèmes de  $^{124,129}\text{Xe}+^{112,124}\text{Sn}$  à 100 A MeV. Ces distributions ont été obtenues à partir de données générées par le modèle ELIE.

La figure 5.2 montre l'évolution de la proportion de produits issus des zones participantes et spectatrices, en fonction de l'angle dans le référentiel du centre de masse. La proportion, appelée « fraction participante » et « fraction spectateur », est déterminée en calculant le pourcentage des particules émises dans un intervalle angulaire issues de leurs zones respectives. Il s'agit d'une information accessible du modèle ELIE. Cette figure permet ainsi de justifier un intervalle angulaire à employer afin de s'assurer d'avoir un échantillon de zone participante la plus pure possible.

Nous pouvons observer que la fraction participante montre deux régimes différents et caractéristiques. À  $60^\circ$ , la fraction augmente rapidement et atteint un plateau autour de 90% de produits participants. Cette fraction chute autour de  $120^\circ$ , et forme une distribution quasi-symétrique autour de  $90^\circ$ . Elle montre une zone d'émission peu peuplée par des produits spectateurs. En dehors de ces intervalles en revanche, la fraction participante diminue, jusqu'à atteindre un plateau entre 40 et 50% montrant un mélange avec des contributions spectatrices. À des angles très faibles, et très élevés, la fraction spectatrice monte rapidement.

À partir de cette figure, nous pouvons fixer un seuil minimal en fraction participante afin de fixer les bornes de la sélection angulaire. Aucune sélection angulaire ne permet de s'affranchir d'un mélange de contributions spectatrices et participantes. Ce seuil est donc fixé arbitrairement. Il est, dans notre analyse, fixé à 90%, un seuil minimal jugé suffisant pour l'étude d'effets issus de la zone participante. Ce seuil fixe notre sélection aux angles polaires compris entre  $70^\circ$  et  $110^\circ$  dans le référentiel du centre de masse.

Cette méthode de détermination des bornes de sélection est donc fondée sur une justification quantitative. Mais, elle est également dépendante du modèle utilisé. Le modèle ELIE est ici employé, mais il ne peut pas être appliqué à des énergies incidentes proches de l'énergie de Fermi, en dessous de 60 A MeV. De plus, des différences dans la topologie des émissions entre

celles générées par le modèle, et celles observées expérimentalement, peuvent remettre en cause les résultats de la fraction participante obtenue. Nous devons appuyer cette méthode par des déterminations analytiques.

### Méthode analytique

Il est également possible de réaliser une optimisation qualitative analytique de la sélection angulaire, à partir des données expérimentales. La forme des émissions des zones spectatrices est décrite par deux anneaux de Coulomb. Ces anneaux ont un rayon dans l'espace des vitesses donné par la limite en énergie imposée par la barrière coulombienne créée par la source. Une particule doit avoir une énergie supérieure à cette barrière pour être émise, imposant donc une vitesse minimale d'émission dans le référentiel de la source. Leur vitesse moyenne peut être calculée, et est donnée par l'équation 5.1[111].

$$\bar{v}_{anneau} \approx \sqrt{\frac{2A_2 E_{Coulomb}}{(A_1 + A_2)A_1}} \quad (5.1)$$

$$E_{Coulomb} \propto Z_1 Z_2$$

avec  $A_1$  et  $A_2$  respectivement les masses de la particule émise et de la source.  $E_{Coulomb}$  correspond au seuil en énergie cinétique de la particule émise imposé par la barrière coulombienne.

On peut maximiser la sélection angulaire en augmentant l'ouverture jusqu'à « toucher » l'un des anneaux de Coulomb. Elle impose ainsi une valeur maximale de l'ouverture, qui peut être ensuite réduite afin d'éviter les particules évaporées les plus énergétiques. Pour l'exemple d'une particule  $^4\text{He}$  émise par un noyau excité de  $^{129}\text{Xe}$ , on obtient une vitesse de 2,4 cm/ns, ce qui est cohérent avec ce qui est observé sur la figure 5.1.

Cette méthode ne fonctionne pas dans le cas où le rayon de l'anneau Coulomb (la vitesse moyenne des produits évaporés) est supérieure à celle du projectile dans le référentiel du centre de masse. Dans ce cas, les anneaux issus de la cible et du projectile se superposent, et il devient impossible de réaliser une sélection angulaire selon cette méthode. Ce cas est retrouvé autour de 50 A MeV d'énergie incidente pour les systèmes Xe+Sn étudiés.

#### 5.1.3 Bilan

La méthode de sélection angulaire est retenue pour la suite de l'analyse. C'est une méthode adaptée pour la gamme en énergie incidente étudiée dans ce chapitre, et dans le chapitre 6. Elle implique moins de biais en énergie que la méthode précédente, car elle n'impose pas de relation entre l'angle d'émission, et l'énergie maximale que peuvent atteindre les particules sélectionnées de la zone participante. Dans la suite de ce chapitre, l'ouverture angulaire est fixée entre  $70^\circ$  et  $110^\circ$  dans le référentiel du centre de masse. Cette ouverture est optimisée afin d'être utilisable pour toutes les énergies incidentes étudiées dans cette analyse, de 65 à 150 A MeV pour le système Xe+Sn. Pour des énergies incidentes plus faibles en dessous de 50 A MeV, cette méthode ne permet pas de s'assurer d'un échantillon affranchi de particules émises par des sources spectatrices.

### Utilisation de la sélection angulaire pour estimer le paramètre d'impact

L'échantillon de la zone participante extraite par la méthode THETA est considéré comme représentatif de cette zone dans sa globalité. La position de cette sélection permet également d'observer les effets liés au paramètre d'impact. Une collision périphérique émet des particules en privilégiant la direction de l'axe du faisceau, avec un angle d'émission faible. Une faible population de particules légères est ainsi observée dans la zone sélectionnée. Une collision centrale émet des particules de manière plus isotrope dans le référentiel du centre de masse. Une quantité importante de particules est observée lors de ces collisions dans la zone sélectionnée. On observe ainsi une dépendance entre le paramètre d'impact, et la population présente dans la zone participante autour de  $\theta = 90^\circ$ .

La charge totale, correspondant au nombre de protons liés et libres présent dans la sélection angulaire ( $Z_{tot,mid}$ ), est utilisée comme estimateur du paramètre d'impact dans la suite de ce chapitre, et dans le chapitre 6. Elle dépend de l'angle de *flow*, défini comme l'angle entre l'axe du faisceau, et un axe principal de la réaction correspondant au vecteur propre du plan de réaction[112, 113]. Cet angle est régulièrement utilisé comme estimateur de la centralité d'une réaction[112, 113, 114].

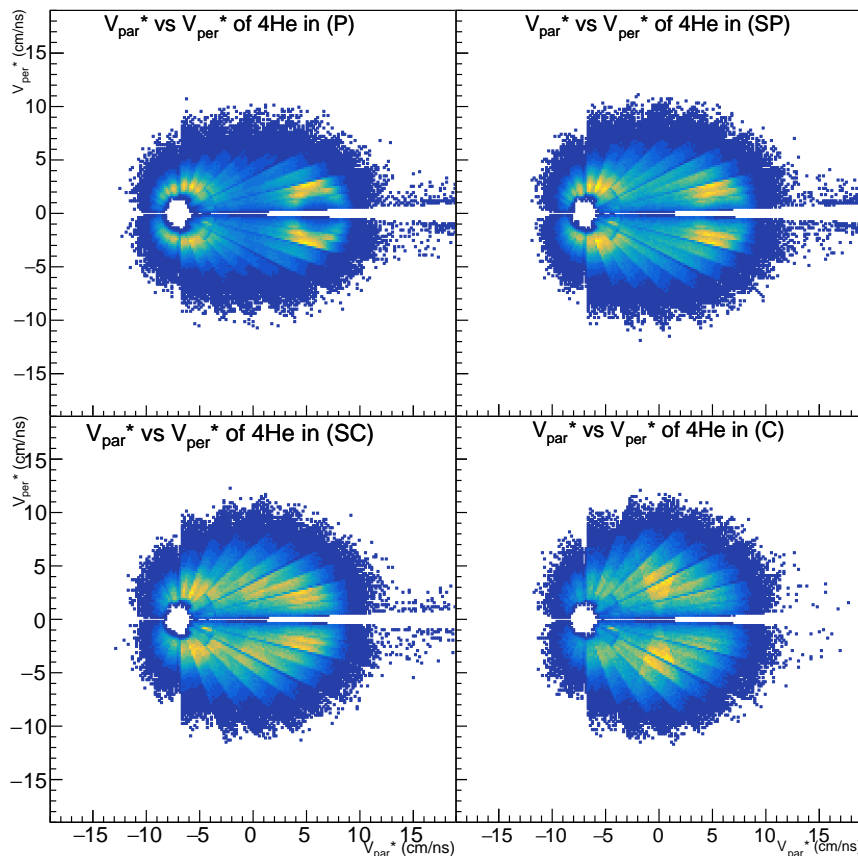


FIGURE 5.3 – Distributions dans l'espace des vitesses des  $^4\text{He}$  observées pour le système  $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  à 100 A MeV, et pour quatre intervalles de paramètre d'impact : périphérique (P, en haut à gauche), semi-périphérique (SP, en haut à droite), semi-central (SC, en bas à gauche), et central (C, en bas à droite).

La figure 5.3 présente quatre sélections en  $Z_{tot,mid}$ . La sélection (P) est réalisée pour un  $Z_{tot,mid}$  compris entre 0 et 5, et correspond aux collisions les plus périphériques. On aperçoit deux sources importantes d'émissions, autour des vitesses du projectile et de la cible, formant des anneaux coulombiens. La sélection (SP) et (SC) correspondent respectivement une sélection de collisions semi-périphérique avec  $Z_{tot,mid}$  entre 5 et 10, et semi-centrales avec un  $Z_{tot,mid}$  compris entre 10 et 15. Ces sélections correspondent à un paramètre d'impact intermédiaire. Les distributions des produits dans l'espace des vitesses montrent une transition d'une collision principalement binaire, vers une distribution des émissions centrées autour du centre de masse. Enfin, la sélection (C) correspond aux collisions centrales, en prenant les événements avec un  $Z_{tot,mid}$  supérieur à 15. Pour ces collisions, les sources projectiles et cibles font place à une émission autour du centre de masse, et prolate. Deux cônes sont visibles sur cette dernière distribution. Il s'agit d'un artefact lié à la sélection angulaire réalisée, qui peut favoriser des événements où un plus grand nombre de particules sont émises dans la sélection, comparé à ce qui peut être attendu en moyenne.

Ces quatre intervalles de paramètre d'impact couvrent ainsi le spectre complet des paramètres d'impact de la réaction.

L'observable  $Z_{tot,mid}$  est donc utilisée dans la suite de ce chapitre, ainsi que dans le chapitre 6, comme estimateur du paramètre d'impact. Une étude plus poussée de cette observable par le modèle ELIE peut être trouvée dans la section 2.4.

### Étude du paramètre d'impact avec ELIE

Le modèle ELIE donne accès à un nombre de paramètres expérimentalement inaccessible. Le paramètre d'impact en est un. Chaque événement généré correspond à un paramètre d'impact imposé par le calcul. Ce paramètre est présenté dans la section 2.4.1.2. Ici, nous allons regarder la corrélation entre le paramètre d'impact, et l'estimateur  $Z_{tot,mid}$  abordé précédemment.

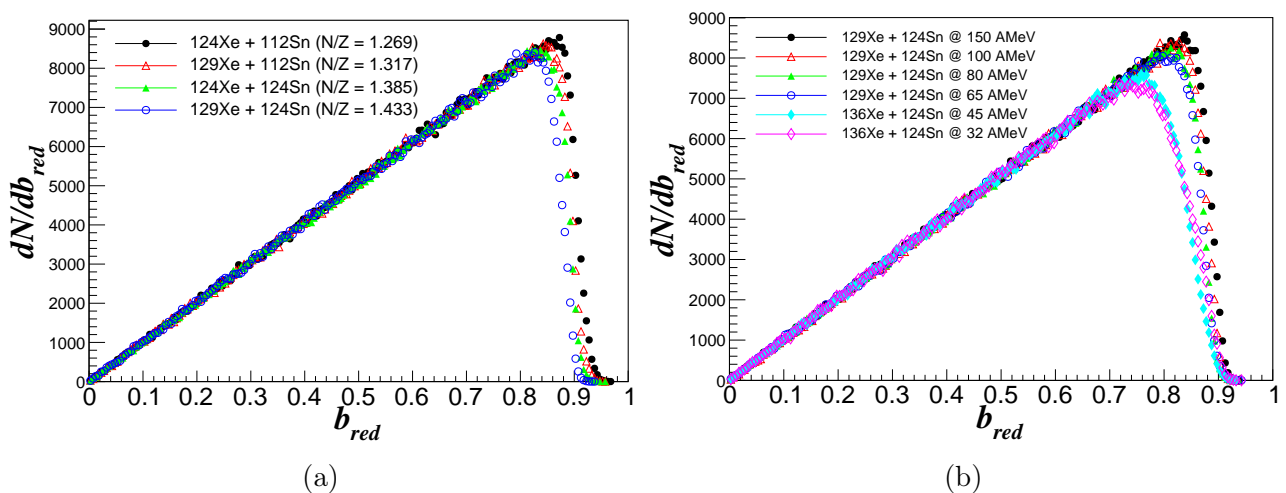


FIGURE 5.4 – Distributions du paramètre d'impact pour tout les événements générés par ELIE. (a) Comparaison des distributions obtenues pour les systèmes  $^{124,129}\text{Xe}+^{112,124}\text{Sn}$  à 100 A MeV. (b) Comparaison des distributions obtenues pour les systèmes  $^{129,136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  de 32 à 150 A MeV.

La figure 5.4 montre la distribution du paramètre d'impact réduit  $b_{red} = b/b_{max}$  pour tous les évènements sélectionnés pour l'analyse. Une comparaison est réalisée entre les quatre systèmes de  $^{124,129}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$  à 100 A MeV (sous-figure (a)), et entre les systèmes de  $^{129,136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  de 32 à 150 A MeV (sous-figure (b)). On constate que les distributions obtenues ne montrent pas de différences particulières, jusqu'à  $b_{red} \approx 0.7$ . Au-delà, on remarque une différence entre les systèmes. Elle est peu marquée pour les quatre systèmes à 100 A MeV, mais est beaucoup plus visible lorsque les systèmes  $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  et  $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  sont comparés. La différence liée à l'énergie incidente est faible, mais reste visible pour des collisions très périphériques.

$$\eta = \sum_{70^\circ \geq \theta_{CM,i} \geq 110^\circ} \frac{Z_i}{Z_{proj} + Z_{targ}} = \frac{Z_{tot,mid}}{Z_{proj} + Z_{targ}} \quad (5.2)$$

Sa relation avec la charge réduite  $\eta$  (équation 5.2) va ainsi également dépendre de l'énergie incidente, et de la taille du système. Cette relation est donc unique pour chaque système. Afin de normaliser  $Z_{tot,mid}$  pour tous les systèmes et de le rendre comparable à d'autres réactions, nous allons introduire un estimateur normalisé de paramètre d'impact, la charge réduite  $\eta$ .

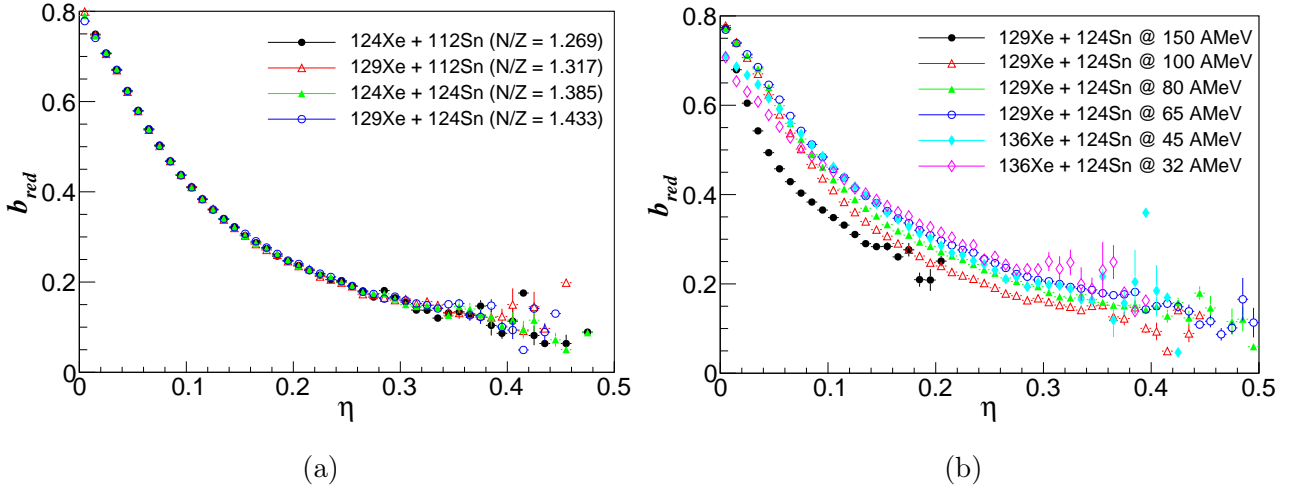


FIGURE 5.5 – Paramètre d'impact  $b_{red}$  en fonction de la charge totale réduite présente dans sélection angulaire  $\eta$ , à partir d'évènements générés par ELIE, et filtrés. (a) Comparaison des distributions obtenues pour les systèmes  $^{124,129}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$  à 100 A MeV. (b) Comparaison des distributions obtenues pour les systèmes  $^{129,136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  de 32 à 150 A MeV.

La figure 5.5 montre le paramètre d'impact réduit moyen, pour chaque  $\eta$  mesuré. Comme précédemment, la sous-figure (a) compare les quatre systèmes  $^{124,129}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$  à 100 A MeV, et la sous-figure (b) les six systèmes  $^{129,136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ , de 32 à 150 A MeV.

Sur cette figure, on constate qu'il est possible de relier le nombre de charges dans la zone sélectionnée et le paramètre d'impact par une relation monotone. Un nombre de charges faible,  $\eta$  proche de 0, correspond à un paramètre d'impact réduit  $\widehat{b} \approx 0,8$ , soit des collisions très périphériques. À l'inverse, un  $\eta$  plus élevé, de 0,3 à 0,4, correspond à des collisions très centrales, avec  $\widehat{b} \approx 0,1$ . Les distributions montrées précédemment (figure 5.4) montrent que nous avons très peu d'évènements très périphériques, ce qui explique la limite maximale atteinte pour le paramètre d'impact. On remarque aussi que le paramètre d'impact est plus sensible aux changements de nombres de charges dans la zone participante pour des  $\eta$  relativement faibles,

tandis que les collisions centrales vont correspondre à un plus large  $\eta$ . Une limite minimale de paramètre d'impact doit également être imposée. En dessous de  $\widehat{b} \approx 0.2$ , la fluctuation de l'estimation est trop importante. Les événements considérés comme ayant un paramètre d'impact plus faible que 0,2 ne sont donc pas retenus lors de l'analyse réalisée.

La limite maximale de  $\eta$  atteinte est une limite géométrique. Dans le cas d'une collision centrale à paramètre d'impact nul, on s'attend à avoir une source unique. Pour le système observé, la cible et le projectile comprennent environ le même nombre de nucléons. Le recouvrement est donc quasi-total, et nous pouvons simplement considérer qu'une seule source d'émission, la zone participante. Dans ce cas de figure, l'hypothèse minimale pose une émission isotrope de particules, autour du centre de masse de la réaction. La proportion de charge dans la zone sélectionnée devient ainsi analogue au volume total d'une sphère découpé par la sélection angulaire réalisée. Il est ainsi possible de déterminer une valeur maximale théorique :

$$V = \int_0^R r^2 dr \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \sin(\theta) d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi$$

$$\frac{V}{V_{sphere}} = \frac{2\pi}{3} (\cos \theta_{min} - \cos \theta_{max}) \quad (5.3)$$

avec  $V$  le volume correspondant à la sélection angulaire réalisée entre  $\theta_{min}$  et  $\theta_{max}$ , et  $V_{sphere}$  le volume de la sphère. Le rapport de ces deux valeurs donne le pourcentage du volume total sélectionné par les bornes en angles fixées.

La sélection angulaire est réalisée entre  $70^\circ$  et  $110^\circ$ . Le rapport nous indique donc que l'hypothèse isotrope impose une limite  $\eta_{max} \approx 34,2\%$ . Une valeur de  $\eta$  inférieure indique une déformation prolate de la source d'émission. Une valeur de  $\eta$  supérieure indique une déformation oblate de la source. Il est difficile d'observer expérimentalement un paramètre d'impact tendant vers 0. Il est également difficile de déterminer avec certitude le paramètre d'impact de collisions centrales[115]. Certains événements auront un  $\eta$  supérieur résultant du caractère stochastique des émissions. Plus une collision est centrale, plus le nombre de fragments est élevé, et donc plus l'aspect stochastique de la réaction sera prononcé.

Grâce au modèle ELIE, il est donc possible de relier la charge totale observée dans la sélection angulaire à un paramètre d'impact estimé. Dans le reste de l'analyse, ce paramètre d'impact sera désigné comme  $b_{red}$ . Cette valeur servira de point de référence lors de la comparaison avec le modèle ELIE. Ce changement de variable d'ordre implique une dépendance au modèle.

## 5.2 $^{124,129}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn} \text{ \AA } 100 \text{ A MeV}$

### 5.2.1 Comparaison générale de la zone participante

La déconvolution des émissions dynamiques, pré-équilibre, et issues de l'évaporation des fragments excités est difficile, comme il a pu être vu dans la section 5.1. La figure 5.6 montre ainsi pour les particules  $Z=1$  et  $Z=2$  la répartition dans l'espace des vitesses, tous événements confondus, des particules détectées.

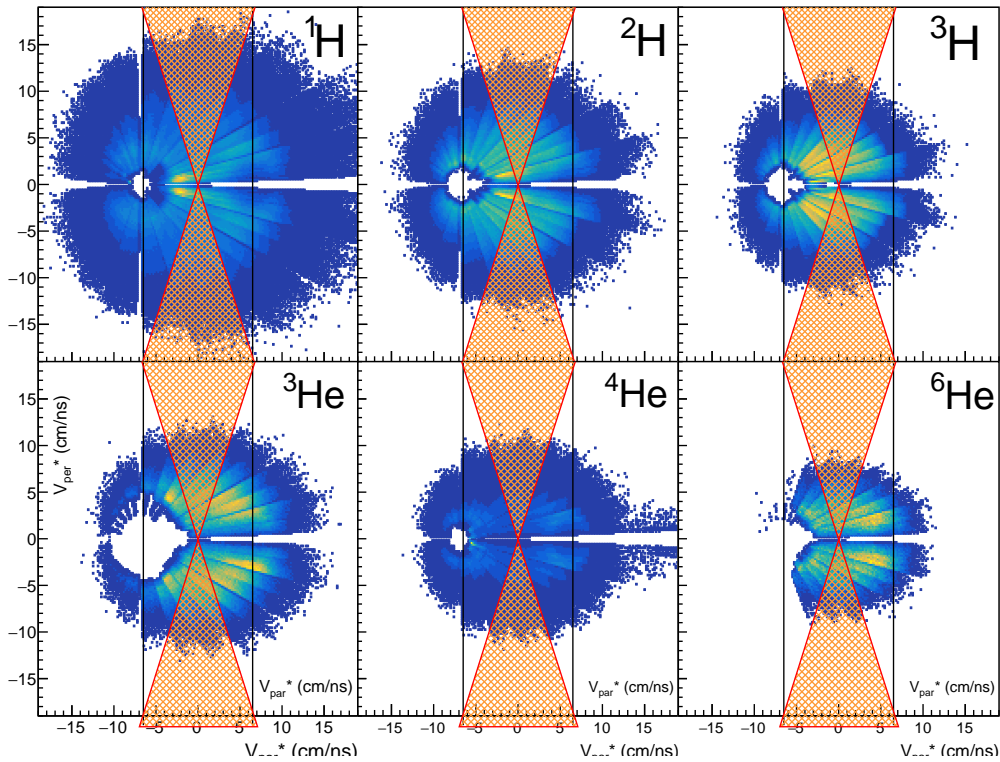


FIGURE 5.6 – Distribution dans l’espace des vitesses et dans le référentiel du centre de masse des particules détectées, pour le système  $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  à 100 A MeV, sans sélection d’évènements. En haut : distributions pour  $Z=1$  (protons, deutons, tritons). En bas : distributions pour  $Z=2$  ( $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ).

Lors de cette analyse, le protocole de sélection angulaire décrit dans la 5.1.2 est appliquée pour tous les systèmes étudiés. Dans le référentiel du centre de masse, les particules émises avec un angle compris entre  $70^\circ$  et  $110^\circ$  vont être qualifiées de « zone participante », et correspondent à un échantillon des émissions complètes de la zone participante. L’ouverture angulaire de cette sélection a été optimisée pour les réactions  $\text{Xe}+\text{Sn}$  à 100 A MeV que nous traitons ici. La forme de la distribution dans l’espace des vitesses des émissions pour chaque type de particule montre systématiquement une forme ellipsoïdale, prolata dans la direction de l’axe du faisceau. La composante transverse de cette ellipsoïde augmente lorsque la masse de la particule observée augmente. Ainsi, la sélection réalisée ne représente pas la même proportion de ce qui devrait être la zone participante complète. Néanmoins, elle représente une zone équivalente pour les quatre systèmes étudiés.

La figure 5.7 (a) montre l’évolution de la multiplicité totale des particules présentes dans la sélection angulaire employée, en fonction de la charge totale présente dans cette même sélection. On remarque qu’il existe une relation monotone entre ces deux observables. Le rapport avec la moyenne montre que cette relation donne une évolution extrêmement proche pour les quatre systèmes. La figure 5.7 (b) présente la distribution des charges  $Z_{mid}$  des particules détectées dans la sélection angulaire réalisée. Nous remarquons que les particules légères sont largement privilégiées dans cette zone d’émission. Les particules observées ne dépassent pas  $Z=30$ , et les fragments de masse intermédiaire au-delà de  $Z=5$  ne représentent qu’une fraction faible des

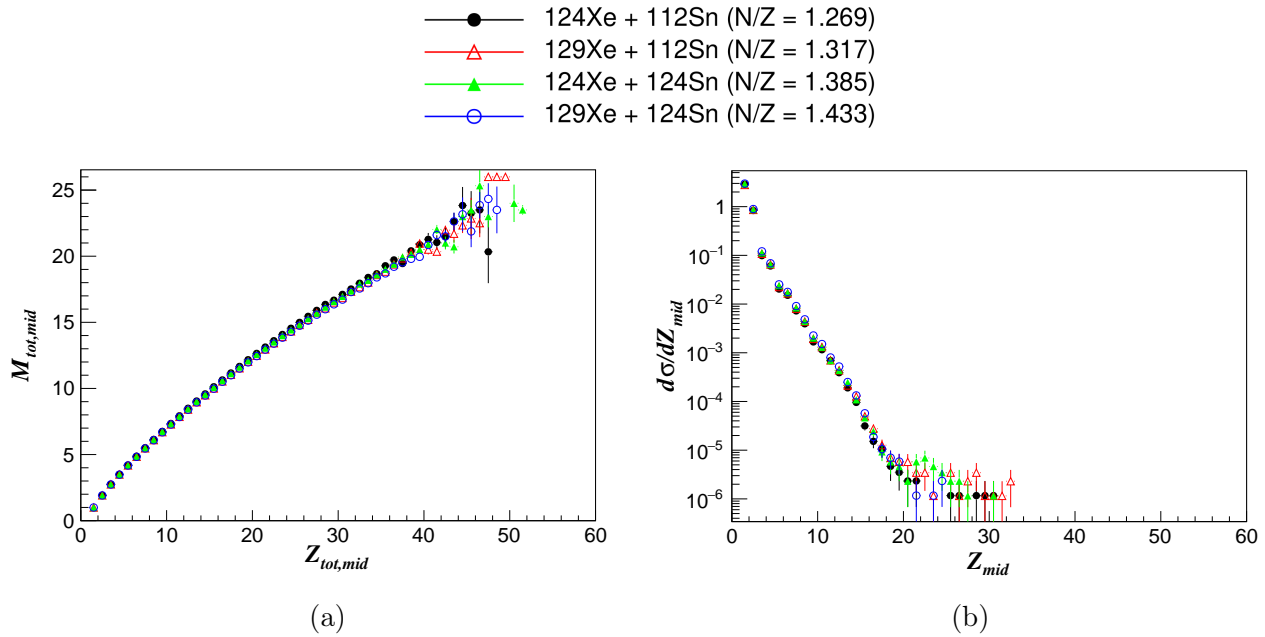


FIGURE 5.7 – (a) Distribution de la multiplicité totale dans la zone participante sélectionnée, en fonction de la charge totale détectée dans cette zone. (b) Distribution des charges détectées dans la zone participante sélectionnée  $Z_{mid}$  normalisée par le nombre d'évènements.

particules émises. Aucune sensibilité à l'isospin n'est visible dans ces deux observables, pour les 4 systèmes étudiés et ayant une asymétrie en N/Z différente.

### 5.2.2 Multiplicité moyenne absolue

La figure 5.8 présente la multiplicité moyenne des particules émises par la zone participante pour le système  $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$  à 100 A MeV. Cette multiplicité est obtenue par comptage des particules présentes dans la sélection angulaire choisie. Aucune condition en complétude n'a été appliquée lors de la sélection de ces évènements. En plus de la sélection angulaire, seules les particules étalonnées en énergie, et identifiées en masse sont conservées. Nous avons choisi d'étudier les particules légères, pour  $1 \leq Z \leq 4$ . Par clarté, seules les figures correspondant à  $Z = 1$  et 2 sont présentées. L'évolution de la multiplicité est donnée en fonction de l'estimateur du paramètre d'impact choisi, la charge totale présente dans l'espace compris dans notre sélection angulaire ( $Z_{tot,mid}$ ).

On observe sur la figure 5.8 une évolution monotone de la multiplicité en fonction du paramètre d'impact. Sur cette figure, la multiplicité des particules augmente avec la centralité. Cette relation était attendue, puisque le nombre de nucléons disponibles dans la zone participante est inversement corrélée avec le paramètre d'impact. Cette évolution n'a néanmoins pas la même forme. Les isotopes de l'hydrogène vont rapidement augmenter en production lorsque les collisions deviennent plus centrales, montrant une relation presque linéaire avec le paramètre d'impact. En revanche, les isotopes de l'hélium montre des évolutions beaucoup moins linéaires. Quantitativement, nous remarquons que les protons et les noyaux d' $^4\text{He}$  sont majoritairement produits, pour des collisions centrales. Le proton étant une particule libre, il est attendu qu'un système fortement excité comme la zone participante en produise en grande quantité[116]. Les



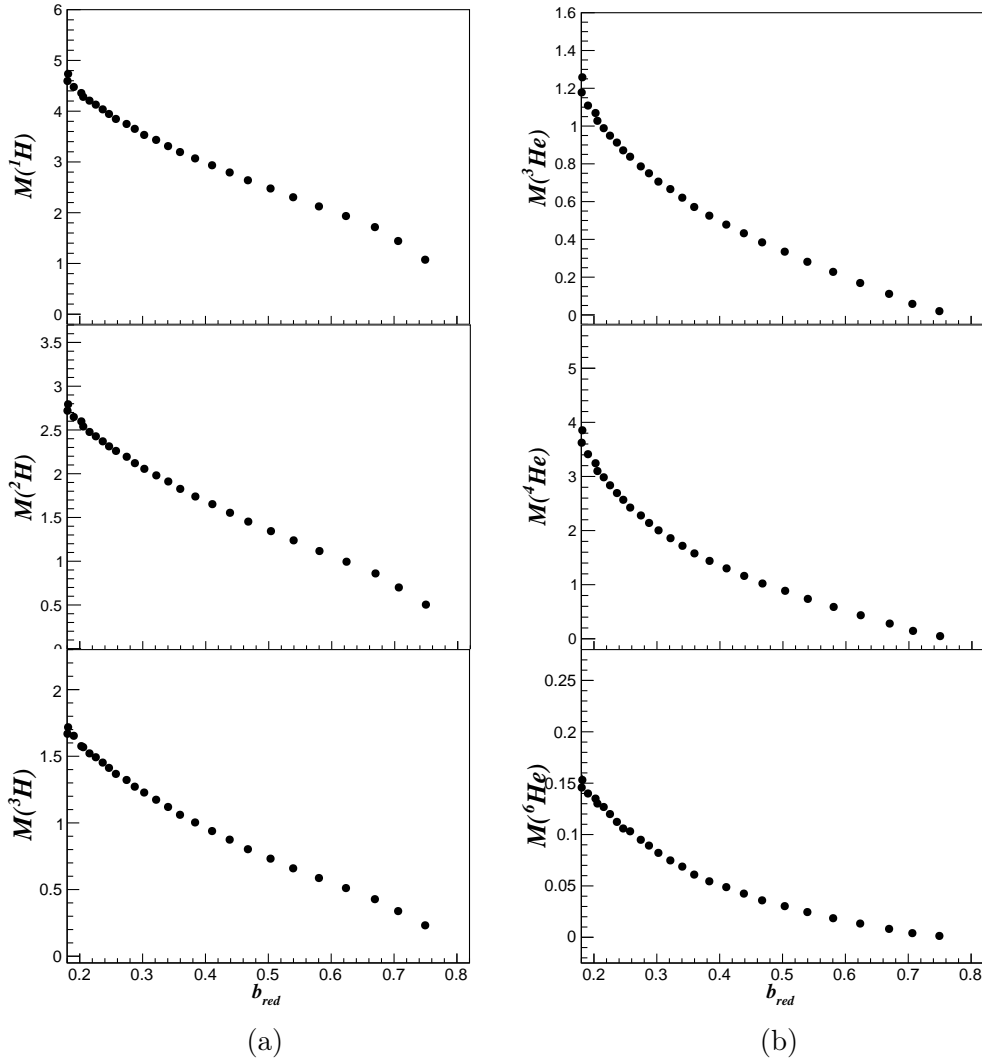


FIGURE 5.8 – Distributions de la multiplicité moyenne des particules  $M_X$  en fonction du paramètre d'impact, la charge totale dans la zone participante sélectionnée  $Z_{tot,mid}$ . Les données utilisées correspondent aux réactions de  $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  à 100 A MeV. (a) Distributions pour  $Z=1$  (protons, deutons, tritons). (b) Distributions pour  $Z=2$  ( $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ).

noyaux d' $^4\text{He}$  sont, eux aussi, émis en grande quantité par la zone participante, dans des quantités comparables aux protons. Les deutons sont quant à eux produits deux fois moins que les protons et les tritons trois fois moins. Enfin, les  $^3\text{He}$  sont moins produits que leur isobare, et les  $^6\text{He}$  sont rarement observés dans la zone échantillonnée. La hiérarchie des *clusters* produits change avec le paramètre d'impact, les collisions plus périphérique produisant moins de noyaux  $Z = 2$  comparés à la production des noyaux avec  $Z = 1$ .

Une image globale de cette évolution est montrée sur la figure 5.9. Le pourcentage de la multiplicité correspondant à chaque noyau léger est montré, en fonction de l'estimateur de paramètre d'impact  $Z_{tot,mid}$ . On peut remarquer que la production des  $^4\text{He}$  est plus importante à faible paramètre d'impact, contrairement aux protons. Cet effet est présent pour les *clusters* plus lourds. Nous allons aborder ce point dans la suite de cette analyse.

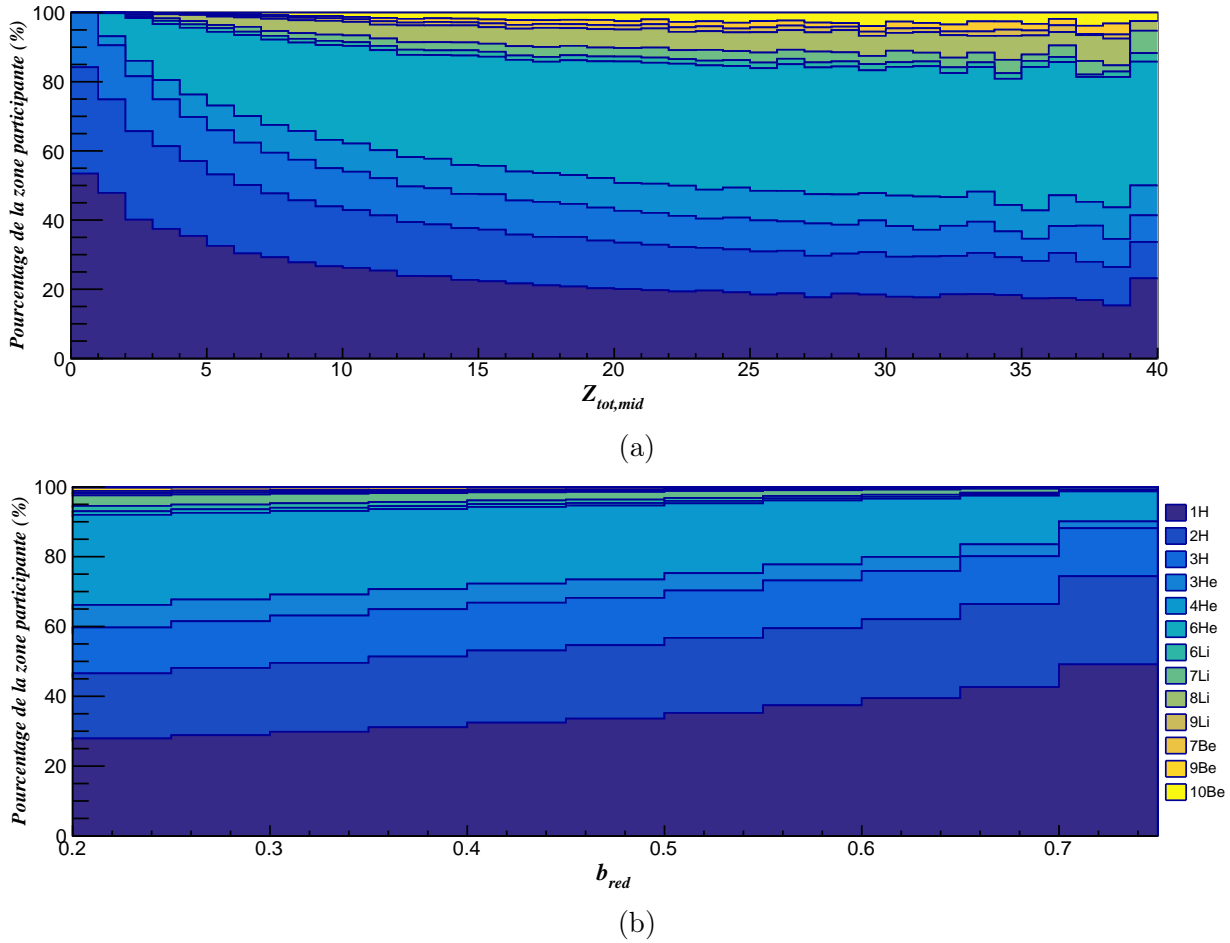


FIGURE 5.9 – Évolution du pourcentage de la charge totale dans la zone participante sélectionnée correspondant à la multiplicité des particules pour  $1 \leq Z \leq 4$ , pour des collisions de  $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$  à 100 A MeV. Étude réalisée en fonction de l’estimateur de paramètre d’impact  $Z_{tot,mid}$  (a) et du paramètre d’impact réduit (b).

La figure 5.10 superpose les distributions de multiplicité moyenne des clusters obtenues pour les quatre systèmes d’intérêt,  $^{124,129}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$  à 100 A MeV toujours en fonction du même estimateur de paramètre d’impact. Cette superposition montre que l’évolution de la production des particules légères en fonction de la centralité suit une même loi. En revanche, nous relevons également une différence quantitative de production. Un ordre est observé, qui dépend de la richesse en neutron de la particule observée. Le système le plus pauvre en neutron favorise la production de protons et d’ $^3\text{He}$ , qui sont eux-mêmes pauvres en neutron. À l’inverse, le système le plus riche en neutron favorise la production de clusters riches en neutrons, les tritons et les  $^6\text{He}$ . Enfin, les deutons et les noyaux  $^4\text{He}$ , qui sont composés d’un même nombre de protons et de neutrons, ne semblent pas affectés par le système observé.

Toute interprétation de cet ordre observé est néanmoins difficile, car une différence de masse totale réside entre ces quatre systèmes observés, qui peut influencer cet ordre. Les multiplicités moyennes absolues ne sont donc pas comparables tel quel. Une normalisation a donc été appliquée afin de s’affranchir de ces effets, en fonction de la multiplicité totale dans la zone d’intérêt sélectionnée. Cette multiplicité totale, qualifiée ici de  $M_{tot,mid}$ , est comprise comme directement

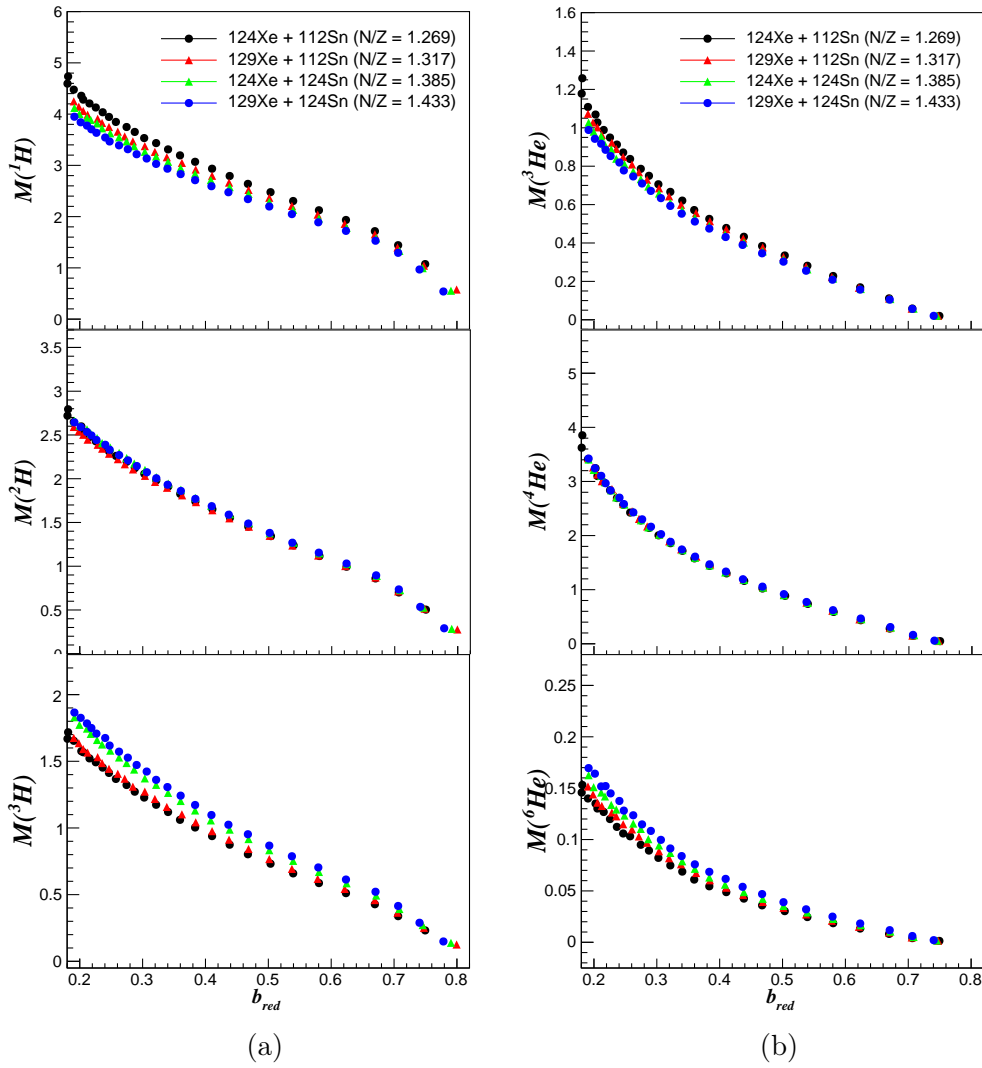


FIGURE 5.10 – Comparaison des distributions de la multiplicité moyenne des particules  $M_X$  en fonction du paramètre d'impact, la charge totale dans la zone participante sélectionnée  $Z_{tot,mid}$ . Les données utilisées correspondent aux réactions  $^{124,129}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$  à 100 A MeV. (a) Distributions pour  $Z=1$  (protons, deutons, tritons). (b) Distributions pour  $Z=2$  ( $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ).

proportionnelle au nombre de nucléons impliqués dans la réaction, et permet la normalisation recherchée des quatre systèmes. Cette relation est vérifiée par la comparaison visible dans la figure 5.7, où l'on observe que la relation entre  $b_{red}$  et  $M_{mid}$  ne dépend pas du système. Cette figure montre donc que la taille du système n'a que très peu d'effet sur la multiplicité dans la zone sélectionnée. Néanmoins, cette normalisation est tout de même appliquée, car à l'issue de cette normalisation les valeurs  $\hat{M}_X$  obtenues deviennent analogues à un rapport de production des particules chargées, et reflètent la composition de la zone participante. Le résultat de cette normalisation est représenté sur la figure 5.11.

### 5.2.3 Multiplicité moyenne normalisée

La multiplicité moyenne normalisée est présentée sur la figure 5.11. Pour des collisions périphériques ( $b_{red} > 0,6$ ), on constate de nouveau la dominance de production des protons, deutons et tritons. Les protons représentent plus de la moitié des particules chargées de la zone participante, tandis que les deutons représente entre 25 et 30% des particules chargées, et les tritons autour de 13%. Lorsque le nombre de nucléons disponibles dans la zone participante augmente, pour des collisions semi-périphériques ( $0,4 \leq b_{red} \leq 0,6$ ), la quantité de noyaux plus lourds va rapidement augmenter. La proportion de noyaux d' $^4\text{He}$  est supérieure à 15 %, dépassant la production des deutons et des tritons. Cette augmentation est également observée pour les autres noyaux avec  $Z = 2$ , mais qui sont quant à eux présent en des quantités beaucoup plus faible. L' $^3\text{He}$  sature autour de 6 %, tandis que l' $^6\text{He}$  ne dépasse pas en moyenne 1 % de la multiplicité totale des particules chargées. Les particules plus lourdes, avec  $Z \geq 3$ , vont suivre cette tendance générale, tel que l'on peut observer sur la figure 5.12. La figure 5.9 représente un bilan de l'évolution de la proportion de la multiplicité totale des particules chargées.

Après normalisation, on remarque ici que l'évolution de la proportion en multiplicité de ces particules dans la zone participante évolue en fonction de la nature de la particule. Les noyaux isotopes de l'hydrogène montrent une augmentation avec le paramètre d'impact, tandis que les isotopes de l'hélium montrent une pente négative. La production des noyaux légers est ainsi favorisée pour des paramètres d'impacts élevés, au détriment de la production de noyaux plus lourds. La transition entre les deux régimes semble dépendre de la masse. Le triton semble être le point d'équilibre entre ces deux régimes, car sa distribution ne dépend quasiment pas du paramètre d'impact.

La figure 5.13 est une représentation obtenue après l'application de la transformation décrite par l'équation 4.1 des différences entre les quatre systèmes étudiés, après normalisation. Sur cette figure, le rapport entre la valeur de la multiplicité moyenne pour chaque système, et la moyenne des quatre systèmes, est présentée. Elle permet de mettre en évidence les différences de production entre les systèmes. On constate ainsi que l'ordre est démarqué, et la distance entre les quatre systèmes reste régulière sur toute la gamme de paramètre d'impact. Cette distance, pour les clusters vus comme influencés par le  $N/Z$  total du système, dépasse les erreurs statistiques.

Ces différences de production entre les quatre systèmes sont également préservées après normalisation. Ce phénomène ne résulte donc pas des différences de taille des systèmes, car la normalisation appliquée assure le retrait d'une dépendance en masse. Un ordre clair et systématique apparaît ainsi pour tous les clusters légers, ainsi que pour les protons libres. Pour les particules pauvres en neutron (protons,  $^3\text{He}$ ), la production est la plus élevée pour le système avec un ratio  $N_{sys,tot}/Z_{sys,tot}$  total le plus faible ( $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$ ,  $N_{sys,tot}/Z_{sys,tot} = 1,269$ ). Pour ces mêmes particules, la production va ainsi être hiérarchisée, avec un ordre établi par le rapport  $N_{sys,tot}/Z_{sys,tot}$  du système. Ce phénomène de mise en ordre est retrouvé pour les clusters riches en neutron (triton,  $^6\text{He}$ ), mais avec un ordre inversé. Le système avec le  $N_{sys,tot}/Z_{sys,tot}$  le plus élevé ( $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ ) va produire plus de particules riches en neutron que le suivant. Enfin, pour les particules ayant le même nombre de protons que de neutrons (deutons,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ), aucune hiérarchie comparable n'est observée.

L'ordre de production des noyaux légers est ainsi dicté par la richesse en neutron du système total. Elle traduit un mélange des contributions de la cible et du projectile, et d'une production

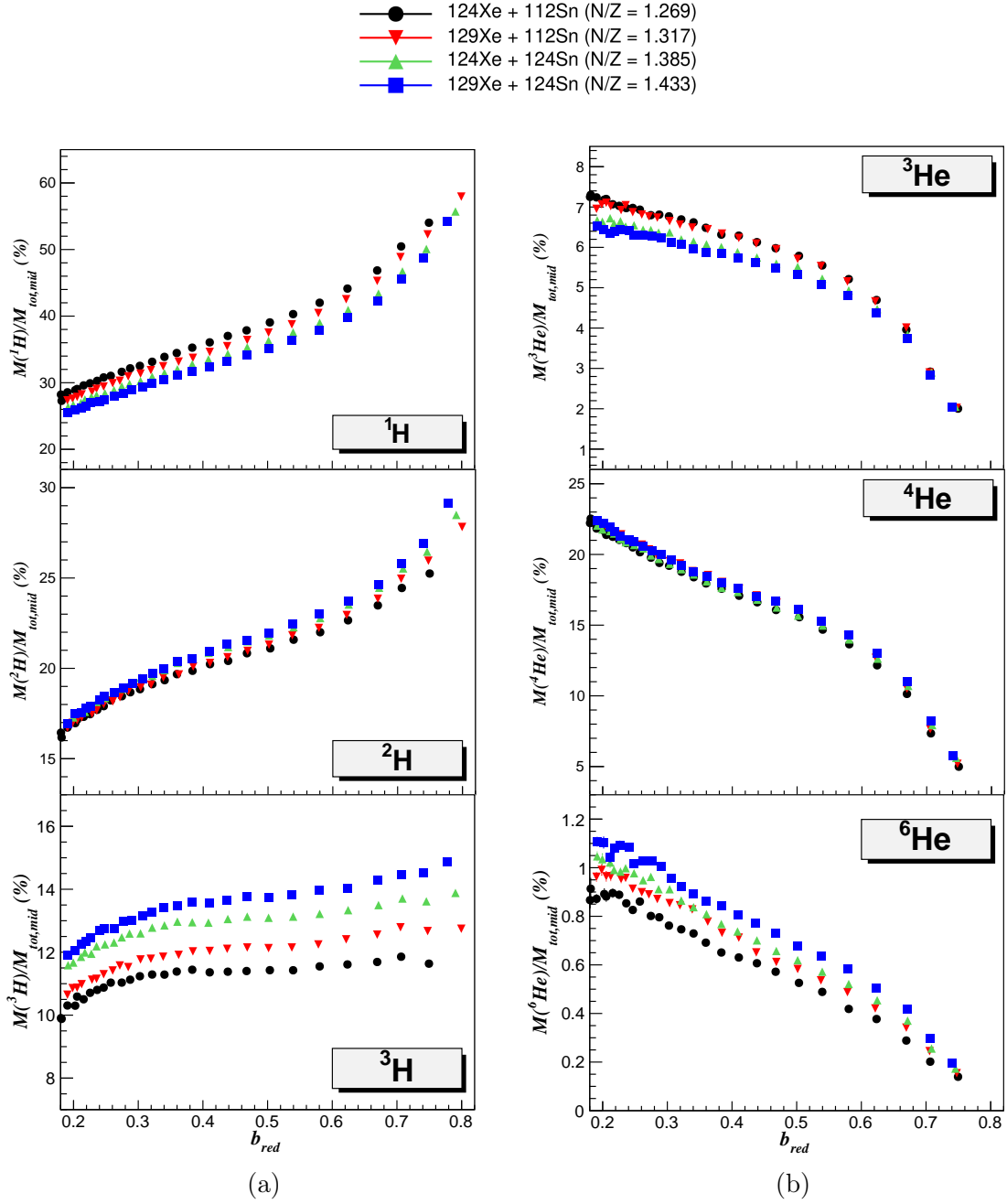


FIGURE 5.11 – Comparaison des distributions normalisées de la multiplicité moyenne des particules  $M_X/M_{tot,mid}$  en fonction de l'estimateur de paramètre d'impact, la charge totale dans la zone participante sélectionnée  $Z_{tot,mid}$ . Les données utilisées correspondent aux réactions  $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  (noir),  $^{129}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  (rouge),  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  (vert), et  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  (bleu), tous à 100 A MeV. (a) Distributions pour  $Z=1$  (protons, deutons, tritons). (b) Distributions pour  $Z=2$  ( $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ).

stochastique à partir des nucléons disponibles dans la zone participante. Néanmoins, la sélection réalisée reste symétrique par rapport à l'angle perpendiculaire à l'axe du faisceau, à  $90^\circ$  dans le référentiel du centre de masse. L'homogénéité de ce mélange reste donc à démontrer.

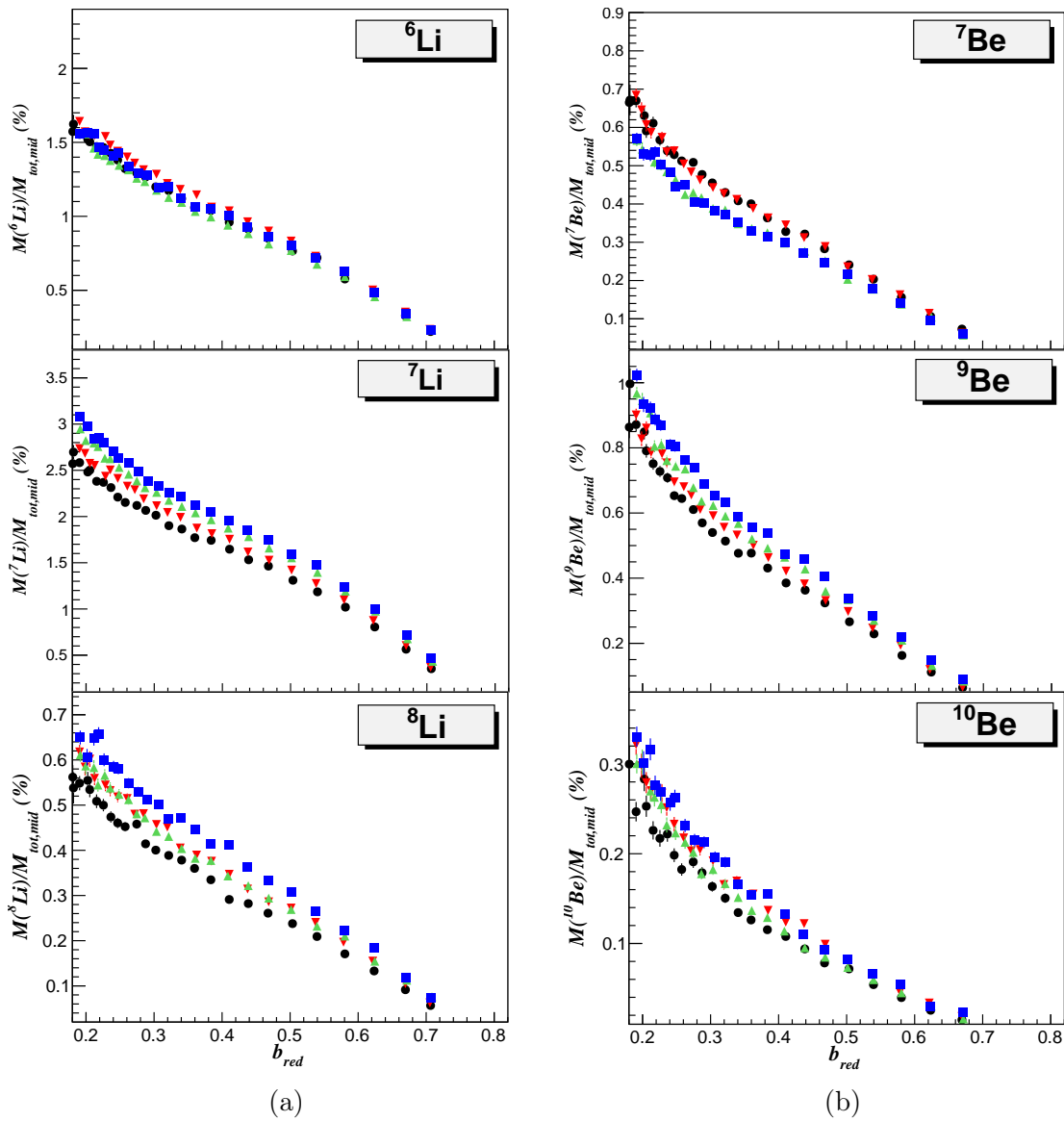


FIGURE 5.12 – Comparaison des distributions normalisées de la multiplicité moyenne des particules  $M_X/M_{tot,mid}$  en fonction de l'estimateur de paramètre d'impact, la charge totale dans la zone participante sélectionnée  $Z_{tot,mid}$ . Les données utilisées correspondent aux réactions  $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  (noir),  $^{129}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  (rouge),  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  (vert), et  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  (bleu), tous à 100 A MeV. (a) Distributions pour  $Z=3$  ( $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^8\text{Li}$ ). (b) Distributions pour  $Z=4$  ( $^7\text{Be}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ).

#### 5.2.4 Comparaison entre zone participante avant et arrière

Afin de caractériser l'homogénéité du mélange des contributions de la cible et du projectile, la zone participante est sectionnée en deux parties : une partie avant comprenant les particules émises avec des angles  $\theta_{CM}$  compris entre  $70^\circ$  et  $90^\circ$ , et une partie arrière pour des angles compris entre  $90^\circ$  et  $110^\circ$ .

Les figures 5.14 et 5.15 présentent respectivement la production moyenne des particules légères, pour des angles d'émissions vers l'avant ( $70^\circ \leq \theta_{CM} \leq 90^\circ$ ) et vers l'arrière ( $90^\circ \leq \theta_{CM} \leq 110^\circ$ ).

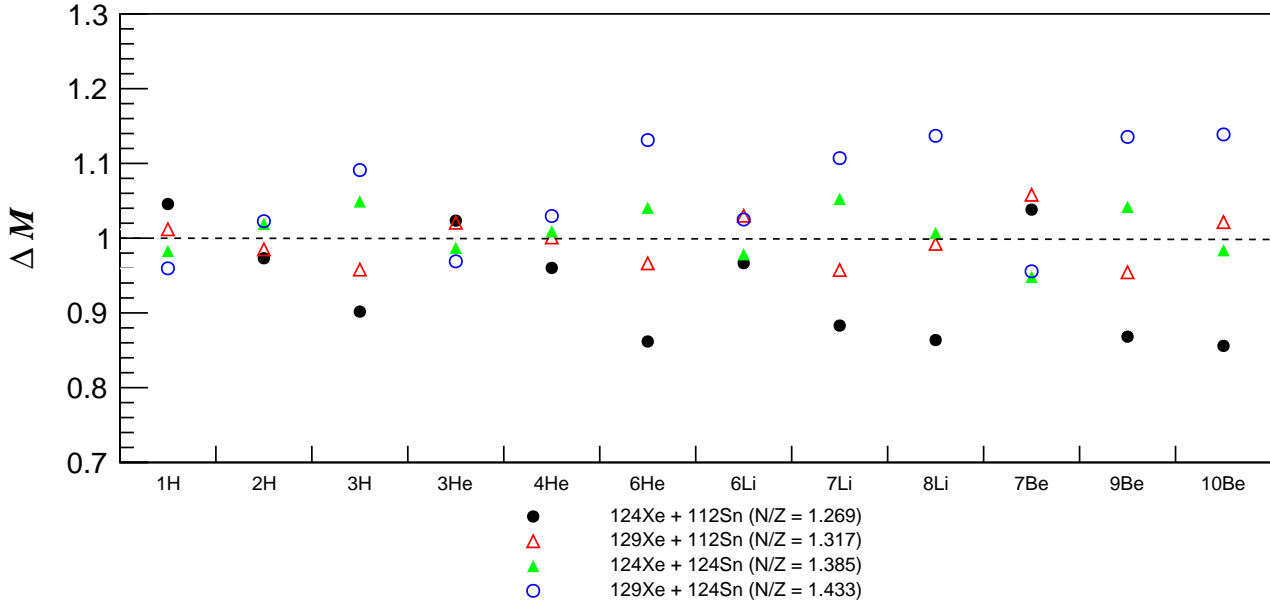


FIGURE 5.13 – Comparaison des multiplicités moyenne par rapport à la moyenne des quatre systèmes (réalisée en prenant la valeur moyenne de la différence obtenue par l'équation 4.1 pour un intervalle de paramètre d'impact compris entre 0,2 et 0,8). Les systèmes étudiés sont le  $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  (noir), le  $^{129}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  (rouge), le  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  (vert), et le  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  (bleu).

du centre de masse. Elle est représentée par le rapport entre la distribution pour chaque système et la distribution moyenne des quatre systèmes. Lorsque l'on compare ces figures avec la figure représentant les résultats obtenus avec la zone participante complète 5.13, on constate que l'ordre de production est conservé. On retrouve ainsi que les systèmes riches en neutrons vont produire plus de noyaux légers riches en neutron, et inversement pour les systèmes pauvres en neutron. Les noyaux symétriques, avec le même nombre de protons et de neutrons comme le deuteron et l' $^4\text{He}$ , conserve de même la tendance observée avec la zone participante complète, ou la richesse en neutron n'affecte pas la production.

La production des particules légères dans la zone participante est ainsi dictée par la richesse en neutron du système total, sans mémoire du projectile ou de la cible. Ce phénomène est indicateur d'un mélange homogène des contributions issues du projectile et de la cible. Il est attendu que la dynamique de formation des particules légères va être très différente de celle à l'origine des particules émises par la zone spectatrice.

### 5.2.5 Comparaison entre zone spectatrice et participante

Après avoir observé en détail la multiplicité moyenne des particules légères dans la zone participante, il est pertinent de les comparer à une zone qui échantillonne la zone spectatrice. Il est possible de réaliser une sélection angulaire afin d'obtenir un espace dans lequel les particules détectées sont émises en majorité par évaporation des noyaux primaires. Cette méthode a déjà été utilisée dans le cadre d'études comparatives de la multiplicité entre zone participante et spectatrice[117]. L'arrière du détecteur est ici privilégié, malgré la plus faible efficacité de détection, car les pertes de particules très énergétiques traversant le détecteur à l'avant pourraient

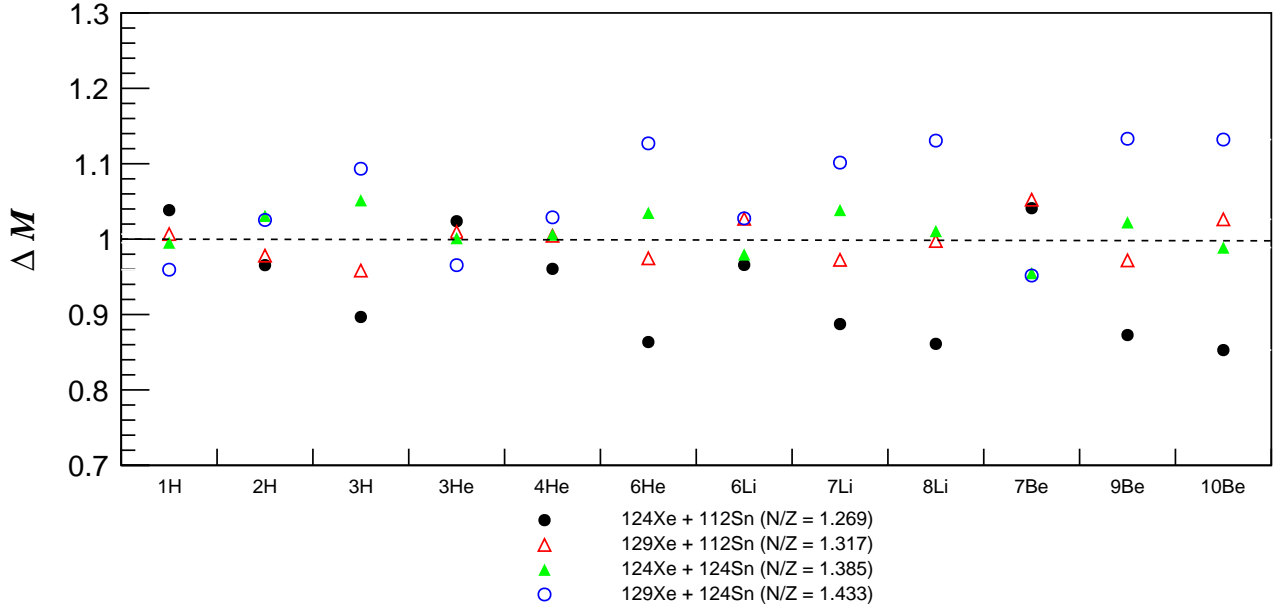


FIGURE 5.14 – Comparaison des multiplicités moyenne par rapport à la moyenne des quatre systèmes,  $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  (noir),  $^{129}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  (rouge),  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  (vert), et  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  (bleu) (voir equation 4.1). La sélection est réalisée pour  $70^\circ \leq \theta_{CM} \leq 90^\circ$

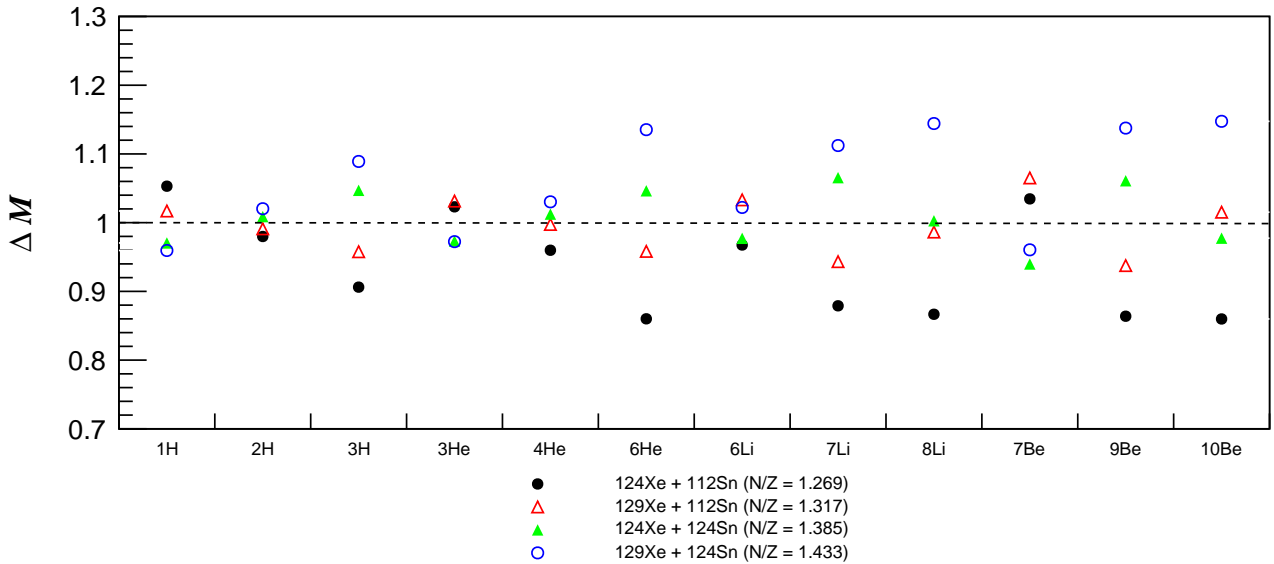


FIGURE 5.15 – Comparaison des multiplicités moyenne par rapport à la moyenne des quatre systèmes,  $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  (noir),  $^{129}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  (rouge),  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  (vert), et  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  (bleu) (voir equation 4.1). La sélection est réalisée pour  $90^\circ \leq \theta_{CM} \leq 110^\circ$



biaiser les résultats. Cette sélection angulaire sera ainsi limitée aux angles  $\theta_{CM}$  compris entre  $150^\circ$  et  $175^\circ$  dans le référentiel du centre de masse.

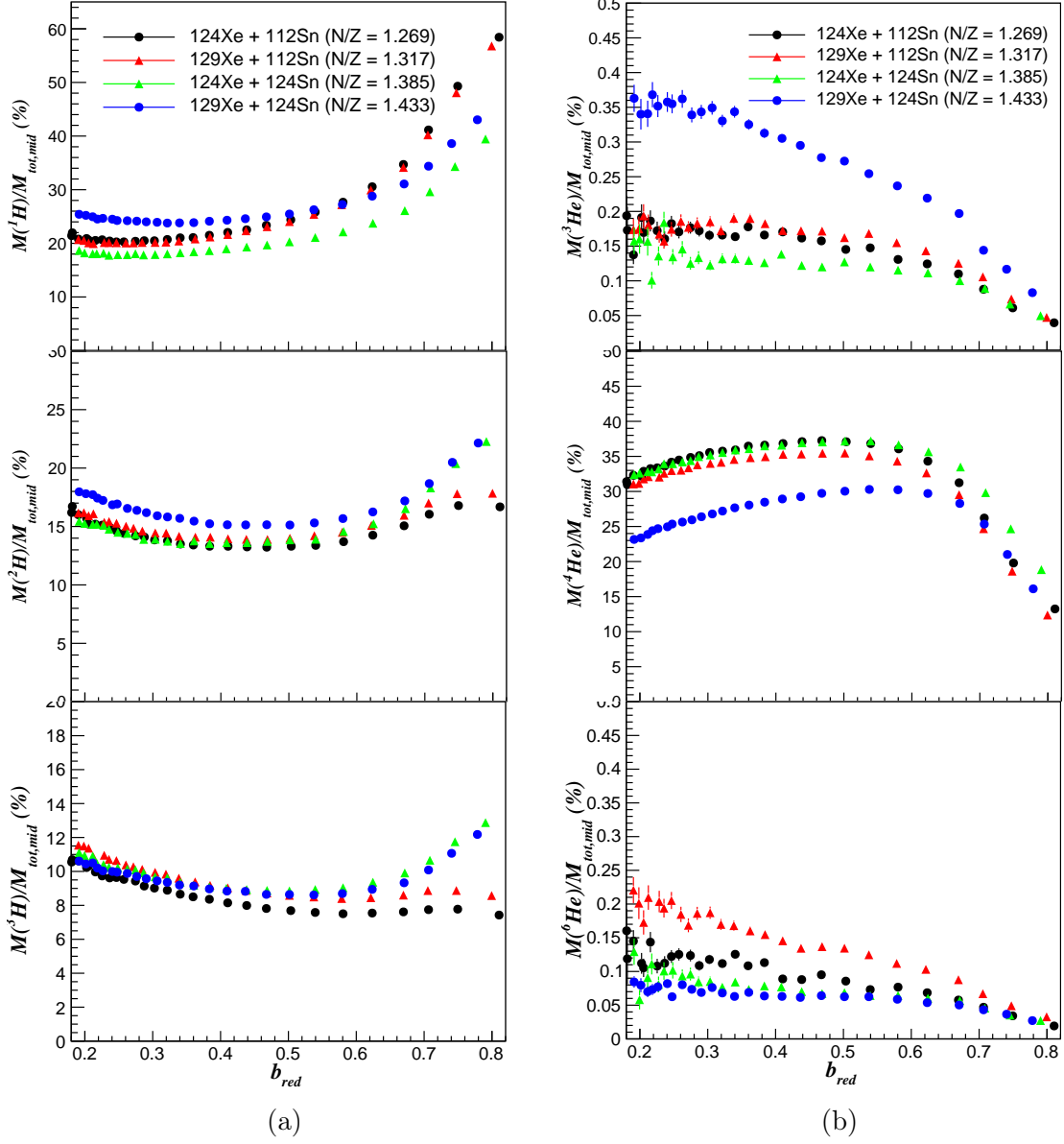


FIGURE 5.16 – Distribution de la multiplicité moyenne normalisée des particules  $M_X/M_{ZS,CIBLE}$  compris dans la sélection angulaire  $150 \leq \theta_{CM} \leq 175$ , en fonction de l'estimateur de paramètre d'impact, la charge totale dans la zone participante sélectionnée  $Z_{tot,mid}$ . Les données utilisées correspondent aux réactions  $^{124,129}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$  à 100 A MeV. (a) Distributions pour  $Z=1$  (protons, deutons, tritons). (b) Distributions pour  $Z=2$  ( $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ).

La figure 5.16 présente, pour cette sélection de la zone spectatrice arrière, une comparaison de la multiplicité moyenne des particules légères normalisée par la multiplicité totale dans cette même sélection. Comme pour la zone participante, cette comparaison est réalisée entre les systèmes  $^{124,129}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$  à 100 A MeV. Les distributions observées sont complètement différentes de celles obtenues pour la zone participante, sur la figure 5.11. On constate que

les protons et les  $^4\text{He}$  composent la majorité de la multiplicité totale. On a ainsi entre 25 et 40 % de protons, et entre 25 et 35 % d' $^4\text{He}$ . Les protons atteignent un maximum pour des collisions périphériques, tandis que les  $^4\text{He}$  atteignent leur maximum pour des collisions semi-périphériques. Lorsque la centralité augmente, les protons atteignent une saturation, tandis que la production des  $^4\text{He}$  décroît. Les particules restantes correspondent aux deutons, autour de 15 %, et les tritons, autour de 10 %. La production de ces deux particules augmente avec la centralité de la réaction. Quant aux  $^3\text{He}$  et  $^6\text{He}$ , leur production est négligeable, en dessous d'1 %.

On remarque également que les distributions des protons ont un ordre différent que celui observé dans la zone participante. Pour les  $Z = 1$ , les systèmes  $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  et  $^{129}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  vont avoir des multiplicités moyennes similaires. Il en est de même pour les systèmes  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  et  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ . Cet ordre vient donc mettre par paire les systèmes mettant en jeu la même cible. Ainsi, la cible pauvre en neutron émet un plus grand nombre de protons, et inversement, la cible riche en neutron émet le moins de protons. Ce comportement est attendu pour des produits d'évaporation du rémanent excité de la cible. Il est également différent de ce qui est observé dans la zone participante. Les noyaux  $Z = 2$  montrent des comportements eux aussi très différents. Mais ils sont difficilement interprétables.

Néanmoins, il est plus difficile d'interpréter les distributions d'autres noyaux légers. On observe une séparation des distributions pour les particules  $^4\text{He}$  que l'on ne voit pas dans la zone participante. Pour les autres particules, une différence avec la zone spectatrice est plus difficile à observer. Cette difficulté est due à la nature de la sélection réalisée. En effet, la sélection de la zone participante est très discriminante. En revanche, une sélection angulaire d'une zone spectatrice pure est expérimentalement impossible. Dans l'espace des vitesses les particules émises par les zones spectatrices excitées se mélangent avec des particules de la zone participante. Ils sont impossibles à déconvoluer sans étude en corrélation. Les figures ainsi montrées représentent donc un mélange de contributions de la zone participante et spectatrice, en des proportions qui restent inconnues sans l'utilisation d'un modèle. Seuls les protons et les  $^4\text{He}$ , produits en grandes quantités par évaporation, permettent l'observation d'une différence lorsqu'elles sont comparées à ce que l'on voit pour la zone participante, figure 5.10.

Cette observation appuie donc celles réalisées lors de la comparaison de la zone participante avant et arrière de la section précédente. Nous pouvons conclure que la zone participante se caractérise par un mélange des contributions cibles et projectiles, émettant des particules légères suivant un ordre déterminé par la richesse en neutron du système total.

### 5.2.6 Rapports isotopiques de production

L'équilibration chimique lors de collisions à énergie incidente intermédiaire, donc rapide, est un processus compris dans le cadre de collisions dissipatives[118]. Il a été montré que lors de ces collisions, une description statistique du système résulte en une entropie élevée, qui de même signe d'une « perte » de la mémoire de la voie d'entrée. Cette haute entropie peut être montrée en calculant des rapports isotopiques[80]. Ces rapports montrent une loi d'échelle, dont le facteur principal est le rapport neutron-proton du système complet.

Les rapports isotopiques vont être analysés dans cette section, en complément de l'étude de l'équilibration réalisée dans la section précédente. Nous allons tout d'abord comparer les

rappports calculés à partir des multiplicités obtenues dans la sélection angulaire autour de  $90^\circ$ , à ceux obtenus à partir des émissions vers l'avant, à des angles faibles. Ensuite, nous allons observer l'effet du paramètre d'impact sur ces rapports, pour la zone participante.

### 5.2.6.1 Comparaison des rapports isotopiques entre zones participantes et spectatrices

La figure 5.17 montre les rapport isotopiques, calculés pour des paires allant de  $Z = 1$  à 4, en fonction du rapport neutron-proton total des systèmes étudiés  $(N/Z)_{sys}$ ,  $^{124,129}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$ . La sous-figure (a) montre les résultats d'une sélection angulaire transversale des particules, dans les mêmes conditions que précédemment, entre  $70$  et  $110^\circ$  dans le référentiel du centre de masse. La sous-figure (b) présente une sélection angulaire orientée vers l'avant de la collision, pour des angles en dessous de  $30^\circ$ . Les rapports  $R_{X,Y}$  sont calculés tel que :

$$R_{X,Y} = \frac{M(N_X, Z)}{M(N_Y, Z)} \quad (5.4)$$

avec  $M$ , la multiplicité moyenne. Les paires sont systématiquement calculées en prenant la multiplicité du noyau le plus riche en neutron au numérateur. Le trait plein représente un ajustement exponentiel réalisé dans la sélection transversale (a), qui est ensuite reportée sur la figure (b), en appliquant seulement le facteur multiplicatif afin de prendre en compte le décalage entre les deux sélections.

Ces deux figures présentent une augmentation du rapport lorsque  $(N/Z)_{sys}$  augmente. Un système plus riche en neutron produit donc plus de noyaux riches en neutrons. Ces produits se trouvant au numérateur, la valeur du rapport augmente nécessairement. La position des points est néanmoins différente entre la sélection avant et transversale.

Dans la sélection transversale, les rapports suivent une loi exponentielle en fonction de  $(N/Z)_{sys}$ . Ce comportement est trouvé pour toutes les paires ici étudiées. Cette loi d'échelle est attendue pour une zone de production dynamique, où le mélange des contributions projectile et cible est important. Comme l'étude de la production en fonction du paramètre d'impact qui avait été réalisée précédemment, ce résultat montre une équilibration du  $N/Z$  dans la zone participante.

Dans la sélection vers l'avant, cette loi d'échelle n'est plus respectée. Les rapports isotopiques oscillent autour d'une évolution exponentielle, représentée par l'ajustement linéaire des résultats obtenus pour la zone participante. Les produits de cette zone, qui résulte d'un mélange d'émissions de la zone participante et spectatrice, sont fortement influencés par la nature de la cible, ou du projectile. Il ne s'agit donc pas d'une situation où un mélange est observé.

### 5.2.6.2 Comparaison des rapports isotopiques de la zones participante en fonction du paramètre d'impact

La figure 5.18 présente les rapports isotopiques obtenus, en fonction du rapport neutron-proton du système total, pour trois sélections de la centralité. La sous-figure (a) montre les résultats pour des collisions centrales déjà présentés sur la figure 5.17. Les sous-figure (b) et (c) montrent des collisions plus périphériques.

Qualitativement, on remarque que la loi d'échelle exponentielle précédemment observée pour des collisions centrales est retrouvée pour des paramètres d'impact plus élevés. Le mélange des contributions semble ainsi indépendant de la centralité.

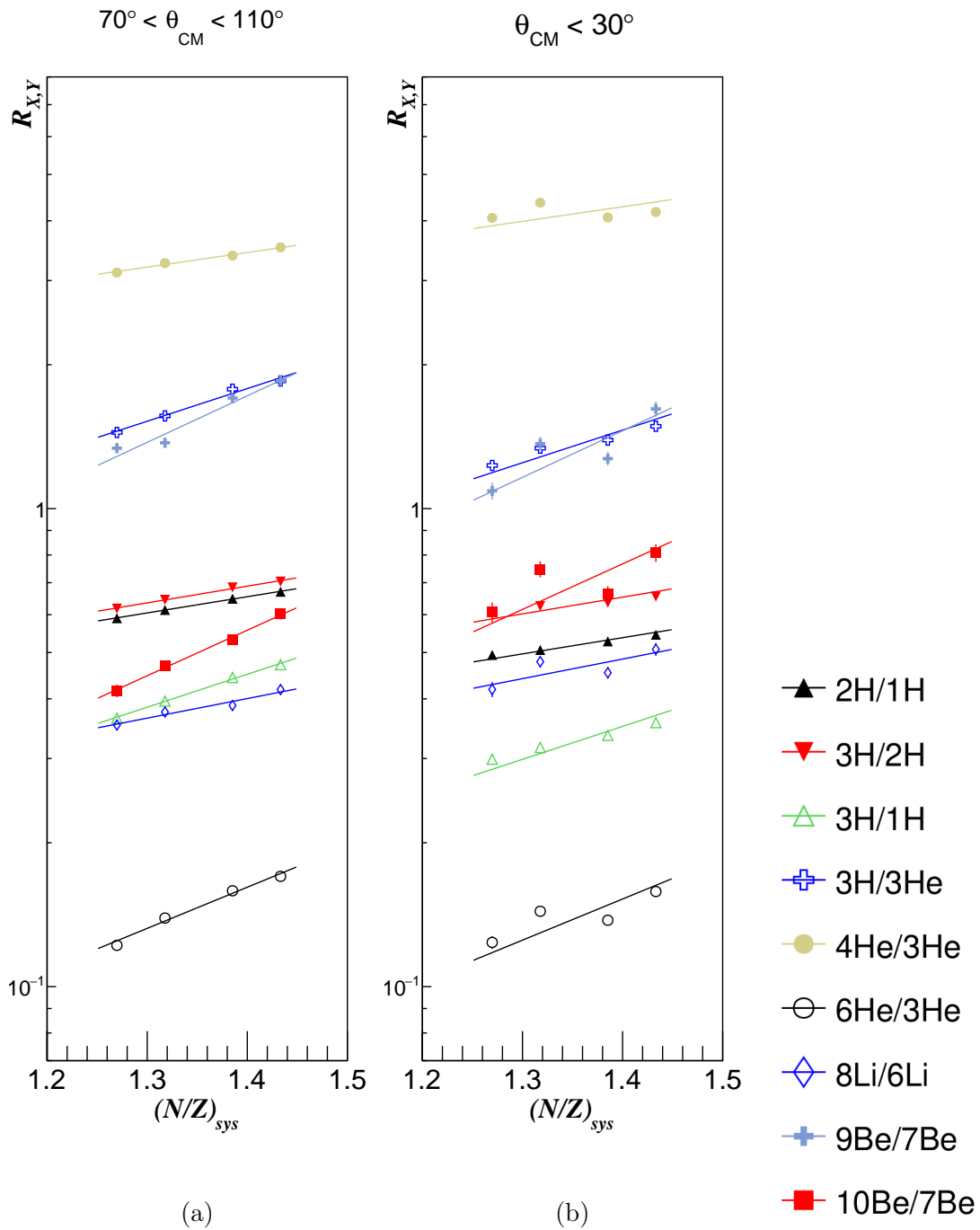


FIGURE 5.17 – Rapports isotopiques de production  $R_{X,Y}$  calculés pour les quatre systèmes, en fonction de leur rapport neutron-proton total  $(N/Z)_{sys}$ . Les multiplicités sont calculées pour un paramètre d'impact  $b_{red} \leq 0,2$ . La figure (a) présente les résultats pour un découpage angulaire transversal, avec  $70^\circ \leq \theta_{CM} \leq 110^\circ$ . (b) est obtenu pour un découpage vers l'avant,  $\theta_{CM} < 30^\circ$ . Un ajustement exponentiel est réalisé sur les rapports isotopiques de la partie transversale.

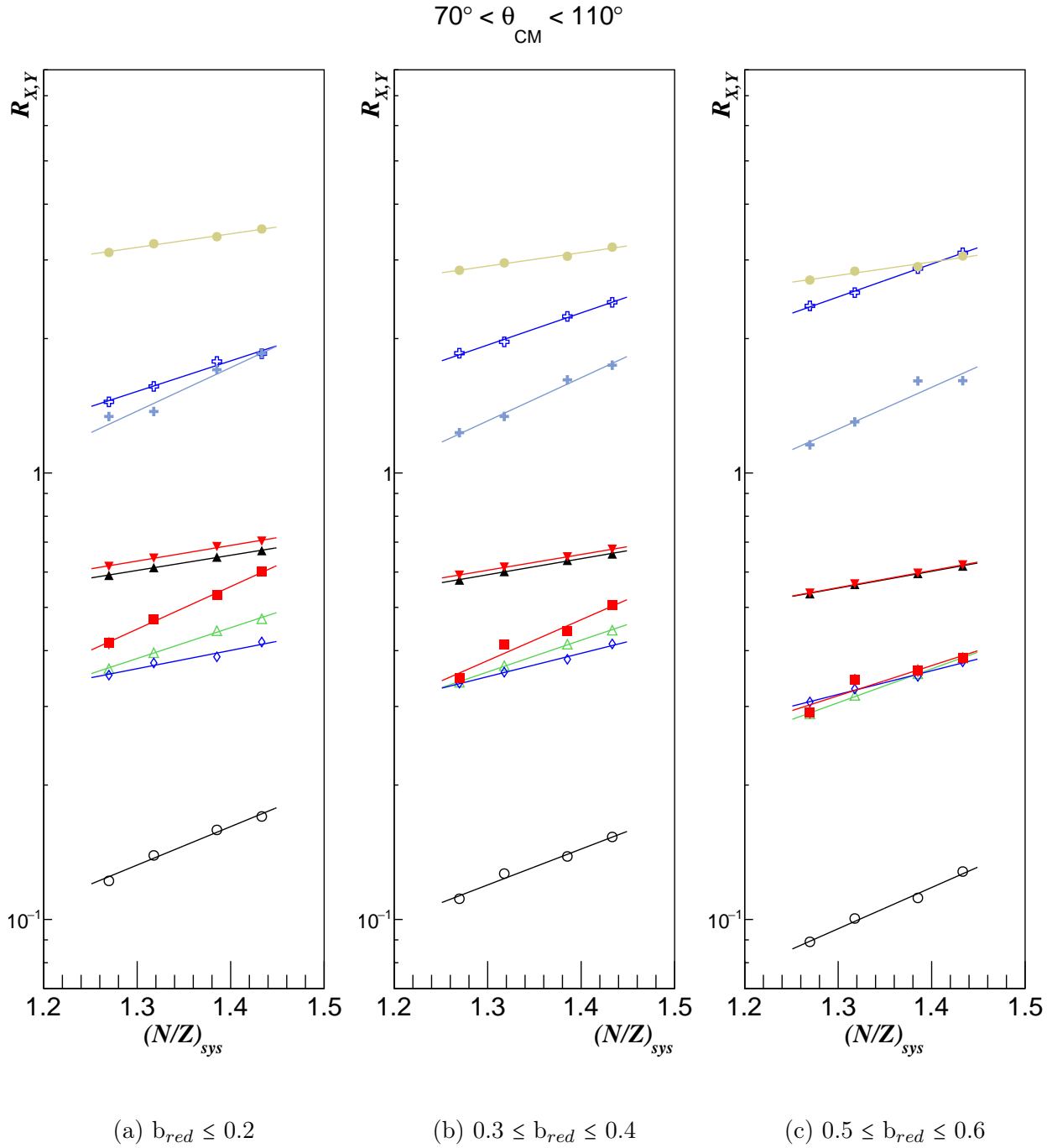


FIGURE 5.18 – Rapports isotopiques de production  $R_{X,Y}$  calculés pour les quatre systèmes, en fonction de leur rapport neutron-proton total  $(N/Z)_{sys}$ , pour trois sélections en paramètre d'impact. La légende de cette figure est identique à celle de la figure 5.17.

Quantitativement, les rapports isotopiques montrent une diminution lorsque le paramètre d'impact augmente. Toutes les paires observées ici montrent cet effet, sauf la paire  $t/{}^3\text{He}$  qui augmente. C'est le résultat immédiat des effets remarqués dans la section 5.2.3, où les produits plus lourds sont défavorisés pour des collisions périphériques, alors que les produits plus légers sont favorisés. Le rapport ayant systématiquement au numérateur la multiplicité de l'isotope le plus lourd, les valeurs vont incidentellement diminuer. La valeur du paramètre de pente  $\alpha$  évolue également avec la centralité. Ces valeurs sont résumées dans la table 5.1, et leur évolution est montrée sur la figure 5.20.

	d/p	t/d	t/p	<sup>(1)</sup> t/ <sup>3</sup> He
$\Delta\text{N}$	1	1	2	1
$\alpha_C$	$0,779 \pm 0,020$	$0,804 \pm 0,025$	$1,583 \pm 0,023$	$1,546 \pm 0,032$
$\alpha_{SP}$	$0,832 \pm 0,008$	$0,839 \pm 0,010$	$1,670 \pm 0,009$	$1,649 \pm 0,014$
$\alpha_P$	$0,885 \pm 0,008$	$0,898 \pm 0,011$	$1,783 \pm 0,010$	$1,716 \pm 0,017$
	<sup>4</sup> He/ <sup>3</sup> He	<sup>6</sup> He/ <sup>3</sup> He	<sup>8</sup> Li/ <sup>6</sup> Li	<sup>10</sup> Be/ <sup>7</sup> Be
$\Delta\text{N}$	1	3	2	3
$\alpha_C$	$0,664 \pm 0,028$	$1,795 \pm 0,071$	$1,231 \pm 0,100$	$2,338 \pm 0,145$
$\alpha_{SP}$	$0,739 \pm 0,013$	$1,867 \pm 0,034$	$1,224 \pm 0,054$	$2,161 \pm 0,089$
$\alpha_P$	$0,800 \pm 0,016$	$2,151 \pm 0,048$	$1,357 \pm 0,084$	$1,734 \pm 0,163$

TABLE 5.1 – Tableau présentant, pour toutes les paires de noyaux choisies pour cette analyse, la pente  $\alpha$  pour trois sélections en paramètre d'impact : Central ( $b_{red} \leq 0,2$ ), Semi-Périphérique ( $0,3 \leq b_{red} \leq 0,4$ ), et Périphérique ( $0,5 \leq b_{red} \leq 0,6$ ). La différence entre le nombre de neutrons des deux noyaux  $\Delta\text{N}$  est également indiqué.

<sup>(1)</sup>Pour la paire  $t/{}^3\text{He}$ , il ne s'agit pas d'un rapport isotopique, mais isobarique.

Comme la figure 5.20 (a) le montre, le paramètre de pente  $\alpha$  augmente avec la centralité pour tous les rapports jusqu'à  $Z = 3$ . Elle est donc sensible à la centralité de la collision. Une valeur plus grande de ce facteur indique que la production du *cluster* plus lourds, et plus riche en neutrons, est plus favorisée lorsque la collision est périphérique. L'effet est également observé pour la paire  $t/{}^3\text{He}$ . Cela souligne ainsi que cet effet est du à une richesse en neutron et non à une différence de masse, car il s'agit ici d'un rapport de noyaux isobares.

Cet effet est systématique, et semble dépendre de la différence  $\Delta\text{N}$  entre les deux noyaux des paires isotopiques. En revanche, lorsque nous observons la paire  ${}^{10}\text{Be}/{}^7\text{Be}$ , cette tendance s'inverse. Néanmoins, nous pouvons tracer le paramètre de pente en fonction de  $\Delta\text{N}$  pour les rapports ayants le plus de statistiques, et pour  $Z \leq 2$ . Cette figure illustre que la pente s'accroît avec le paramètre d'impact pour ces paires isotopiques.

La tendance générale de l'évolution de la pente montre ainsi que la formation de produits riches en neutron est favorisée pour des collisions périphériques. Pour ces collisions, et d'un point de vue géométrique, la zone participante est principalement formée de nucléons présents en surface du noyau. L'enrichissement des produits semble ainsi indiquer que la richesse en neutron est plus importante proche de la surface. Il est difficile de déterminer exactement l'origine d'une anisotropie radiale comme celle-ci. Une étude similaire, en utilisant un modèle théorique comme ELIE, peut éclaircir ce point.

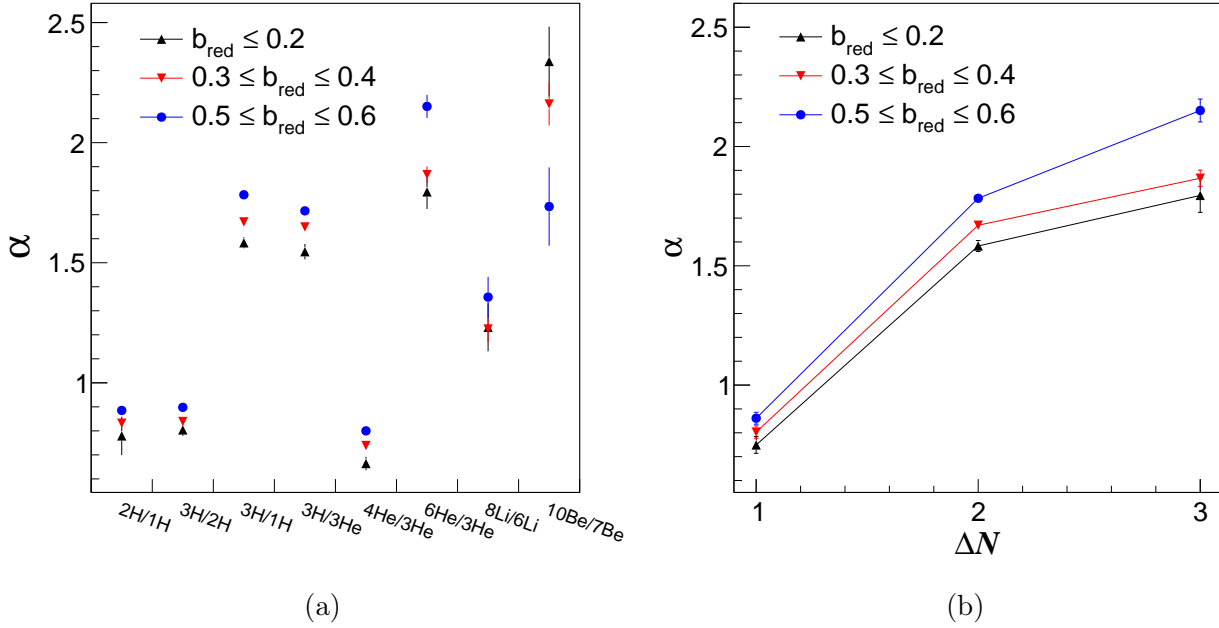


FIGURE 5.20 – (a) Paramètre de pente  $\alpha$  des ajustements linéaires des rapport isotopiques obtenues dans la sélection transversale (voir figure 5.18). Ces rapports ont été calculés pour trois sélections de paramètres d’impact. (b) Paramètre de pente en fonction du  $\Delta N$  des rapports utilisés :  ${}^2\text{H}/{}^1\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}/{}^2\text{H}$  et  ${}^4\text{He}/{}^3\text{He}$  pour  $\Delta N = 1$  ;  ${}^3\text{H}/{}^1\text{H}$  pour  $\Delta N = 2$  ;  ${}^6\text{He}/{}^3\text{He}$  pour  $\Delta N = 3$

## 5.3 Comparaison avec le modèle ELIE

### 5.3.1 Multiplicités moyennes dans la zone participante

Dans cette section, nous allons comparer la multiplicité moyenne obtenue par ELIE avec les résultats expérimentaux. Nous allons appliquer aux données simulées les mêmes conditions de sélection angulaire que les données expérimentales présentées dans la section 5.2.

Les figures 5.21 et 5.22 montrent côte à côte les résultats expérimentaux, et ceux en sortie filtrée du générateur ELIE. Nous présentons la multiplicité moyenne normalisée, en fonction du paramètre d’impact, et dans la zone participante sélectionnée angulairement.

La figure 5.21 montre qu’ELIE reproduit, au premier ordre, l’évolution de la production des noyaux dans la zone participante. Néanmoins, les données issues du modèle montrent une production de tritons qui est accrue pour des paramètres d’impact élevés. Les données expérimentales ne montrent pas de comportement similaire. Il existe, de plus, des différences quantitatives.

La figure 5.22 montre de même des différences quantitatives, mais l’évolution de la production avec le paramètre d’impact est partiellement reproduite. À l’inverse du triton, ELIE produit des  ${}^3\text{He}$  indépendamment du paramètre d’impact. Expérimentalement, on voit une diminution forte de la production pour des collisions périphériques.

L’incapacité d’ELIE à reproduire fidèlement la production des tritons et des  ${}^3\text{He}$  peut être expliquée par la sensibilité de ces noyaux à l’énergie de symétrie. Il est connu que la formation de ces particules en dépend fortement[119], et que le rapport entre ces deux noyaux est utilisé

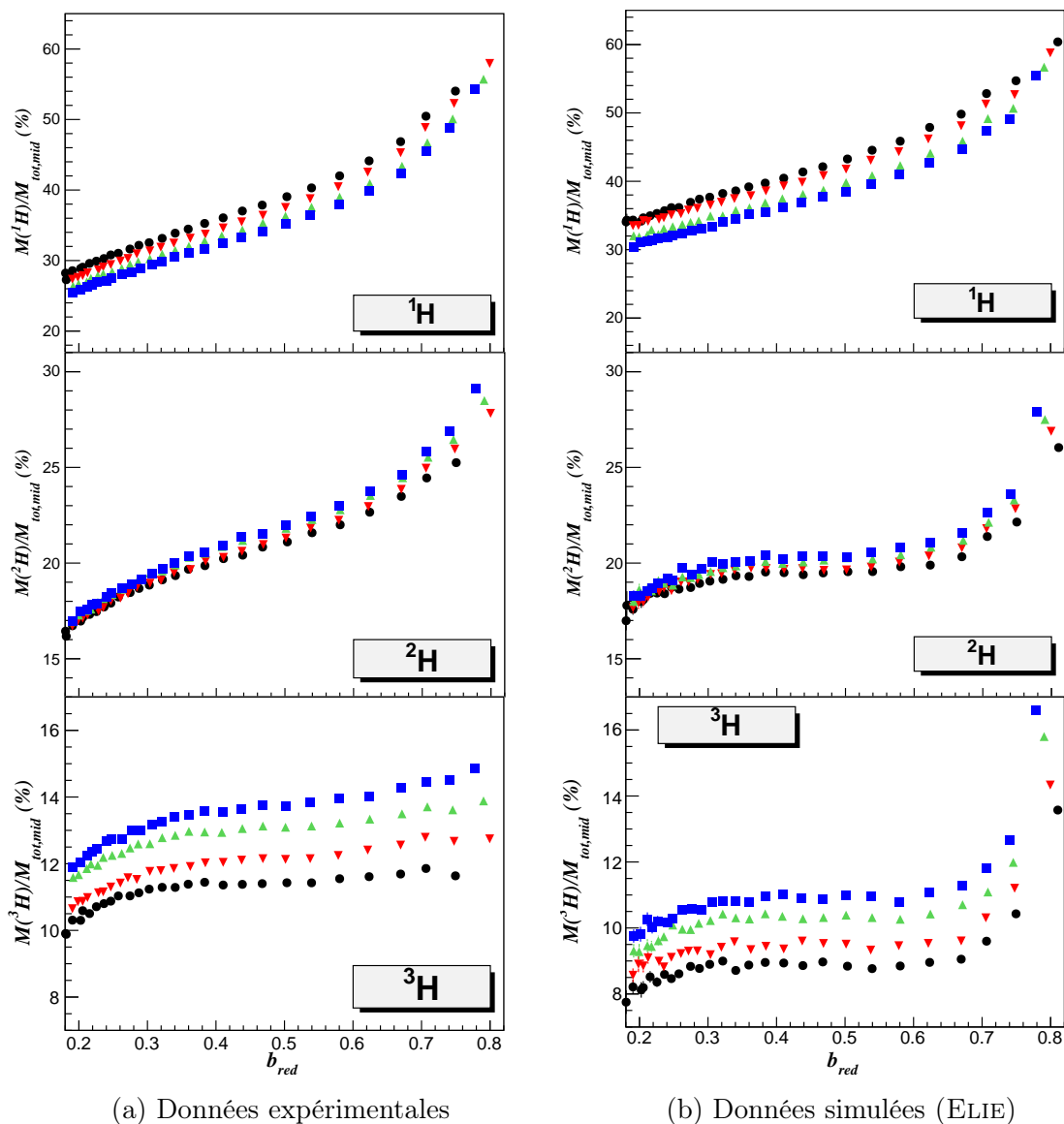


FIGURE 5.21 – Comparaison des distributions normalisées de la multiplicité moyenne des particules  $M_X/M_{tot, mid}$  en fonction du paramètre d'impact, pour les particules  $Z = 1$ . Les données ELIE présentées sont sélectionnées avec les mêmes conditions que les données expérimentales

pour en estimer la valeur [17, 120]. ELIE étant un modèle semi-classique sans équation d'état, il ne peut donc pas considérer cette sensibilité.

Néanmoins, ces distributions montrent une hiérarchie de production entre les quatre systèmes, comme observé expérimentalement. L'ordre est différent, et est présenté sur la figure 5.23. Comme pour la figure 5.13, les distributions des systèmes sont comparées à la moyenne des distributions. On observe de nouveau un ordre, dépendant du rapport  $N/Z$  total du système. Il est à noter que, contrairement à ce qui est vu expérimentalement, l'ordre est ici retrouvé pour tous les noyaux. Les noyaux riches en neutrons sont favorisés par les systèmes riches en neutrons, et inversement.



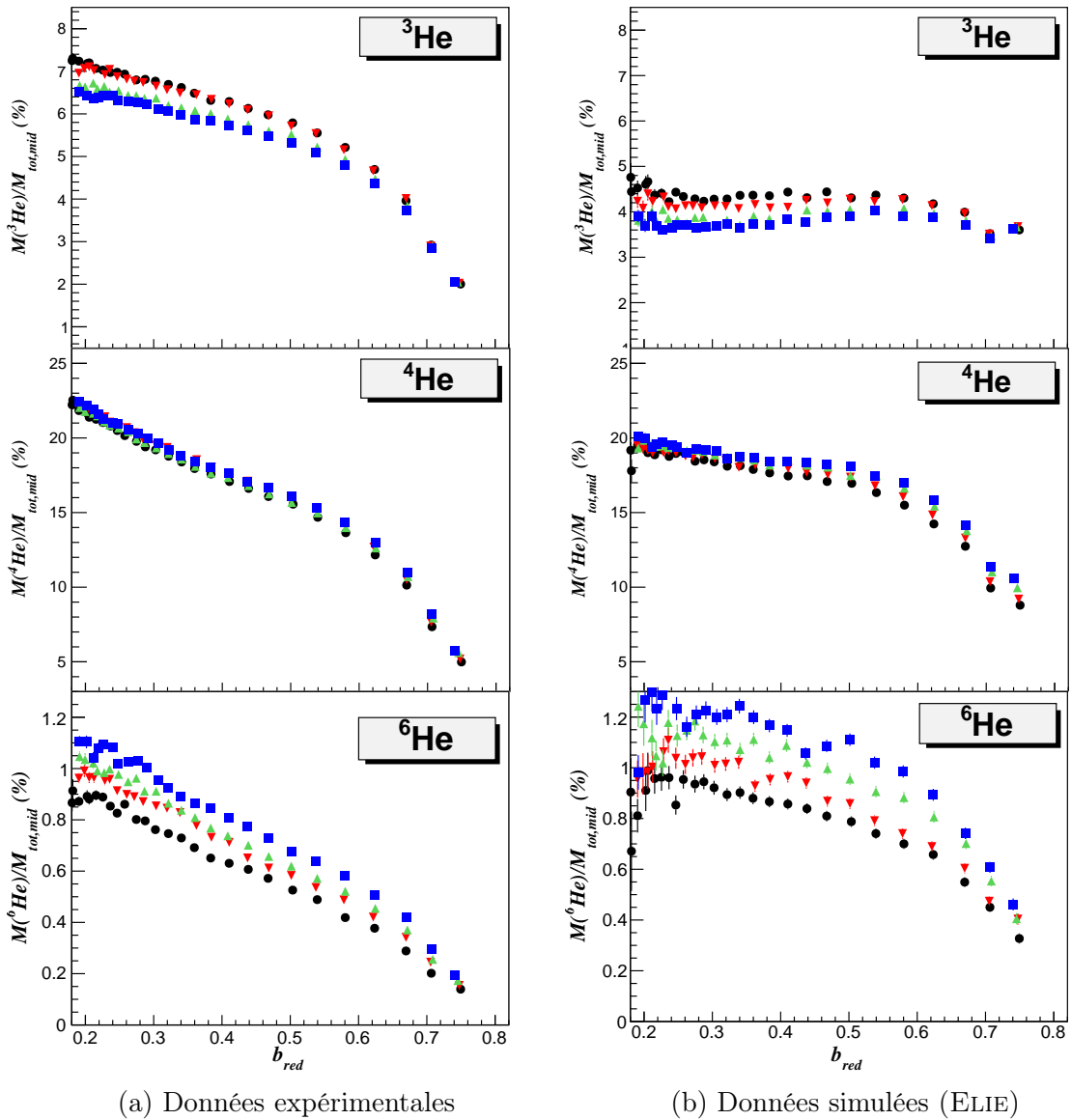


FIGURE 5.22 – Comparaison des distributions normalisées de la multiplicité moyenne des particules  $M_X/M_{mid}$  en fonction du paramètre d'impact, pour les particules  $Z = 2$ . Les données ELIE présentées sont sélectionnées avec les mêmes conditions que les données expérimentales

Nous remarquons également que la production des noyaux symétriques, même nombre de protons et de neutrons, démontre un ordre très différent des données expérimentales. Ces noyaux étaient montrés comme très peu sensible au système. Ce comportement était attribué à la richesse en neutrons, qui ne peut agir que très peu sur des noyaux symétriques. Or, ELIE montre la présence d'un ordre très marqué pour les  ${}^6\text{Li}$ . Ici, ce sont les  ${}^7\text{Li}$  et les  ${}^9\text{Be}$  qui présentent le comportement précédemment attribué aux noyaux symétriques. Cela peut être le résultat des approximations du modèle ELIE, où les protons et les neutrons occupent un même volume homogène. Les noyaux ayant un  $N/Z$  proche de celui du système total vont donc être plus faiblement influencés par la différence de richesse en neutron entre les quatre systèmes étudiés ici.

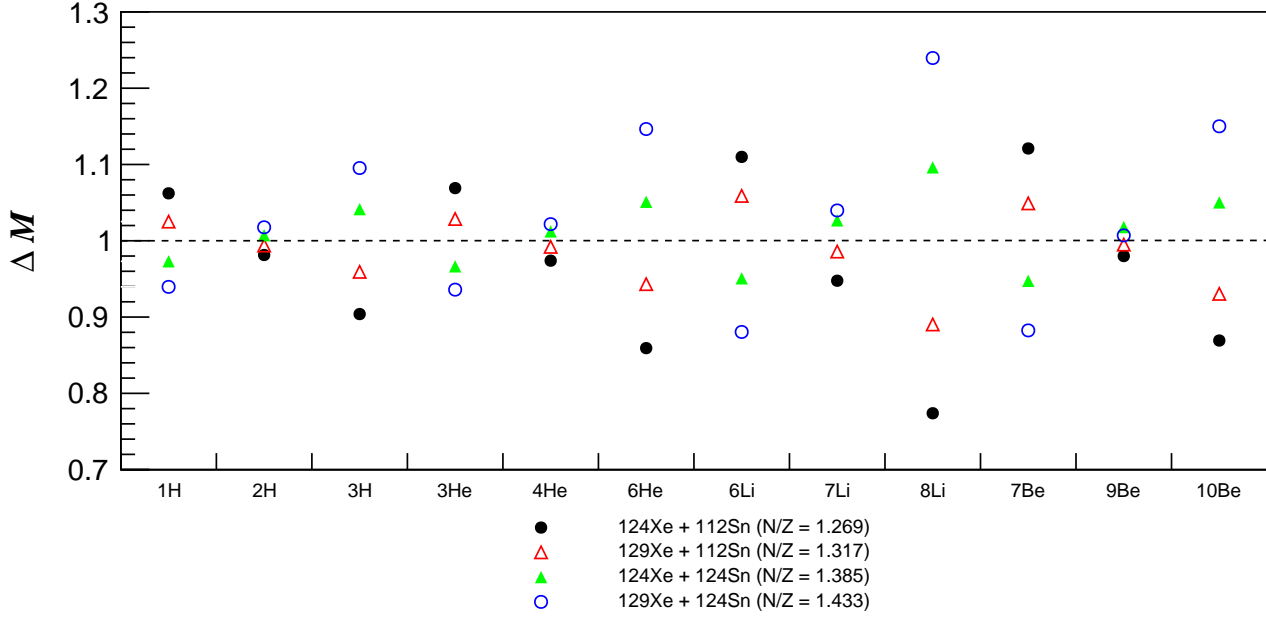


FIGURE 5.23 – Comparaison pour les systèmes  $^{124}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  (noir),  $^{129}\text{Xe}+^{112}\text{Sn}$  (rouge),  $^{124}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  (vert), et  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  (bleu), par rapport à la moyenne des quatre systèmes, pour les données générées avec le modèle ELIE.

La reproduction de la dépendance forte en fonction de la richesse en neutron du système total nous permet ainsi d'affirmer tout de même l'observation d'un mélange des contributions. Elle nous indique également que la formation des agrégats légers est un processus dynamique, et stochastique.

### 5.3.2 Rapports isotopiques de production

Comme pour les données expérimentales, les rapports isotopiques de productions peuvent être calculés à partir de données générées par ELIE. Ce modèle crée une zone participante, à partir d'un mélange complet du projectile et de la cible, donc une équilibration chimique complète.

#### Comparaison des rapports isotopiques entre zones participantes et spectatrices

La figure 5.24 présente les rapports isotopiques obtenus pour deux sélections angulaires transversales (a) et vers l'avant (b), pour des collisions centrales ( $b_{red} \leq 0,2$ ). Comme pour les données expérimentales, une loi d'échelle exponentielle est observée pour les émissions transversales, signant de nouveau une équilibration chimique. La différence principale avec les données expérimentales est quantitative. C'est une différence attendue néanmoins, car les multiplicités moyennes obtenues avec ELIE sont différentes. En revanche, cette loi d'échelle est également observée vers l'avant, contrairement à ce qui avait été observé expérimentalement.

Cette différence montre que l'hypothèse d'un mélange homogène des contributions cibles et projectiles, formant la zone participante, n'est pas adapté pour décrire les émissions à angle faibles. La présence d'effets de transparence peut permettre d'expliquer de tels résultats. Comme il a pu être discuté dans la section 2.2.3, la transparence est un effet important aux énergies incidentes étudiées ici, à 100 A MeV. Cet effet induit une anisotropie lors de collisions centrales,

qui se répercutent dans les observations dans la direction de l'axe du faisceau. ELIE ne prend pas en compte ces effets de transparence. Les résultats obtenus sont donc ceux d'une source plus homogène. C'est pour cette raison que la transparence est une réponse probable aux différences observées. Néanmoins, une étude focalisée sur ces effets doit être réalisée pour affirmer cette hypothèse.

### Comparaison des rapports isotopiques de la zones participante en fonction du paramètre d'impact

La figure 5.25 montre, comme pour les données expérimentales, les rapports isotopiques obtenus pour trois gammes de paramètres d'impacts, à partir des émissions de la zone participante. La loi d'échelle exponentielle est de nouveau observée, avec une production plus importante de noyaux lourds lorsque la centralité augmente. Les pentes peuvent être extraites, les valeurs obtenus sont présentées sur la figure 5.26.

Cette figure montre un comportement très différent de celui observé expérimentalement, sur la figure 5.20. On n'observe pas d'évolution systématique du paramètre de pente en fonction du paramètre d'impact. L'effet observé dans les données expérimentales n'est ainsi pas trivial, et indique que l'hypothèse d'un volume unique dans laquelle les protons et neutrons sont distribués de manière homogène n'est pas adapté.

## 5.4 Conclusions

Les résultats obtenus en observant la multiplicité moyenne des particules émises dans la zone de mi-rapidité, ainsi que par calcul du coefficient de transparence, sont cohérents entre eux.

L'étude de la multiplicité moyenne des particules émises dans la zone de mi-rapidité par la zone participante montre une hiérarchie dans la production, en fonction du rapport  $N/Z$  du système total. Cette hiérarchie favorise la production de noyaux riches en neutron pour des systèmes riches en neutrons, et inversement. Cette dépendance en fonction du système dans sa totalité implique un mélange des contributions de la cible et du projectile.

L'étude des rapports de production montre une image plus complète de ce mélange. La dépendance exponentielle des rapports de production en fonction du rapport neutron-proton du système autour de  $90^\circ$  montre une équilibration chimique importante. Ce résultat est en accord total avec celui obtenu précédemment. Cet effet est retrouvé pour plusieurs sélections en centralité. La pente de la dépendance exponentielle évolue selon la centralité, et augmente avec le paramètre d'impact. Ces rapports sont toujours réalisés avec la multiplicité de l'isotope le plus riche en neutron au numérateur. Cette dépendance indique donc une dépendance plus importante de la production de *clusters* riches en neutrons en fonction du rapport neutron-proton total du système, lors de collisions périphériques.

Lorsque la sélection porte sur des noyaux émis à l'avant en revanche, on remarque que cette image ne correspond pas à la réalité pour de petits angles. Un effet en dent-de-scie indique un effet de transparence, qui est quantifié par le calcul du coefficient de transparence.

Ils dépeignent une zone participante composée d'un mélange anisotrope des contributions de la cible et du projectile. Elle montre, pour la zone participante, une influence de la cible plus importante sur la production vers l'avant des noyaux au-delà de  $Z = 2$ .

Le modèle ELIE, supposant un modèle participant-spectateur idéal, est capable de reproduire la hiérarchie de production des noyaux en fonction du  $N/Z$  total du système. ELIE appuie ainsi l'image d'un mélange complet des contributions de la cible et du projectile. La bonne reproduction quantitative, au premier ordre, des multiplicités implique également que le processus de coalescence, stochastique, est capable d'expliquer les résultats expérimentaux. Le modèle prédit également les rapports isotopiques, particulièrement la loi d'échelle exponentielle. Elle reproduit également ces rapports en fonction de la centralité. En revanche, les pentes trouvées avec ELIE semblent constantes, contrairement à la tendance claire trouvée expérimentalement. Pour le modèle, il n'y a donc pas de relation entre le paramètre d'impact et la sensibilité à la richesse en neutron du système.

Le modèle ELIE considère une zone participante homogène, ayant un  $N/Z$  égal au  $N/Z$  total du système, peu importe le paramètre d'impact. Ce modèle ne reproduit pas l'enrichissement en neutron avec le paramètre d'impact observé expérimentalement. Ce résultat peut donc indiquer une inhomogénéité radiale de la cible et du projectile. La différence de volume occupé par les protons et les neutrons d'un noyau, formant une « peau de neutrons » pour des noyaux riches en neutrons, est un phénomène connu, qui est sensible à l'*EoS-NM*[121]. Il peut ainsi expliquer l'enrichissement en neutron pour des collisions très périphériques, qui forment une zone participante principalement à partir de nucléons de surface des noyaux de la voie d'entrée.

La zone participante est ainsi caractérisée par un mélange complet des contributions des deux noyaux de la voie d'entrée, qui résulte en une source dont la richesse en neutron dépend de la distance entre ces deux noyaux. L'utilisation de la multiplicité dans ces analyses a montré l'équilibration chimique, impliquant une forte entropie dans la zone participante. Cette variable, statique, ne permet pas de donner une image complète de l'entropie. Cette variable, issue de la thermodynamique, est décrite par la dynamique du système. Il sera donc nécessaire de caractériser la zone participante en employant des observables cinématiques.

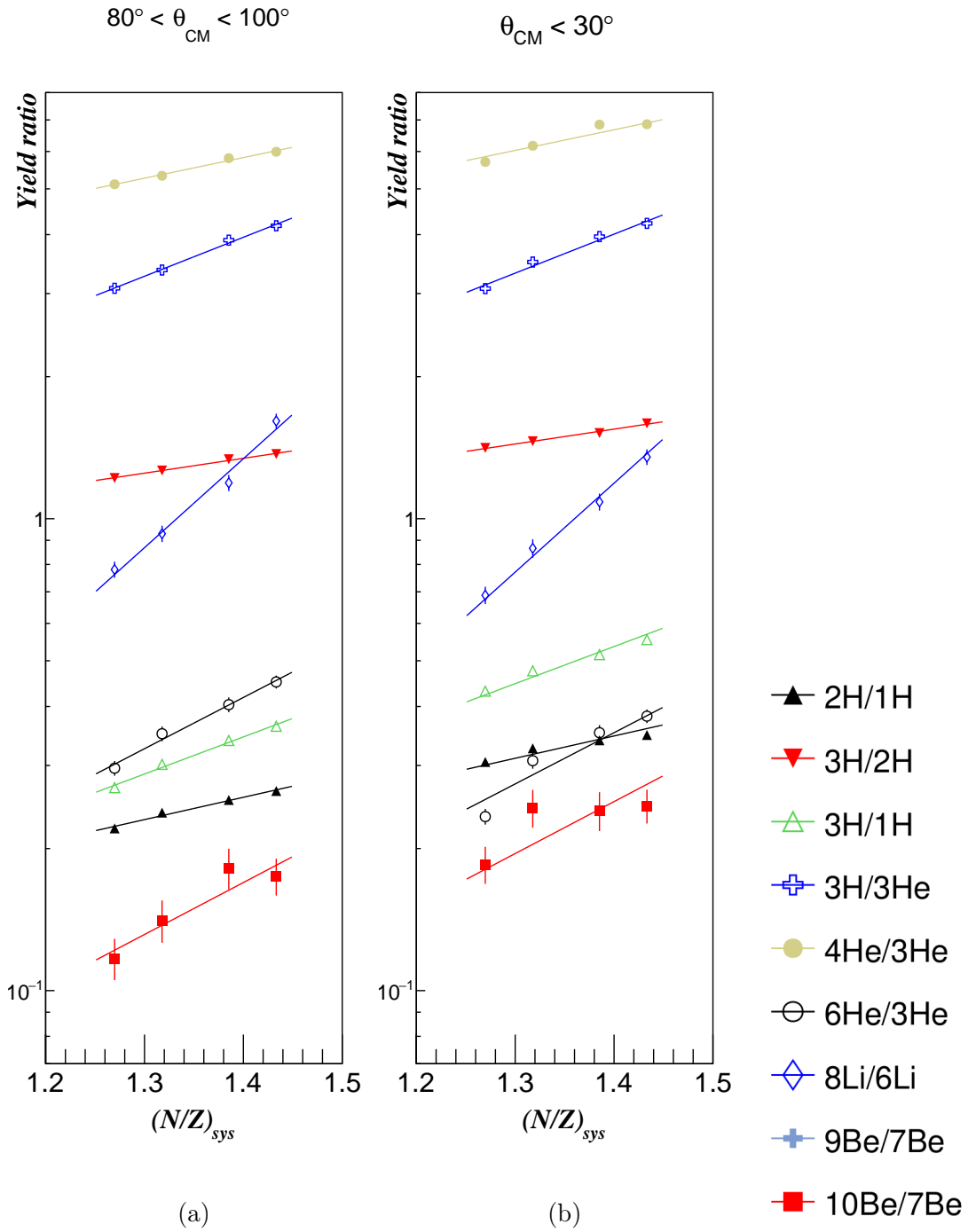


FIGURE 5.24 – Rapports isotopiques de production  $R_{X,Y}$  calculés pour les quatre systèmes, en fonction de leur rapport neutron-proton total  $(N/Z)_{sys}$ . Seules les collisions les plus centrales sont sélectionnées, avec  $b_{red} \leq 0,2$ . Ces résultats sont obtenus à partir de données générées par ELIE. La figure (a) présente les résultats pour un découpage angulaire transversal, et (b) pour un découpage à l’avant. Un ajustement exponentiel est réalisé sur les rapports isotopiques de la partie transversale.

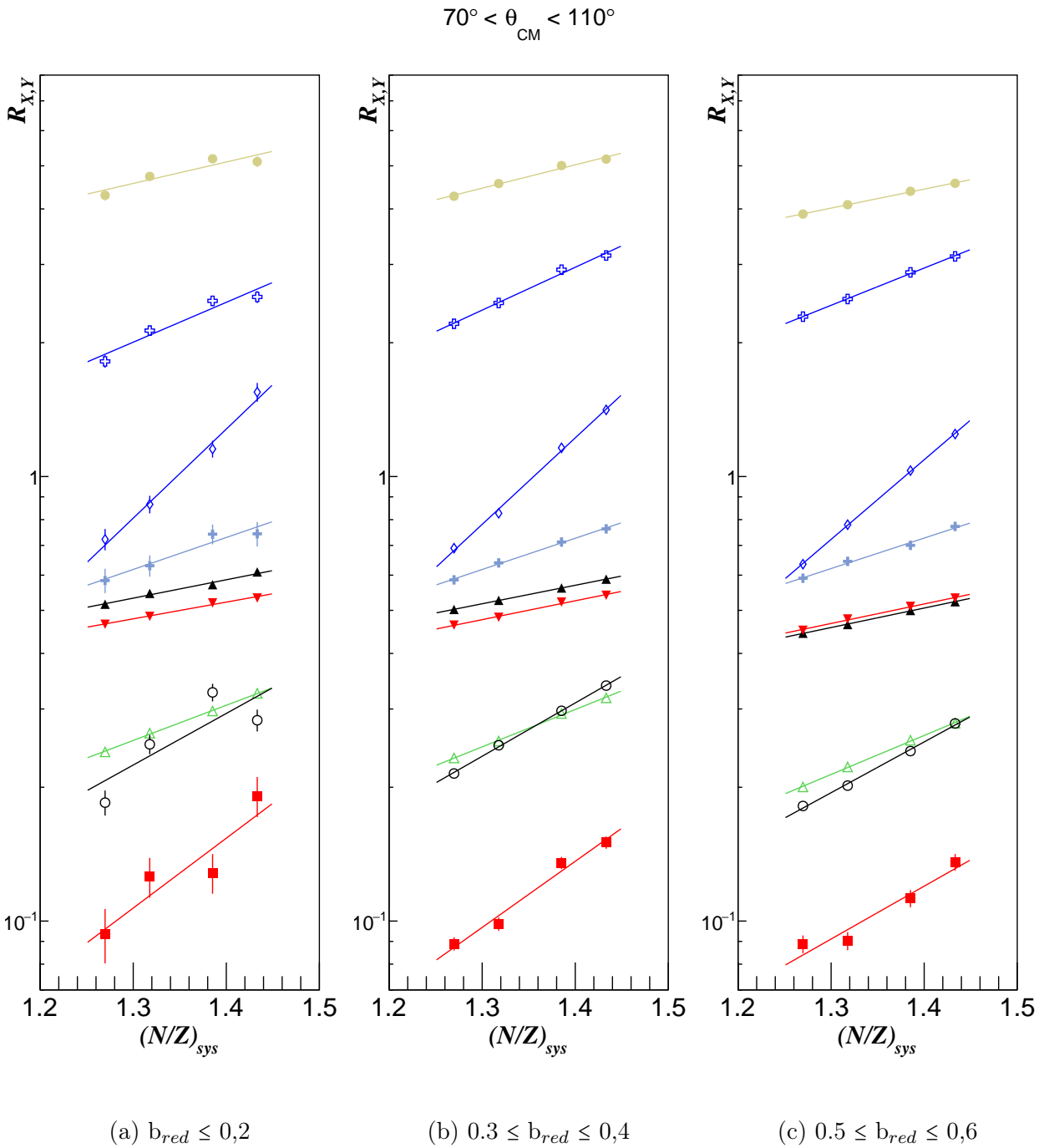


FIGURE 5.25 – Rapports isotopiques de production  $R_{X,Y}$  calculés pour les quatre systèmes, en fonction de leur rapport neutron-proton total  $(N/Z)_{\text{sys}}$ , pour trois sélections en paramètre d'impact. Ces résultats sont obtenus à partir de données générées par ELIE. La légende de cette figure est identique à celle de la figure 5.24.

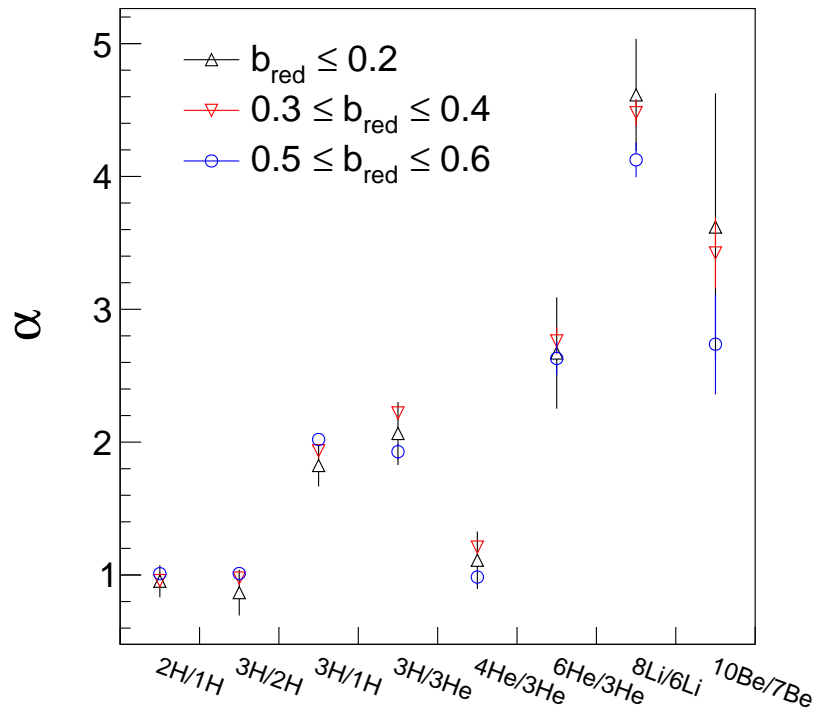


FIGURE 5.26 – Paramètre de pente  $\alpha$  des ajustements linéaires des rapports isotopiques obtenus dans la sélection transversale (voir figure 5.18). Ces rapports ont été calculés pour trois sélections de paramètres d’impact. Ces résultats sont obtenus à partir de données générées par ELIE.

# Chapitre 6

## Évolution de la zone participante avec l'énergie incidente

Dans le chapitre précédent, nous avons abordé les effets de l'isospin sur la production de noyaux légers. Nous avons ainsi pu voir que la zone participante est formée à partir du mélange des contributions provenant de la cible et du projectile. Nous avons également observé que la formation de *clusters*, pour des charges entre  $Z = 2$  et  $4$ , se fait majoritairement au cours de collisions centrales. Ces caractéristiques statiques sont désormais à mettre en relation avec l'aspect dynamique de la réaction. Dans ce chapitre, nous allons ainsi conserver un même système, en modifiant l'énergie incidente du projectile. Une comparaison de ces systèmes permettra de mettre en évidence le lien entre la formation des noyaux légers et l'énergie disponible dans la réaction, *via* les propriétés cinématiques des particules.

### 6.1 Motivations

La densité est une variable d'état fondamentale à l'équation d'état de la matière nucléaire. L'étude de la matière nucléaire soumise à des densités supérieures à la densité de saturation ( $\rho_0 \approx 0,16 \text{ fm}^3$ ) est nécessaire afin de contraindre l'*EqS-NM* appliquée pour la modélisation d'objets compacts astrophysiques, ou de supernovæ à effondrement de cœur.

Ces modèles doivent systématiquement être comparés à des observations. En astrophysique, il a été montré que l'équation d'état de la matière nucléaire peut être contrainte par une mesure précise de la relation entre le rayon et la masse d'étoiles à neutrons, *via* les équations relativistes de Tolman-Oppenheimer-Volkov (TOV)[12, 122]. Ces études visent ainsi un système extrêmement asymétrique, proche de la matière neutronique pure. Ces mesures dépendent largement du modèle employé, particulièrement l'estimation du rayon de l'astre[123]. De plus, la composition des étoiles à neutrons reste un problème non résolu, ajoutant une difficulté supplémentaire lors de la détermination des paramètres de l'équation d'état.

L'étude de collisions d'ions lourds est une alternative. L'évolution de la densité du milieu nucléaire durant la collision d'ions lourds, en particulier lorsque la densité totale dépasse la saturation, est l'un des principaux points d'intérêt des théoriciens, expérimentateurs et astronomes, au sein des communautés de la physique nucléaire des basses et moyennes énergies et de l'astrophysique des objets compacts[52]. Les propriétés de l'équation d'état de la matière nucléaire, et plus particulièrement de l'énergie de symétrie, ne sont pas encore comprises par la



théorie, comme nous avons pu le voir dans la section 2.1. Il est donc nécessaire de développer des modèles.

La densité a été étudiée pour des systèmes de masse et d'énergie incidentes variées, en employant divers modèles de transports. En particulier, la densité moyenne maximale est ici montrée. Cette grandeur physique est reliée à l'incompressibilité de la matière nucléaire, le paramètre de second ordre de l'équation d'état. Elle est généralement montrée comme une densité réduite, normalisée par la densité de saturation présente au centre des noyaux de la voie d'entrée.

Ces études théoriques montrent une densité pouvant atteindre  $\rho/\rho_0 = 1.85$  pour une énergie incidente du projectile de 100 A MeV[64]. Ces prédictions théoriques doivent être validées par une mesure expérimentale de la densité. Dans ce chapitre, nous allons ainsi proposer une méthode d'estimation de la densité maximale lors de la collision. Cette méthode emploiera l'énergie transverse des produits issus de la zone participante afin d'en extraire une énergie de compression, témoin de la densité maximale. Cette méthode sera appliquée à six systèmes de Xe+Sn de masses similaires. L'énergie incidente ira de 32 A MeV (proche de l'énergie de Fermi), à 150 A MeV où l'on atteint une limite d'efficacité du détecteur INDRA pour les particules légères à cause de la non-détection des particules légères de haute énergie (voir section 3.4). Les densités résultant de ce calcul seront comparées aux résultats obtenus par les modèles de transport.

## 6.2 $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ à 150, 100, 80 et 65 A MeV, $^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ à 45 et 32 A MeV

### 6.2.1 Distribution de la multiplicité moyenne

Comme dans le chapitre 5, nous pouvons comparer la multiplicité moyenne normalisée obtenue pour les systèmes étudiés, en fonction de l'énergie incidente. L'analyse de cette évolution permet d'étudier l'influence de la compression de la zone participante lors de la réaction sur la production de *clusters*. La sélection angulaire décrite dans la section 5.1.2 est de nouveau appliquée pour tous les systèmes étudiés. La sélection des particules provenant de la « zone participante » est réalisée en fixant la condition angulaire entre 70° et 110°. Les résultats sont présentés sur la figure 6.1.

La figure 6.1 compare la multiplicité des isotopes de l'hydrogène et de l'hélium, et la figure 6.2 du lithium et du béryllium, en fonction du paramètre d'impact. Les résultats présentés correspondent aux particules émises lors de collisions de  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  de 65 à 150 A MeV. Nous observons que la production de protons, deutons, tritons et  $^3\text{He}$  augmente avec l'énergie incidente. Cet ordre s'inverse pour les  $^4\text{He}$  et  $^6\text{He}$ , où la production est plus importante lorsque l'énergie incidente diminue. Néanmoins, il est difficile d'interpréter l'effet de l'énergie incidente sur la production de *clusters*, en particulier pour le système à 150 A MeV qui montre un comportement différent de celui observé pour les trois autres énergies. Les *clusters* avec  $Z > 2$  démontrent également un ordre suivant la tendance générale des *clusters* plus légers, mais reste difficile à comprendre. L'application d'une normalisation des multiplicités est donc nécessaire.

La figure 6.3 compare la multiplicité normalisée des isotopes de l'hydrogène et de l'hélium, et la figure 6.4 du lithium et du béryllium, en fonction du paramètre d'impact, produits lors

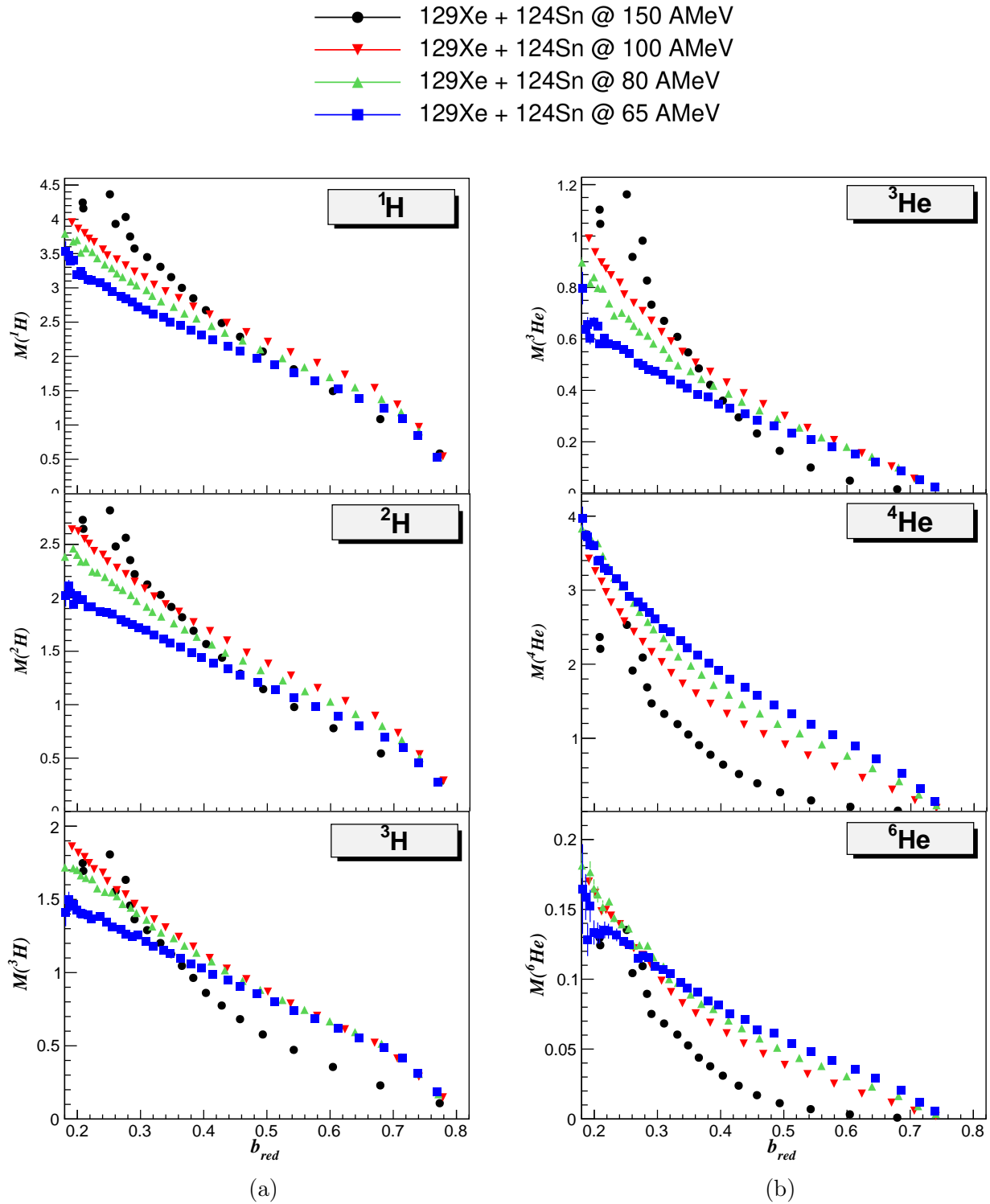


FIGURE 6.1 – Comparaison des distributions de multiplicité moyenne des particules  $M_X$  en fonction du paramètre d'impact, pour un même système de  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  de 65 à 150 A MeV. (a) Distributions pour les protons, deutons et tritons. (b) Distributions pour les  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ .

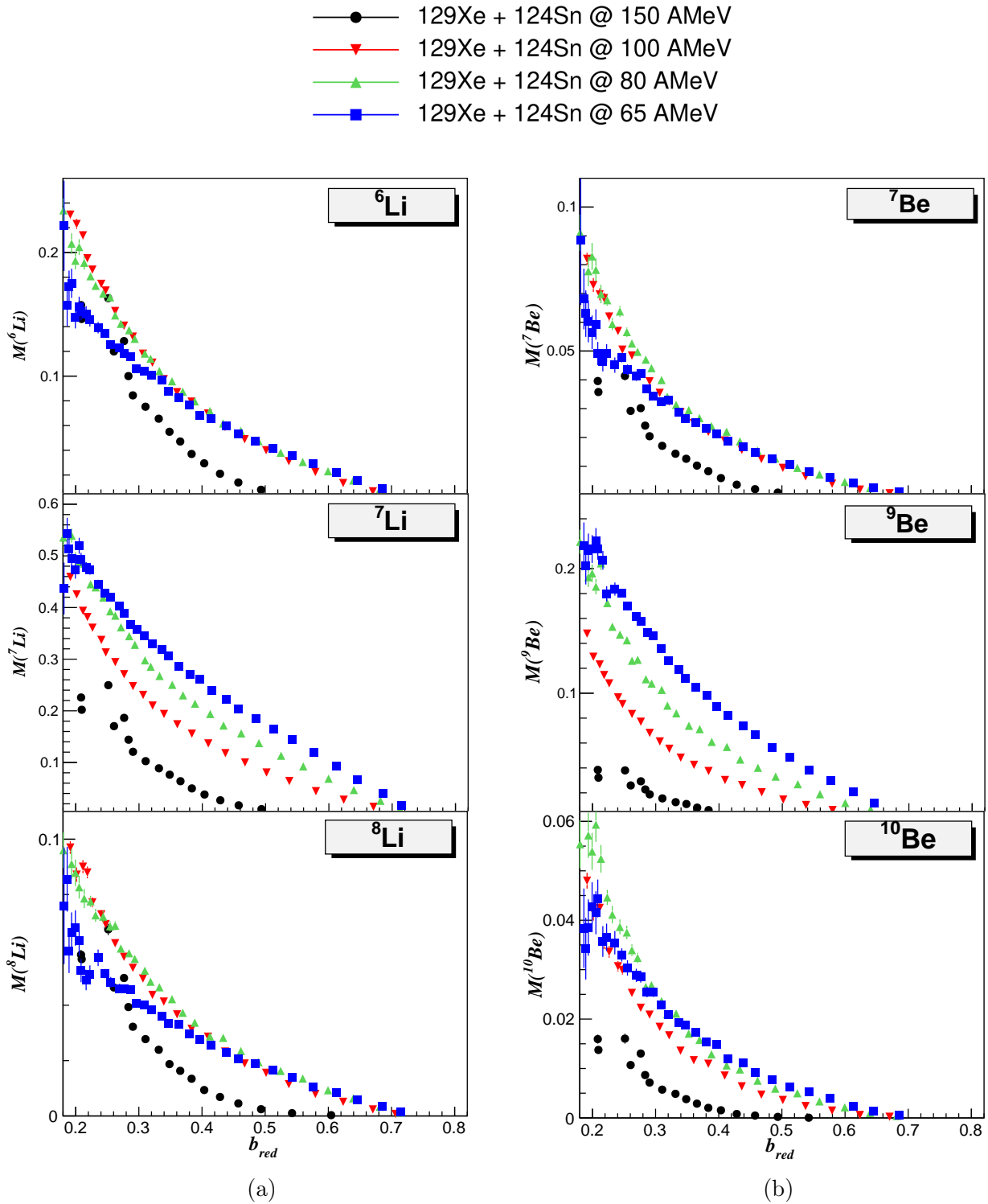


FIGURE 6.2 – Comparaison des distributions de multiplicité moyenne des particules  $M_X$  en fonction du paramètre d'impact, pour un même système de  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  de 65 à 150 A MeV. (a) Distributions pour les  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^8\text{Li}$ . (b) Distributions pour les  $^7\text{Be}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$ .

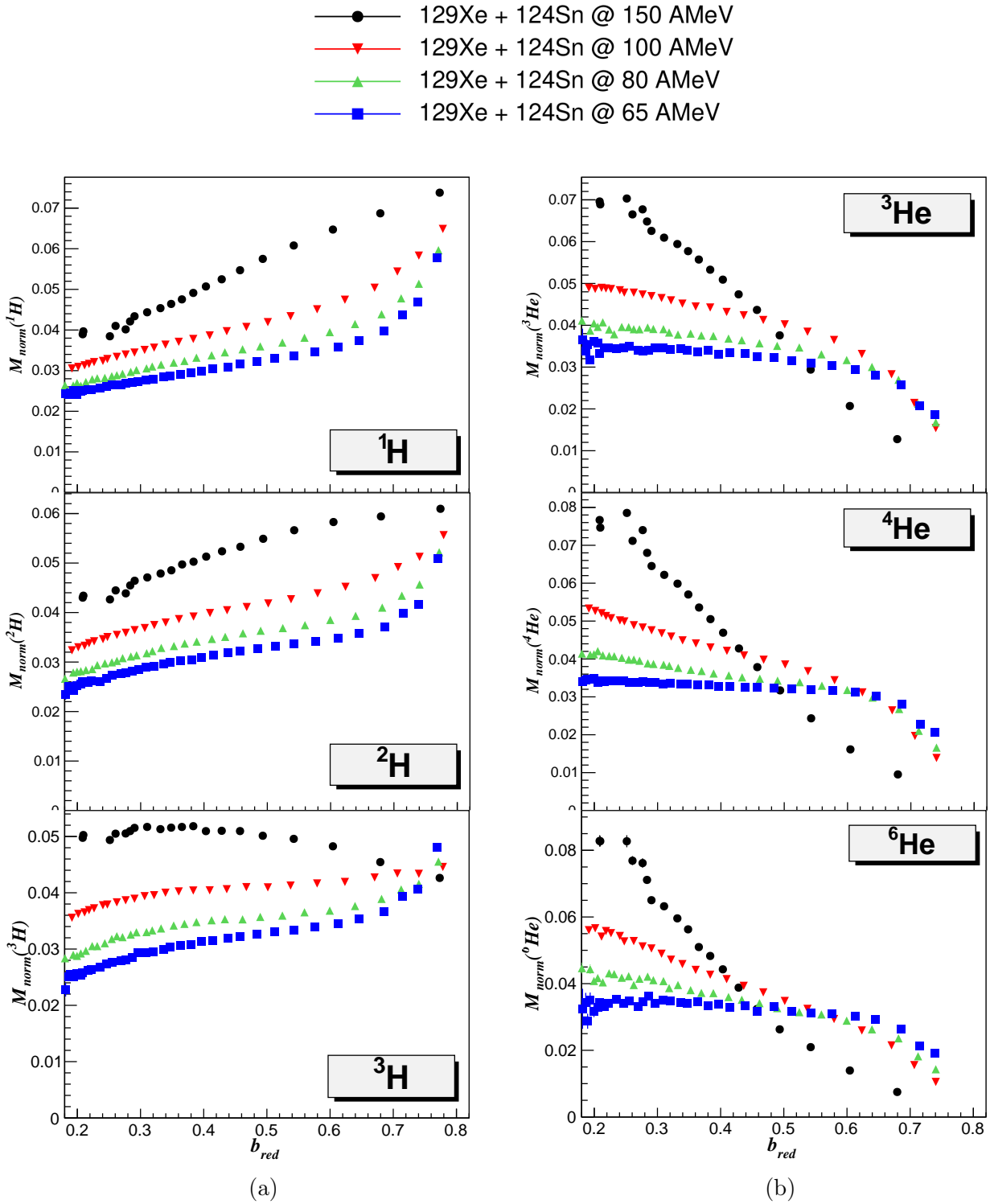


FIGURE 6.3 – Comparaison des multiplicités moyennes des particules légères, normalisées en fixant l'intégrale de chaque distribution à 1, pour un même système de  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  de 65 à 150 A MeV. (a) Distributions pour les protons, deutons et tritons. (b) Distributions pour les  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$ .

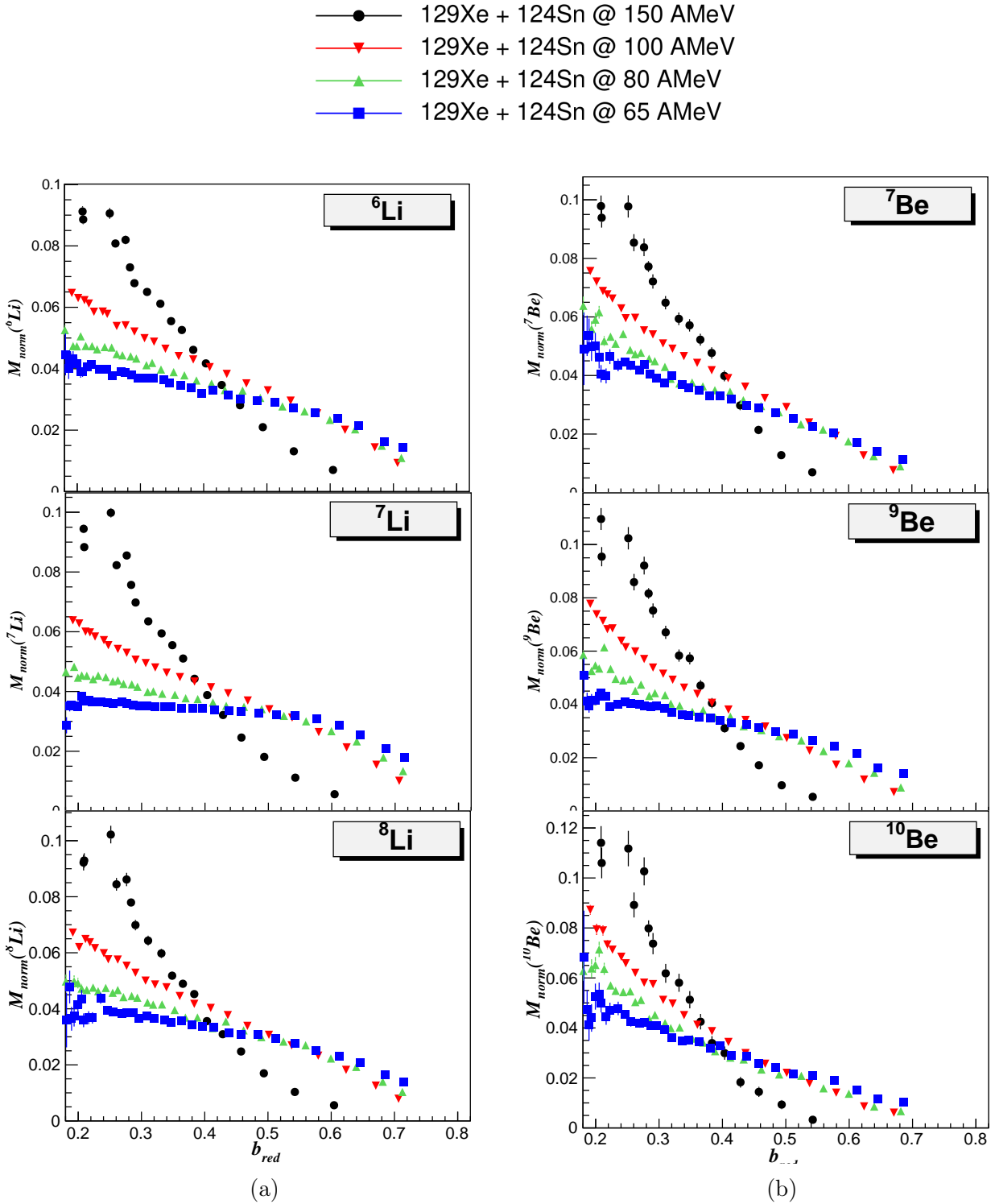


FIGURE 6.4 – Comparaison des multiplicités moyennes des particules légères, normalisées en fixant l'intégrale de chaque distribution à 1, pour un même système de  ${}^{129}\text{Xe}+{}^{124}\text{Sn}$  de 65 à 150 A MeV. (a) Distributions pour les  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^8\text{Li}$ . (b) Distributions pour les  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$ .

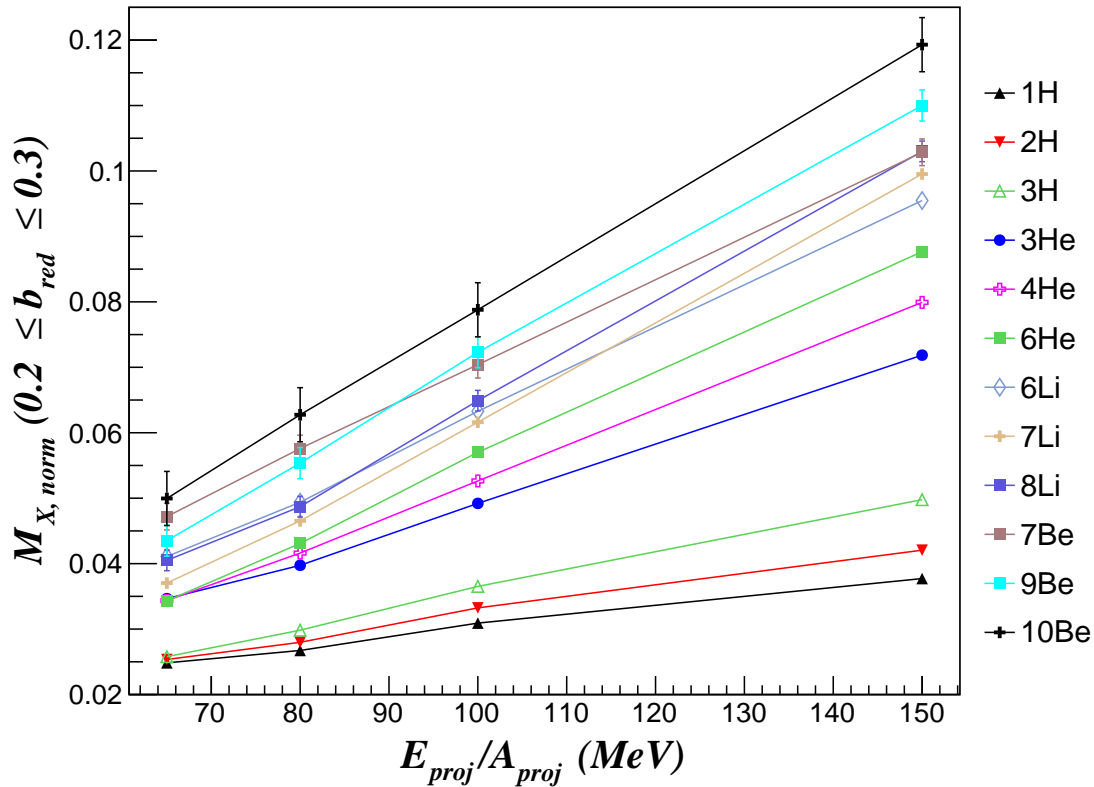


FIGURE 6.5 – Multiplicité normalisée obtenue pour un paramètre d'impact  $0,2 \leq b_{red} \leq 0,3$ , en fonction de l'énergie incidente, pour toutes les particules  $1 \leq Z \leq 4$ . Ces valeurs sont extraites des figures 6.3 et 6.4

de collisions de  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  de 65 à 150 A MeV. L'intégrale totale de ces histogrammes est ensuite normalisée à 1. Nous obtenons ainsi des histogrammes analogues à des distributions de probabilité, indiquant la probabilité qu'un *cluster* observé provienne d'une collision avec un paramètre d'impact donné. La comparaison de ces « distributions de probabilité » présente la dépendance de la production de ces particules en fonction de l'énergie incidente. Pour les protons et les deutons, l'évolution de la production montre une pente positive. Leur production est favorisée pour les collisions périphériques. Elle augmente également avec l'énergie incidente. Les distributions pour les particules plus lourdes, les tritons et les isotopes avec  $Z \geq 2$ , montrent une évolution anti-corrélée avec le paramètre d'impact. Ce sont les collisions centrales qui favorisent la production de ces noyaux. Jusqu'à  $b_{red} \approx 0.45$ , cette production augmente de nouveau avec l'énergie incidente. Au-delà en revanche, la production pour le système à 150 A MeV diminue brutalement, avec une pente plus marquée que pour les trois autres systèmes. Cette pente peut être caractérisée en étudiant l'évolution de la multiplicité normalisée en fonction de l'énergie incidente, pour des collisions centrales ( $0,2 \leq b_{red} \leq 0,3$ ).

La figure 6.5 présente la valeur de la multiplicité normalisée, pour un paramètre d'impact  $b_{red} = 0,2$ . Afin de minimiser les fluctuations statistiques, cette valeur est extrapolée à partir des points compris entre  $b_{red} = 0,2$  et  $0,3$ . Pour ces collisions centrales, on observe que la production des *clusters* est plus importante lorsque l'énergie incidente augmente. Cet effet s'accroît avec la masse de la particule observée. Ces conditions correspondent à une zone participante très

compressée, portée à haute densité. Cette observation rejoint donc celle réalisée au chapitre précédent. La production de *clusters* est sensible à l'énergie incidente, et donc à une densité de la zone participante au-delà de la saturation (voir section 2.2.4.3), bien que la densité au moment de leur production n'a pas été déterminée.

Le modèle ELIE est utilisé pour comparer les résultats d'un modèle où les *clusters* sont formés à haute densité, avec les résultats obtenus expérimentalement. Les figures 6.6 et 6.7 superposent les résultats provenant des données expérimentales (points) et des données générées par le modèle (lignes). Nous observons que le modèle reproduit correctement l'évolution de la multiplicité avec le paramètre d'impact, et particulièrement les noyaux les plus lourds. ELIE est capable de reproduire l'évolution de la multiplicité pour les collisions centrales, ce qui indique que l'hypothèse d'une formation de noyaux lourds à haute densité est cohérente avec les résultats expérimentaux.

### 6.2.2 Distributions de l'énergie transverse

Dans ce chapitre, nous allons étudier l'écoulement radial observé lors de la réaction. Ce phénomène est un témoin d'effets de compression de la matière nucléaire, en particulier de la zone participante. Cet effet se traduit dans la cinématique des particules émises dans la zone de mi-rapacité. L'étude de l'énergie autour de  $\theta_{CM} = 90^\circ$  permet d'étudier l'effet de l'écoulement radial (*radial flow*) en s'affranchissant des effets collectifs longitudinaux, dans la direction du faisceau incident (*directed flow*) [52]. Nous étudions et utilisons ainsi l'énergie cinétique transverse,  $E_{tr}$ . Elle est calculée à partir de la composante perpendiculaire de la vitesse. L'équation 6.1 donne la relation entre l'énergie cinétique de la particule  $E_i$  et son énergie transverse  $E_{tr,i}$ .

$$E_{tr,i} = E_i \sin^2(\theta_i) \quad (6.1)$$

avec  $\theta_i$ , l'angle polaire

La figure 6.8 présente la distribution de l'énergie transverse des particules légères de la zone participante, avec  $Z = 1$  et  $2$ , en fonction de l'énergie incidente, pour les systèmes de Xe+Sn. On remarque que l'énergie des particules augmente avec l'énergie incidente. La forme de la distribution marque une production dynamique de ces particules, différente d'une forme maxwellienne attendue pour des sources de désexcitations statistiques.

Pour les protons, on remarque une coupure à haute énergie de la distribution, vers 180 MeV. Cette coupure est le résultat du rebroussement, qui impose une limite maximale à l'énergie des particules qui sont détectées, et identifiées en masse. Cette coupure est particulièrement marquée pour le système le plus énergétique, à 150 A MeV. Elle est également remarquée pour les deutons, vers 250 MeV, et pour le triton, vers 290 MeV. Ces valeurs sont cohérentes avec les seuils hauts de détections attendus pour les couronnes d'INDRA correspondant à notre sélection angulaire (voir tableau 3.2, couronnes 8-9).

On observe sur ces distributions au moins deux composantes : la première, à basse énergie, et la seconde, portant les énergies cinétiques détectées vers de hautes énergies. Les domaines d'énergies de ces deux contributions dépendent de l'énergie incidente, avec une énergie de transition entre ces deux régimes augmentant avec l'énergie incidente. La pente des distributions

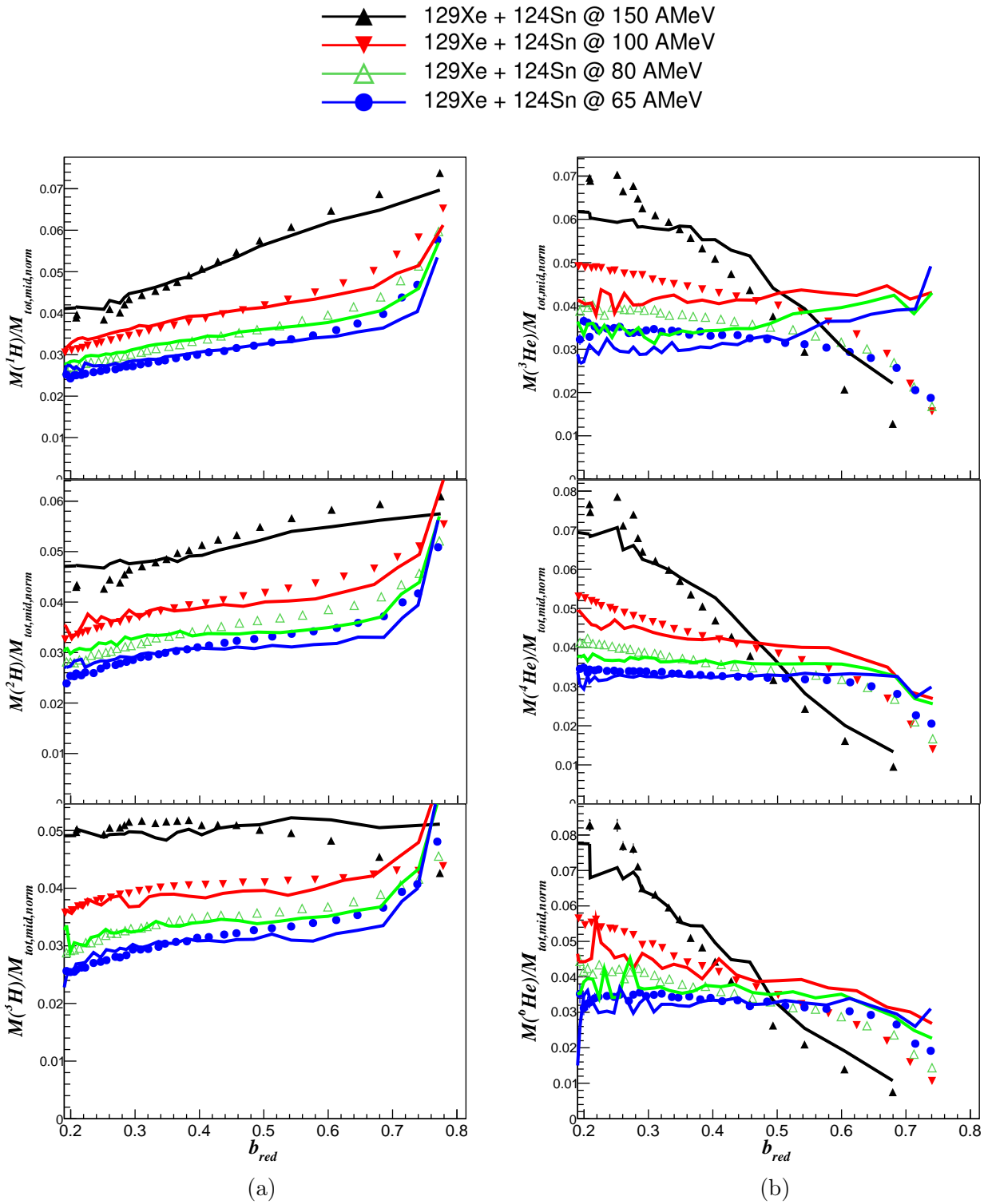


FIGURE 6.6 – Comparaison des multiplicités moyennes des particules légères, normalisées en fixant l’intégrale de chaque distribution à 1, pour un même système de  $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  de 65 à 150 A MeV. Les points correspondent aux données expérimentales, et les lignes aux données générées par le modèle ELIE. (a) Distributions pour les protons, deutons, et tritons. (b) Distributions pour les  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ .



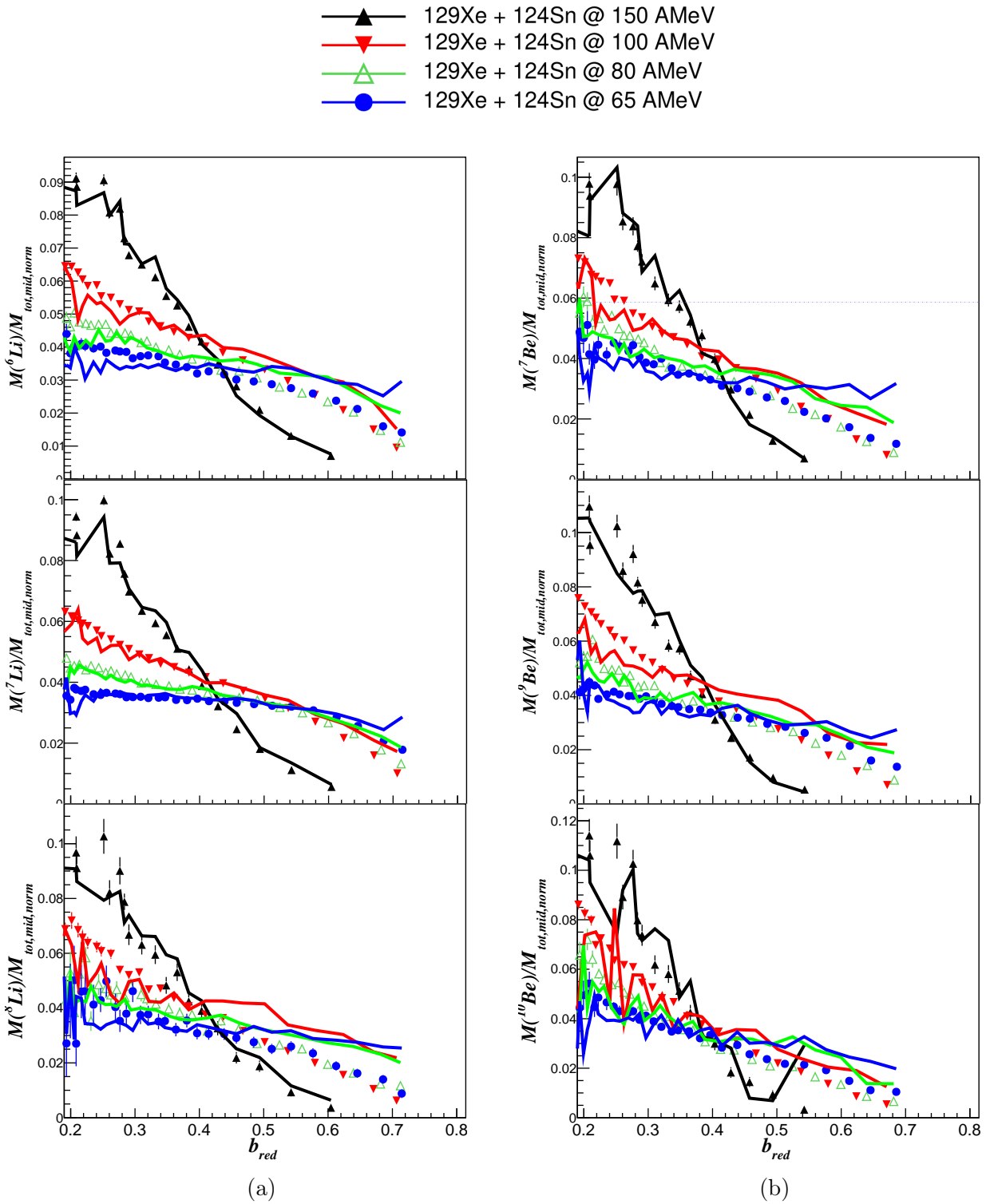


FIGURE 6.7 – Comparaison des multiplicités moyennes des particules légères, normalisées en fixant l'intégrale de chaque distribution à 1, pour un même système de  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  de 65 à 150 A MeV. Les points correspondent aux données expérimentales, et les lignes aux données générées par le modèle ELIE. (a) Distributions pour les  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^8\text{Li}$ . (b) Distributions pour les  $^7\text{Be}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$ .

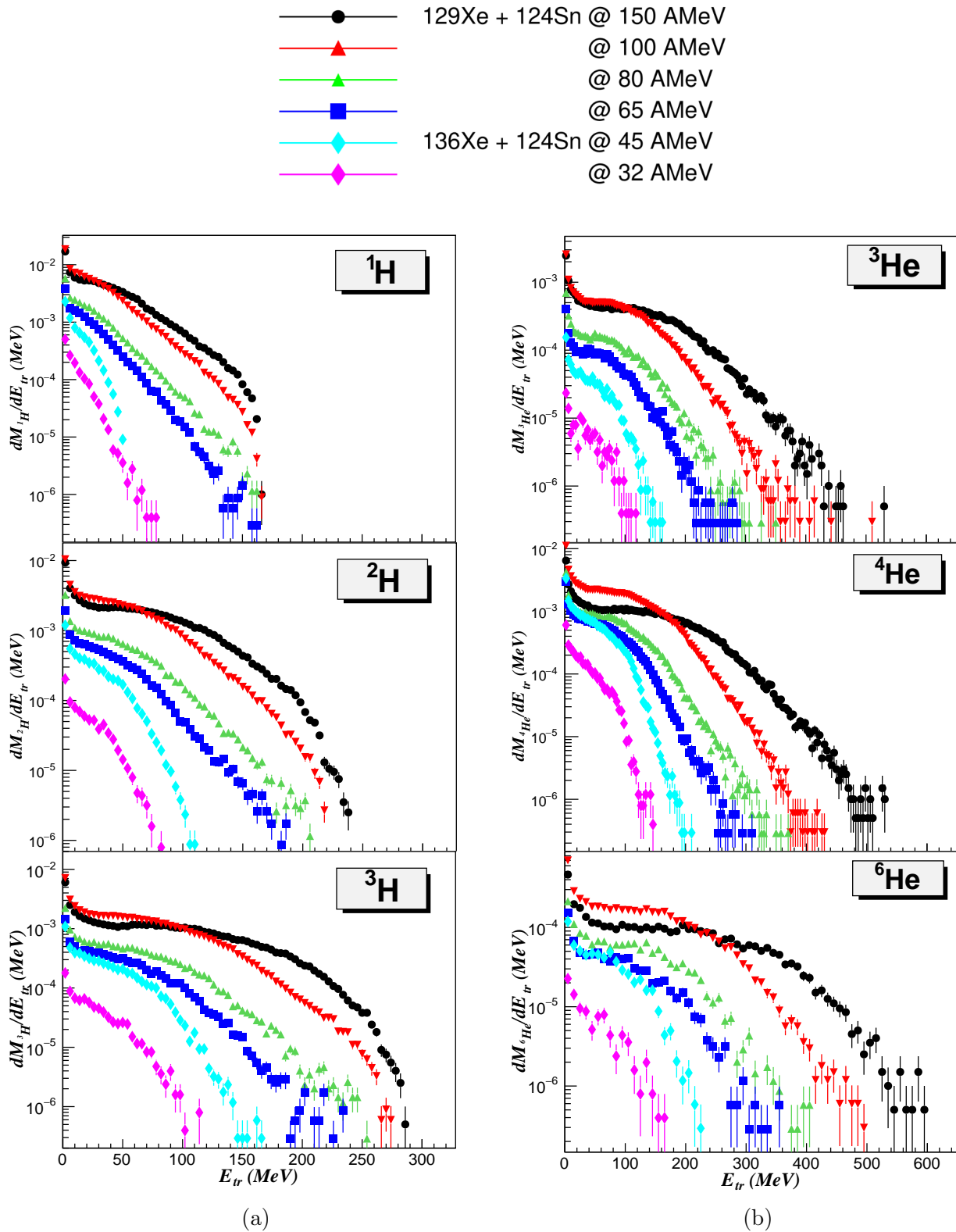


FIGURE 6.8 – Comparaison des distributions d'énergies cinétiques transverses des particules légères, pour des collisions centrales ( $0,18 \leq b_{red} \leq 0,22$ ). (a) Distributions pour les protons, deutons et tritons. (b) Distributions pour les  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ .

augmente également avec l'énergie incidente. La cinématique des particules est donc très marquée par la voie d'entrée. Cette étude de la distribution de l'énergie transverse est également en accord avec des études précédentes des données[124].

### 6.2.3 Énergie transverse moyenne

Nous allons dans cette section étudier la cinématique des particules émises par la zone participante en fonction du paramètre d'impact et de l'énergie incidente. L'observable d'intérêt est l'énergie cinétique transverse moyenne  $\langle E_{tr} \rangle$ . Le même estimateur de paramètre d'impact est employé, et de même la sélection angulaire employée précédemment est appliquée lors de cette analyse.

Les particules légères,  $Z = 1$  ou  $2$ , seront traitées individuellement, en calculant l'énergie transverse moyenne. Pour les particules ayant une charge  $Z > 2$ , l'énergie transverse est calculée en MeV par nucléon.

#### 6.2.3.1 LCP ( $Z < 3$ )

Dans cette section, nous allons comparer les énergies transverses observées pour les particules « légères » (LCP pour *light charged particles*), et les protons libres. Ces particules sont identifiées en masse et en charge par INDRA. La figure 6.9 présente l'énergie transverse moyenne des LCP en fonction du paramètre d'impact. La comparaison des systèmes  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  à 150, 100, 80 et 65 A MeV, et  $^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  à 45 et 32 A MeV.

Tout d'abord, on constate que l'énergie transverse augmente avec la centralité. Néanmoins, l'évolution de cette énergie avec le paramètre d'impact montre une sensibilité très faible, qui disparaît complètement pour les systèmes aux énergies incidentes les plus faibles, à 32 et 45 A MeV. Cela indique une faible dépendance de l'énergie transverse avec la taille de la zone participante. On remarque également que les énergies transverses moyennes augmentent très fortement avec l'énergie incidente dans le référentiel du centre de masse de la réaction. Il est aussi intéressant de noter que la séparation entre les distributions reste constante pour tout paramètre d'impact.

En réalisant une moyenne de l'énergie transverse pour toute la gamme de paramètres d'impact, on peut étudier son évolution en fonction de l'énergie incidente. Ce point sera détaillé dans la section 6.3.

#### 6.2.3.2 IMF ( $3 \leq Z \leq 6$ ) et HMF ( $Z > 6$ )

Dans cette section, nous allons comparer les énergies transverses observées pour les particules de masse intermédiaires (IMF, *intermediate-mass fragments*) et les particules « lourdes » ayant une charge  $Z > 6$  (HMF, *heavy-mass fragments*). Cette définition est le résultat d'une contrainte expérimentale. Le multidétecteur INDRA, présenté dans le chapitre 3, possède une limite d'identification isotopique pour  $Z > 6$ . Au-delà de cette limite, seules les charges sont identifiées.

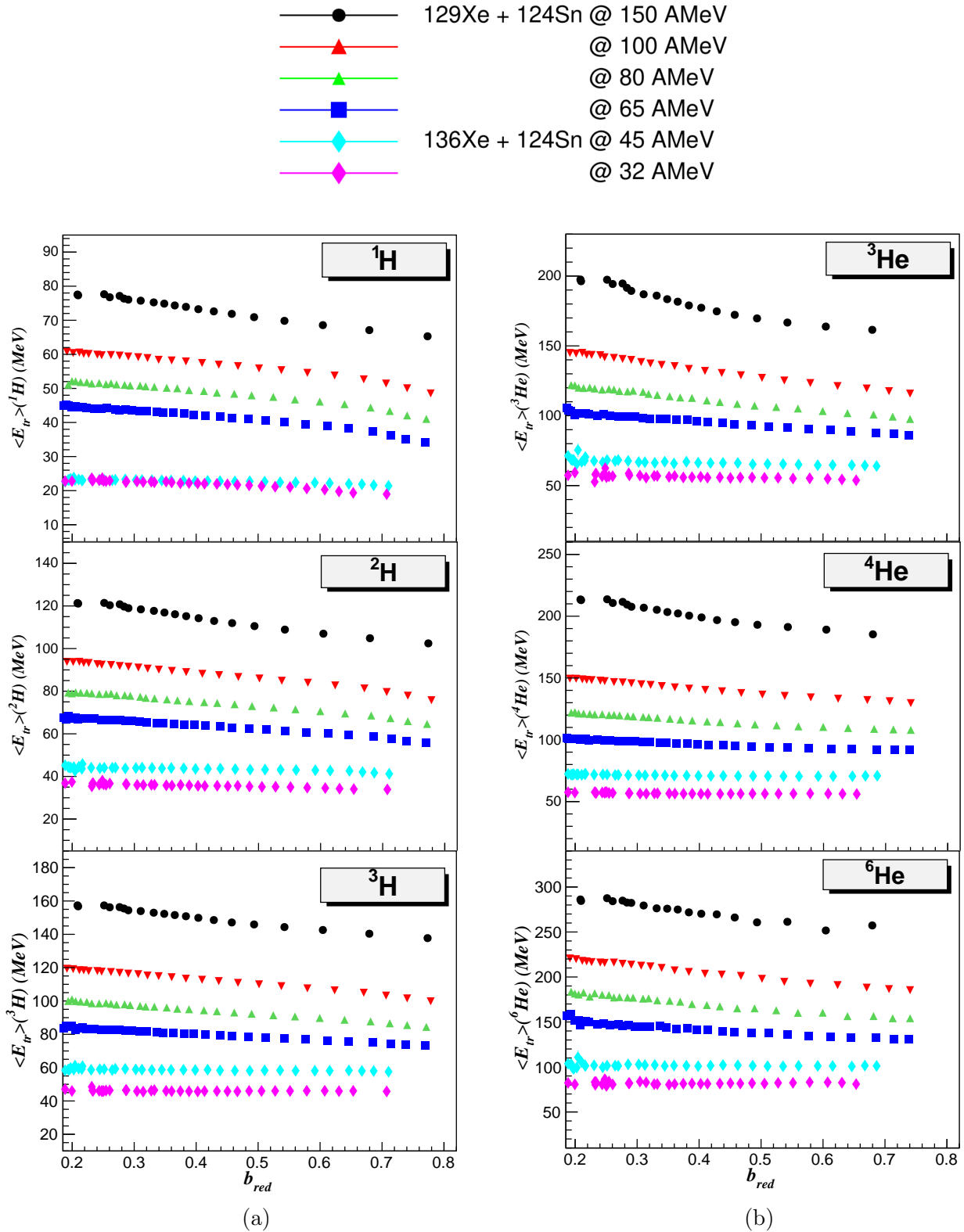


FIGURE 6.9 – Comparaison des énergies cinétiques transverses des LCP en fonction du paramètre d'impact. (a) Distributions pour les protons, deutons et tritons. (b) Distributions pour les  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ .

Ainsi, dans cette analyse, nous considérons tous les noyaux ayant une charge comprise entre 3 et 6 comme des IMF, et les noyaux ayant une charge supérieure à 6 comme des HMF. L'énergie transverse est ici exprimée par nucléon.

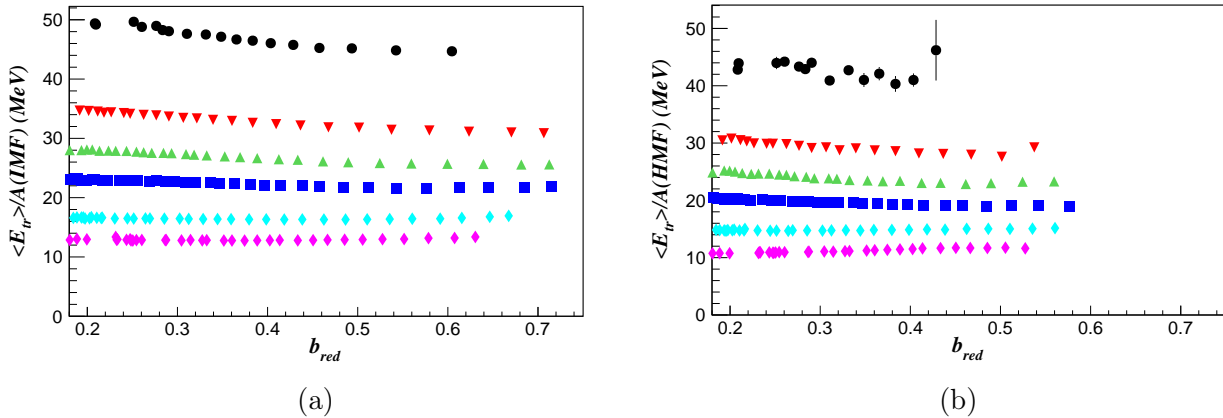


FIGURE 6.10 – Énergie cinétique transverse par nucléon des IMF (a) et des HMF (b) en fonction du paramètre d'impact. La figure (a) est réalisée en ne conservant que les particules dont la masse a été mesurée par INDRA. La figure (b) est obtenue à partir de masses moyennes estimées.

La figure 6.10 montre et compare l'évolution de l'énergie transverse en fonction du paramètre d'impact entre les six systèmes d'intérêt. Comme pour les LCP, l'énergie transverse observée est quasiment constante pour tous les paramètres d'impact. Cette insensibilité indique une indépendance de l'énergie transverse avec la taille de la zone participante.

## 6.3 Estimation expérimentale de la densité

### 6.3.1 Effets de compression et densité nucléonique

Comme mentionné précédemment, la densité est une variable d'état fondamentale pour la compréhension des mécanismes de formation des fragments. Lors de collisions d'ions lourds, la matière présente dans la zone participante, initialement à la densité de saturation, est comprimée. Elle peut ainsi atteindre des densités élevées. Cette phase est suivie par une expansion de la source, où une densité en dessous de la densité de saturation est atteinte. Les noyaux, portés par l'écoulement radial de l'expansion de la source, conserve la mémoire de ces conditions de fortes densités. La densité maximale moyenne, correspondant à l'instant où la compression est maximale, devient un repère permettant aux modèles de transports d'expliquer les caractéristiques cinématiques des particules émises par la zone participante.

Dans le cadre de modèles théoriques, cette variable est accessible exactement. Cette densité maximale a ainsi pu être extraite de systèmes variés, en utilisant différents modèles de transports (voir section 2.2). Cette variable n'est pas directement accessible expérimentalement. L'enjeu est de trouver une sonde sensible à la compression de la zone participante, qui peut être reliée à la densité maximale. Dans cette section, nous proposons l'énergie de compression comme sonde de la densité. Nous allons tout d'abord exprimer la relation entre énergie cinétique et énergie de compression, avant de montrer son lien avec la densité. La relation obtenue sera appliquée aux

données expérimentales, qui seront comparés au modèle ELIE ainsi qu'aux résultats publiés utilisant les modèles de transport BNV et pBUU, présentés dans les sections 2.2.5 et 2.2.4 respectivement.

### 6.3.1.1 Formulation théorique

Toutes les énergies sont ici, et dans la suite de cette démonstration, exprimées en MeV par nucléon. Dans cette démonstration, nous posons deux hypothèses. La première hypothèse postule que la composante de l'énergie cinétique correspondant à la compression est indépendante d'autres contributions cinématiques[56]. La seconde hypothèse postule qu'aux énergies incidentes intermédiaires, cette énergie est vue comme seule contribution dépendant de la densité, et est donc la seule contribution variant avec l'énergie incidente.

À partir de l'équation 2.7, il est possible d'exprimer l'énergie de compression comme proportionnelle à l'énergie cinétique selon :

$$e_{comp} \propto (e_{kin} - e_{th}) \quad (6.2)$$

$$e_{comp} = K_0(e_{kin} - e_{th}) \quad (6.3)$$

$e_{comp}$  correspond à l'énergie de compression,  $e_{kin}$  à l'énergie cinétique et  $e_{th}$  correspond à une « énergie de seuil » (*threshold energy*) définie comme un terme indépendant de la compression.  $K_0$  est une constante indépendante de la densité.

Il est également admis que la densité dépendra également du nombre de nucléons présent dans la zone participante. Il est ainsi nécessaire d'ajouter un terme d'échelle, qui est posé comme étant proportionnel à l'énergie de compression, tel que :

$$e_{comp} \propto K_1 K_2 (A(b_{red}))^\beta \quad (6.4)$$

avec  $\beta$ , un paramètre libre.

$A(b_{red})$  correspond au nombre de nucléons présent dans la zone participante pour un paramètre d'impact réduit  $b_{red}$  donné. Dans le cadre d'ELIE, il s'agit d'une valeur déduite à partir du volume géométrique occupé par la zone de superposition des deux noyaux incidents au moment de la collision.  $\alpha$  est un paramètre du modèle. La constante  $K_1$  est une constante de normalisation, ici fixée comme  $(1/A_0)^\alpha$ ,  $A_0$  étant un nombre de nucléons de référence utilisée lors de l'optimisation des paramètres. La constante  $K_2$  correspond quant à elle au terme issu de l'équation 6.2, vu comme indépendant de la taille du système. Cette indépendance a été montrée expérimentalement dans la section 6.2.3. On obtient ainsi :

$$e_{comp}(\rho) = (e_{tr}(\rho) - e_{tr,th}) \left( \frac{A(b_{red})}{A_0} \right)^\beta \quad (6.5)$$

L'énergie de compression correspond également au terme de second ordre de l'expansion de Taylor de l'équation d'état, donnée par l'équation 2.2. Mettre en équation ce terme avec le résultat de l'équation 6.5 donne ainsi une équation indépendante de l'énergie de compression, et ne mettant en jeu que des observables expérimentales, et des paramètres du modèle :

$$e_{comp} = \frac{K_{\infty}}{18} \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 = (e_{kin} - e_{th}) \left( \frac{A(b_{red})}{A_0} \right)^{\beta} \quad (6.6)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = 1 + \sqrt{18 \frac{(e_{tr} - e_{tr,th})}{K_{\infty}}} \left( \frac{A(b_{red})}{A_0} \right)^{\alpha} \quad (6.7)$$

avec  $\alpha$ , un paramètre libre.

L'équation 6.7 permet ainsi de calculer la densité nucléonique maximale de la zone participante durant la collision, à partir de l'énergie cinétique et du nombre de nucléons participants. Le paramètre  $\alpha$  a été déterminé par optimisation du modèle sur une grande variété de systèmes différents, à des énergies incidentes différentes. Dans la version d'ELIE utilisée ici, la valeur de ce paramètre est  $\alpha = 1/3$ .  $A_0$  est une masse de référence, fixée lors de l'optimisation du modèle à 240. Enfin,  $e_{th}$  est fixé à une valeur d'énergie cinétique correspondant à une collision au cours de laquelle aucune compression de la matière nucléaire n'est attendue. La version d'ELIE utilisée fixe cette valeur à 24 MeV. Dans le cas expérimental, la valeur de ce paramètre sera discutée.  $K_{\infty}$  est fixé à la valeur du paramètre d'incompressibilité de la matière nucléaire communément admise,  $240 \pm 10$  MeV[29].

Il est à noter que la densité calculée sera strictement supérieure ou égale à la densité de saturation. À des énergies incidentes proches de l'énergie de Fermi, le modèle participant-spectateur employé, ainsi que les hypothèses réalisées sur l'énergie de compression, ne sont pas adaptés. Il est donc nécessaire de prendre des précautions lors de l'étude de ces énergies, et de concentrer l'analyse sur le domaine de validité de notre modèle, au-delà de 50 A MeV.

### 6.3.1.2 Application aux données

#### Extraction de l'énergie de compression

L'équation 6.2 exprime l'indépendance des contributions sensibles ( $e_{comp}$ ) et insensibles ( $e_{th}$ ) à la densité qui engendrent l'énergie cinétique mesurée par le détecteur. Il est ainsi possible d'isoler l'énergie de compression, qui va dépendre de l'énergie incidente via la compression de la zone participante, d'effets coulombiens ou thermiques. Néanmoins, il est nécessaire de s'assurer de la validité de cette hypothèse dans un contexte expérimental. La figure 6.11 présente l'énergie de compression moyenne en fonction de l'énergie incidente par nucléon du projectile pour  $Z = 1$  à 4, et de même pour la figure 6.12 qui présente les résultats pour les IMF et HMF. L'énergie transverse du système à 32 A MeV d'énergie incidente est utilisé comme référence.

	<sup>1</sup> H	<sup>2</sup> H	<sup>3</sup> H	<sup>3</sup> He	<sup>4</sup> He	<sup>6</sup> He	IMF
$\alpha_{exp}$	0,209(1)	0,199(1)	0,170(1)	0,210(1)	0,174(1)	0,167(2)	0,141(1)
	<sup>6</sup> Li	<sup>7</sup> Li	<sup>8</sup> Li	<sup>7</sup> Be	<sup>9</sup> Be		HMF
$\alpha_{exp}$	0,162(2)	0,146(2)	0,153(4)	0,138(5)	0,133(4)		0,141(1)

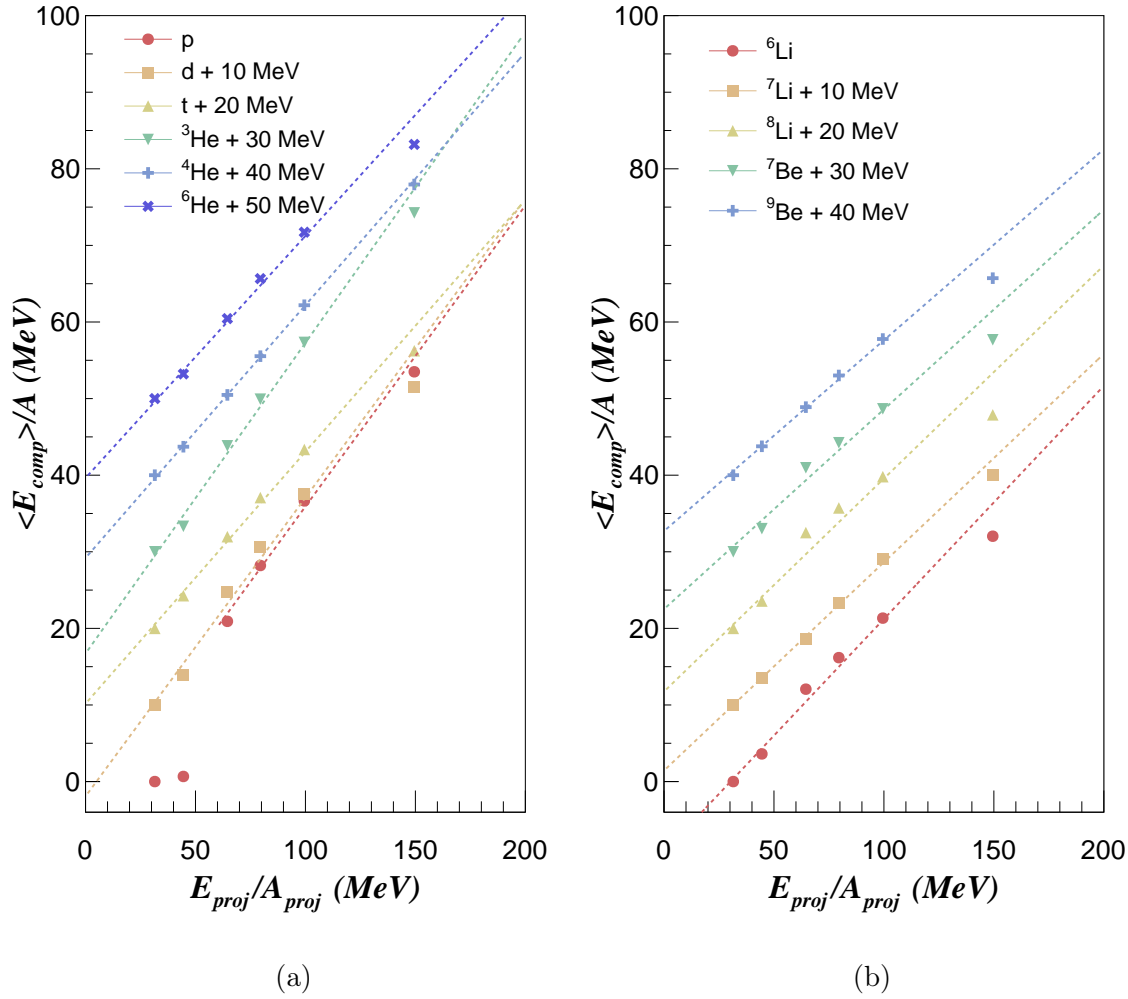


FIGURE 6.11 – Énergie de compression en fonction de l'énergie incidente par nucléon du projectile. Seules les erreurs statistiques sont estimées. Un décalage est appliqué afin de séparer les distributions. (a)  $Z = 1$  et 2. (b)  $Z = 3$  et 4.

TABLE 6.1 – Tableau récapitulatif du facteur de pente obtenu par l'ajustement linéaire de l'énergie de compression en fonction de l'énergie incidente, pour les valeurs expérimentales ( $\alpha_{exp}$ ).

La figure 6.11 montre une dépendance linéaire entre l'énergie de compression moyenne et l'énergie incidente. Cette dépendance est retrouvée pour tous les noyaux légers, dont la pente diminue avec la masse de la particule étudiée. Les valeurs des paramètres de pente obtenues sont résumées dans le tableau 6.1. Cette linéarité entre énergie de compression et incidente est un témoin direct de l'énergie de compression. Elle est comprise comme proportionnelle à l'énergie incidente, comme selon l'équation 6.2. Il est ainsi possible, en fixant une valeur de référence de l'énergie transverse comme l'énergie de seuil de la paramétrisation de l'équation 6.2, d'extraire l'énergie de compression. Il est intéressant de noter que cette linéarité est également retrouvée lors de l'étude des IMF et HMF (figure 6.12). Ces particules lourdes sont plus sensibles à l'énergie de compression, qui va représenter la quasi-totalité de l'énergie cinétique.



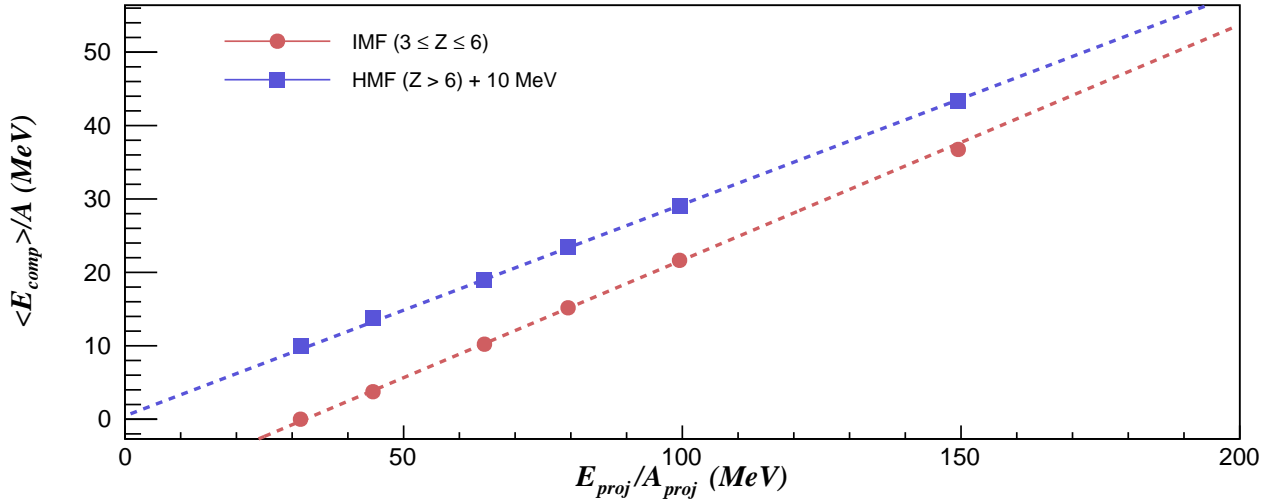


FIGURE 6.12 – Énergie de compression par nucléon en fonction de l'énergie incidente par nucléon du projectile, pour les IMF et les HMF. Seules les erreurs statistiques sont estimées. Un décalage est appliqué afin de séparer les distributions.

L'hypothèse d'une contribution majoritaire de l'énergie de compression comme pour des collisions à énergie incidente intermédiaire a ainsi été appuyée expérimentalement. Il est désormais pertinent d'employer l'équation de la densité 6.7 exprimée précédemment afin d'estimer une densité maximale moyenne expérimentale.

### Estimation du paramètre d'échelle $A(b_{red})$

L'équation 6.7 montre que la densité est fortement dépendante du nombre de nucléons présent dans la zone participante, et donc du paramètre d'impact. Ce nombre de nucléons,  $A(b_{red})$ , est déterminé dans le modèle participant-spectateur à partir de deux sphères homogènes. La taille des sphères est donnée par le rayon de masse,  $R = r_0 A^{1/3}$  avec  $r_0 \approx 1,2$  fm. La zone participante est ainsi déterminée géométriquement comme le volume de recouvrement des deux sphères, pour un paramètre d'impact donné.

Ce volume peut être déterminé par utilisation de la méthode de Monte Carlo. Pour cette méthode, deux sphères sont générées, séparées par une distance correspondant au paramètre d'impact. Un grand nombre de points sont tirés aléatoirement et homogènes dans le volume de la sphère 1. Si la distance entre le point tiré et le centre de la sphère 2 est inférieure au rayon  $r_2$ , il se situe dans la zone de recouvrement. Un simple rapport entre le nombre de points tirés dans cette zone, et le nombre total de points tirés, donne immédiatement le rapport du volume total de la sphère qu'occupe la zone participante. Ce rapport peut être appliqué au nombre total de nucléons dans cette sphère, ce qui nous donne le nombre de nucléons dans la zone participante,  $A(b_{red})$ . La méthode Monte-Carlo permet d'estimer la variation d' $A(b_{red})$ .

Il existe également une formule analytique qui permet de calculer le volume de la zone participante géométrique, lorsqu'il correspond à l'intersection de deux sphères :

$$V_{ZP} = \frac{\pi(r_1 + r_2 - b)^2(b^2 + 2b(r_1 + r_2) + 3(r_2^2 - r_1^2) + 6r_2r_1)}{12b}$$

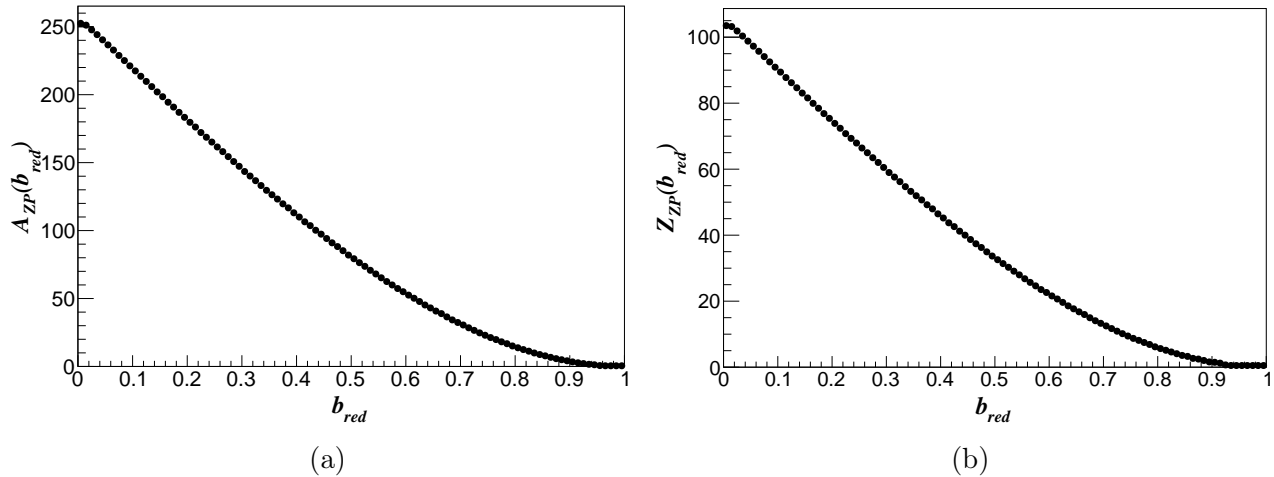


FIGURE 6.13 – (a) Nombre de nucléons présent dans la zone participante  $A_{ZP}$  en fonction du paramètre d'impact réduit pour le système  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ . Le projectile et la cible sont considérés comme des sphères homogènes. (b) Figure réalisée dans les mêmes conditions, présentant le nombre de charges présent dans la zone participante.

$$A_{ZP} = A_1 \frac{V_{ZP}}{V_1} + A_2 \frac{V_{ZP}}{V_2} \quad (6.8)$$

$V_1$  et  $V_2$  correspondent aux volumes totaux des noyaux, considérés comme des sphères de rayons  $r_1$  et  $r_2$  respectivement.  $b$  correspond au paramètre d'impact.

$A(b_{red})$  est calculé et tabulé pour tous les intervalles de paramètres d'impact de l'analyse réalisée, et pour les deux systèmes étudiés. La figure 6.13 présente la relation entre le nombre de nucléons présent dans la zone participante et le paramètre d'impact, pour le système  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ . Ce calcul est réalisé uniquement à partir de considérations géométriques. La valeur de normalisation choisie,  $A_0$  dans l'équation 6.7, est fixé au cas général du système  $\text{Xe}+\text{Sn}$ . Cette masse de référence est ainsi fixée à 240.

Cette détermination géométrique de la masse présente dans la zone participante peut aussi être réalisée sur les charges. La figure obtenue devient ainsi comparable aux relations entre la charge réduite dans la zone participante et le paramètre d'impact, déterminé dans la section 5.1.2.

La figure 6.14 compare la forme de la relation entre la charge réduite dans la zone participante complète déterminée géométriquement, avec celle trouvée en utilisant le modèle ELIE. Les distributions du modèle ont été normalisées, afin de tenir compte du fait que nous ne sélectionnons qu'un échantillon de l'espace total lors de la sélection de la zone participante. Un calcul analytique de l'espace occupé par notre sélection angulaire montre que nous sélectionnons 17% de l'espace. La distribution obtenue par ELIE doit être corrigée d'un facteur équivalent.

On constate que, pour tous les systèmes de  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ , la distribution obtenue est semblable à la distribution géométrique. Néanmoins, une différence est observée, surtout pour des collisions semi-périphériques. Le modèle géométrique étant un modèle simple, il est compréhensible de voir des différences. Une concordance générale entre ce modèle et le modèle ELIE, plus

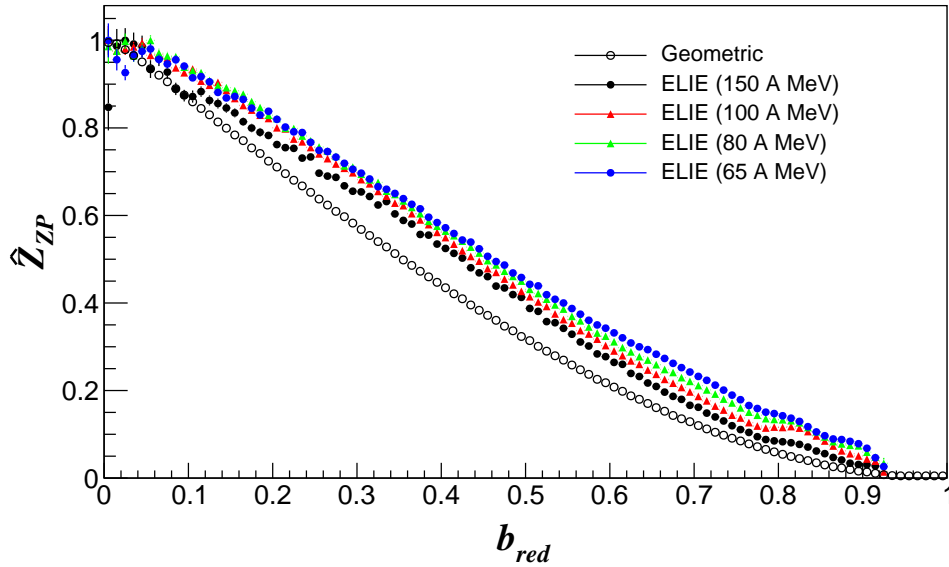


FIGURE 6.14 – Nombre de charges présent dans la zone participante  $A_{ZP}$  en fonction du paramètre d'impact réduit pour le système  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$ . Comparaison entre le résultat du modèle géométrique, et ceux obtenus par ELIE pour différentes énergies incidentes. Les résultats d'ELIE sont normalisés par la valeur maximale atteinte par la distribution,  $Z_{ZP,max} \approx 0.18$ .

proche des données expérimentales, affirme tout de même le choix d'un modèle géométrique afin de représenter la quantité de matière présente dans la zone participante.

### Application de l'équation de la densité

Les paramètres optimisés du modèle sont utilisés, et le facteur d'échelle est calculé à partir de considérations géométriques. L'énergie de compression est donc la dernière et seule inconnue du calcul de la densité. Cette énergie, comme vu dans la section 6.2.3, peut être extraite de l'énergie cinétique transverse des particules émises dans la zone de mi-rapidité de la réaction, par la zone participante. Le calcul nécessite de fixer une énergie de seuil. Cette énergie correspond à l'énergie cinétique des particules sans compression. Dans notre modèle, ce seuil est fixé pour une énergie incidente autour de l'énergie de Fermi,  $E_{Fermi} \approx 35$  MeV. Pour estimer cette énergie, nous allons ici utiliser la valeur de l'énergie cinétique pour un système de référence. Les systèmes à 32 et 45 A MeV vont être utilisés pour calculer deux valeurs de densités différentes. La valeur finale de la densité calculée sera considérée ici comme la moyenne des densités obtenues en utilisant chacun de ces deux seuils. L'erreur associée sera imposée comme la différence entre cette moyenne, et les deux valeurs calculées.

Il est important de noter que les énergies employées dans le calcul correspondent à des énergies par nucléon. L'équation de la densité 6.7 est ici rappelée :

$$\rho = \rho_0 \left( 1 + \sqrt{18 \frac{(e_{kin} - e_{th})}{K_\infty}} \left( \frac{A(b_{red})}{A_0} \right)^\alpha \right) \quad (6.9)$$

ou  $\alpha$  est fixé à  $1/3$ , et  $K_\infty$  à 240 MeV.

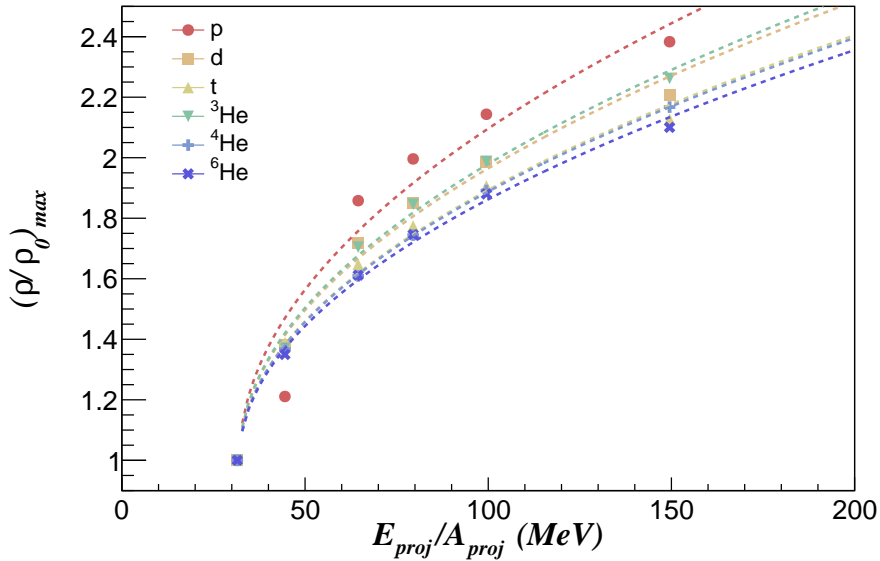
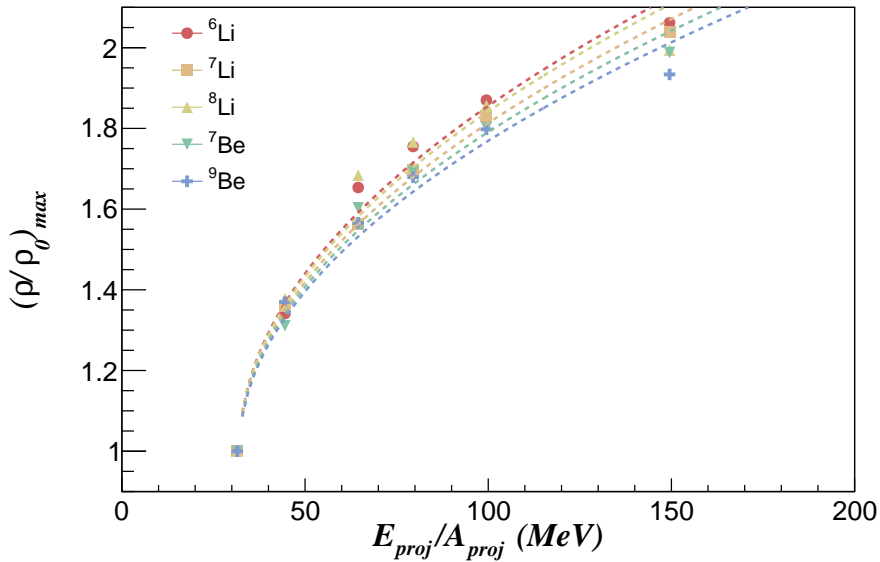
(a)  $Z = 1$  and  $Z = 2$ (b)  $Z = 3$  and  $Z = 4$ 

FIGURE 6.15 – Densité maximale moyenne calculée en fonction de l'énergie incidente par nucléon du projectile. Ces valeurs sont calculées pour les LCP de la zone participante, en prenant le système à 32 A MeV comme référence.

Pour calculer la densité maximale moyenne atteinte lors de la réaction, nous allons ici sélectionner des collisions centrales, avec  $b_{red} = 0.2 \pm 0.02$ . L'influence relative de l'énergie de compression augmente avec la masse des noyaux observés. Les HMF, avec  $Z > 6$ , sont donc utilisés dans ce calcul.

Les figures 6.15 et 6.16 présentent la densité calculée en utilisant l'équation 6.7, en fonction de l'énergie incidente. On constate tout d'abord que, comme pour l'énergie de compression, la densité est très sensible à la masse de la particule que l'on utilise pour la calculer. On atteint ainsi des densités calculées pour 150 A MeV d'énergie incidente de 2.4  $\rho/\rho_0$  pour les

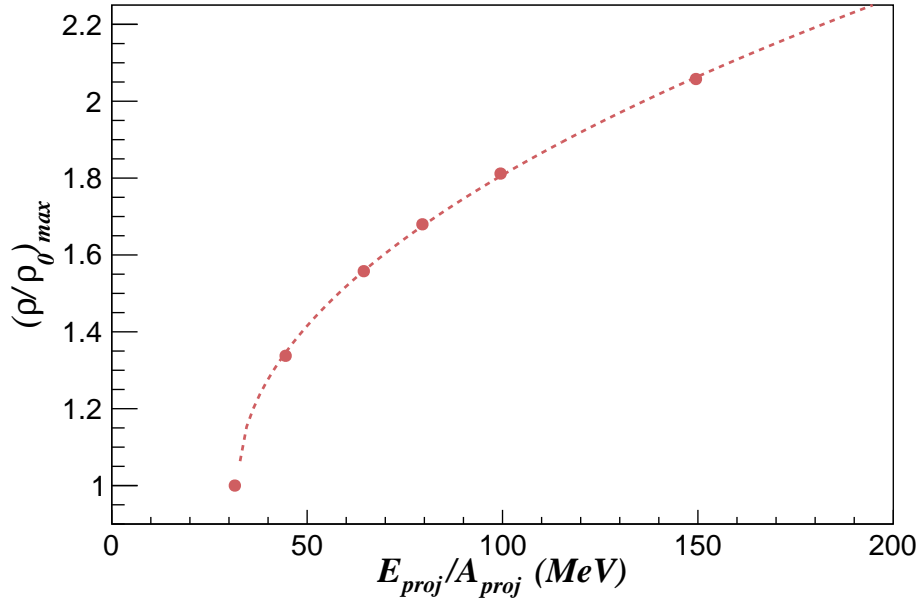


FIGURE 6.16 – Densité maximale moyenne calculée en fonction de l'énergie incidente par nucléon du projectile. Ces valeurs sont calculées pour les IMF ( $3 \leq Z \leq 6$ ) de la zone participante, en prenant le système à 32 A MeV comme référence.

protons, tandis que l'on atteint que 2.1  $\rho/\rho_0$  pour les IMF et HMF. L'évolution de l'énergie de compression en fonction de l'énergie incidente étant observée comme linéaire, il est attendu que la densité en résultant suive une forme en racine carrée. Nous ajustons donc sur ces figures une fonction de la forme « racine carrée ». Il est également attendu que le point obtenu pour le système à 150 A MeV soit sous-estimé pour les particules les plus légères. La perte d'efficacité de détection due au rebroussement élimine les particules les plus énergétiques, résultant en un biais diminuant la moyenne calculée.

Il reste à estimer l'incertitude sur l'énergie de seuil. Pour obtenir les figures précédentes, nous avons fixé le système de référence comme le système à 32 A MeV. Nous devons réaliser la même analyse, en prenant le système à 45 A MeV comme référence. La figure 6.17 présente pour les HMF la densité en fonction de l'énergie incidente, pour les deux systèmes les plus proches de cette limite : le  $^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  à 32 et 45 A MeV. Ces deux modèles imposent ainsi les limites maximales et minimales du calcul de densité, la différence avec les deux modèles estime l'erreur sur le calcul de la densité.

La densité obtenue est comprise entre la densité de saturation pour des énergies incidentes autour de l'énergie de Fermi, à des densités au-delà de 2 pour le système à 150 A MeV d'énergie incidente. L'erreur obtenue est très importante pour des énergies incidentes faibles. C'est un résultat attendu, car les hypothèses posées ne sont applicables qu'à plus haute énergie. De 60 à 150 A MeV, nous avons une concordance plus forte entre les deux modèles employés.

Le modèle ELIE propose une reproduction de la cinématique des particules issues de la zone participante. Dans la section suivante, ce modèle sera utilisé en reproduisant les conditions expérimentales. Les densités obtenues vont être comparées avec les résultats trouvés précédem-

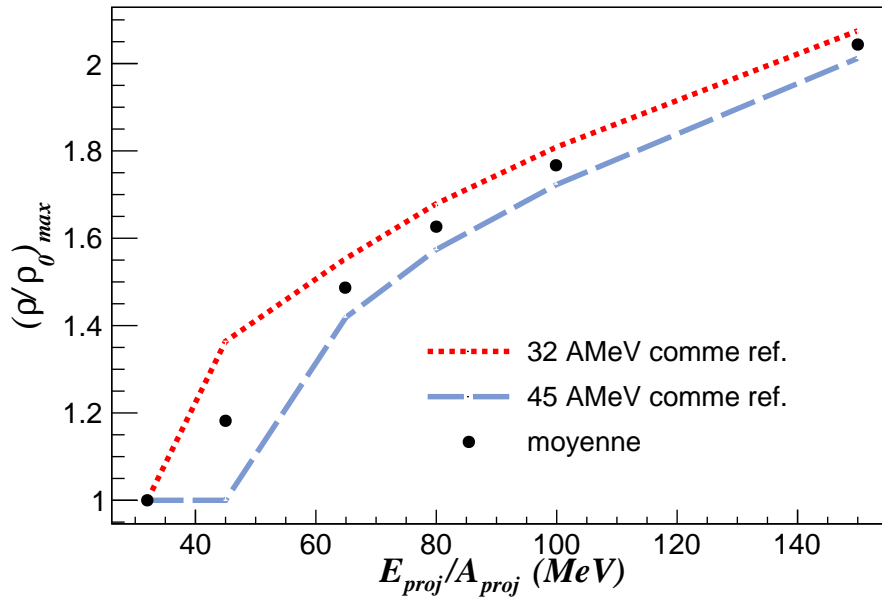


FIGURE 6.17 – Densité maximale moyenne calculée en fonction de l'énergie incidente par nucléon du projectile pour les HMF. Les densités sont calculées en prenant le système à 32 A MeV comme référence (en pointillés rouges), puis 45 A MeV (en tirés bleus). La moyenne des deux valeurs est considérée, et l'écart-type est fixé par la différence entre la moyenne et les deux modèles.

ment. Nous allons également discuter d'observables expérimentales capable de contraindre les paramètres d'ELIE.

### 6.3.2 Comparaison avec le modèle ELIE

La section 2.4.1.2 explique comment le modèle ELIE calcule la densité maximale nucléonique à partir de l'énergie de compression. Dans le cadre de cette analyse, nous allons tout d'abord discuter de la capacité du modèle ELIE à reproduire les énergies cinétiques observées expérimentalement. Nous allons étudier les mêmes systèmes que précédemment : les systèmes  $^{129}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  de 65 à 150 A MeV, et  $^{136}\text{Xe}+^{124}\text{Sn}$  à 32 et 45 A MeV. La densité obtenue sera ensuite comparée à celle obtenue expérimentalement, et présentée dans la section 6.3.1. Cette comparaison permet de contraindre la valeur du facteur correctif appliqué sur le terme d'incompressibilité de l'équation de la densité.

Les figures 6.18 et 6.19 présentent l'énergie cinétique transverse en fonction du paramètre d'impact, pour les particules présentes dans la zone participante sélectionnée. L'énergie obtenue par ELIE est comparée aux résultats obtenus expérimentalement. On constate ainsi que le modèle ELIE n'arrive pas à reproduire les valeurs d'énergies transverses obtenues expérimentalement pour les  $Z=1$ . En revanche, on remarque que le modèle reproduit correctement la cinématique des particules ayant un  $Z=2$ , ainsi que des IMF et HMF.

ELIE reproduit le caractère indépendant du paramètre d'impact à partir de  $\hat{b} \approx 0.2$ . Il s'agit donc d'un modèle qui reproduit l'indépendance de l'énergie transverse avec la taille du système. Néanmoins, à partir de  $\hat{b} \approx 0,5$  on remarque une montée de l'énergie transverse, que l'on n'observe pas expérimentalement. Les systèmes de 65 à 150 A MeV montrent une séparation

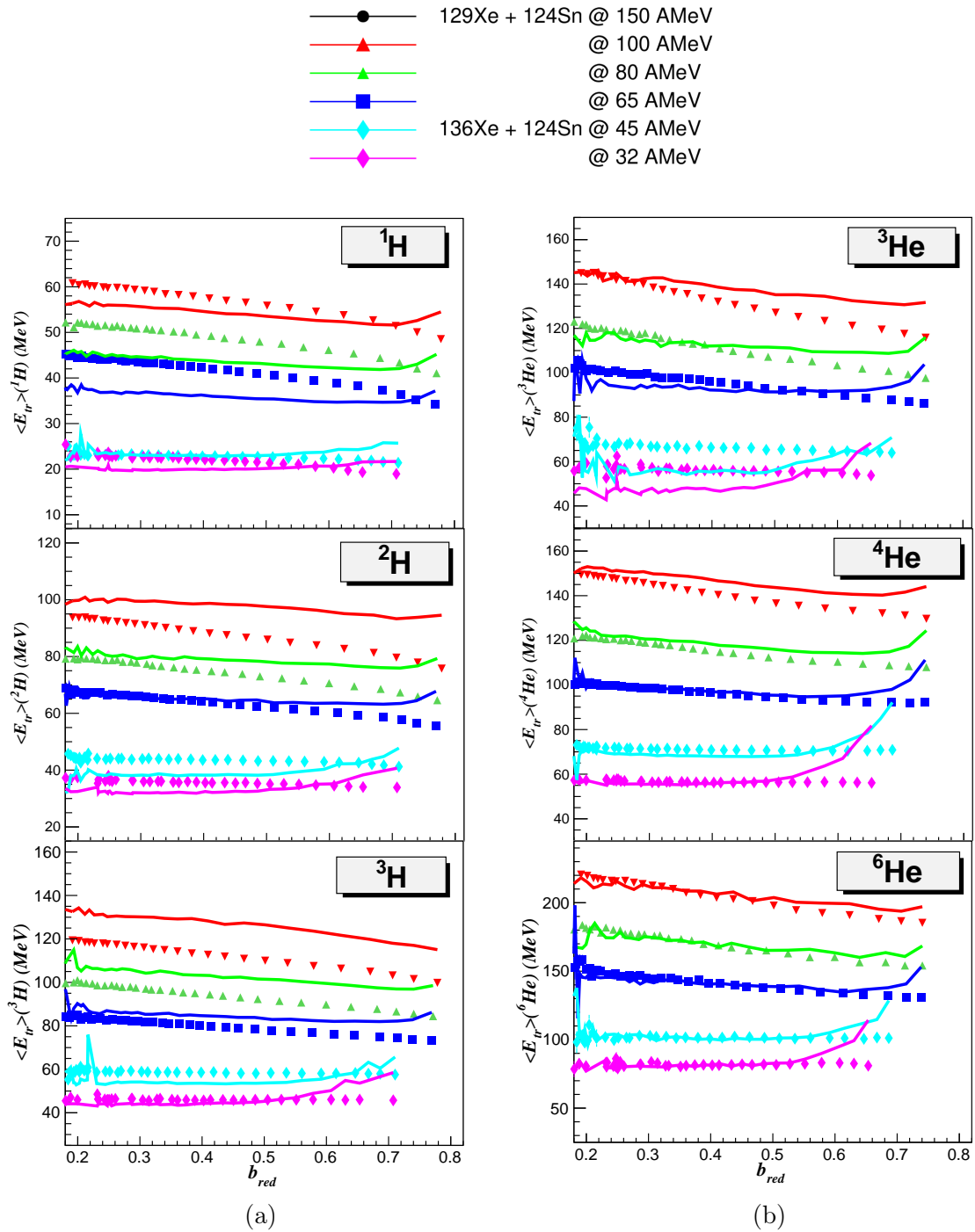


FIGURE 6.18 – Comparaison des énergies cinétiques transverses en fonction du paramètre d'impact, normalisées par la multiplicité dans la sélection. Les points correspondent aux données expérimentales, et les lignes aux données issues du modèle ELIE. (a) Distributions pour les protons, deutons, et tritons. (b) Distributions pour les  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$ .

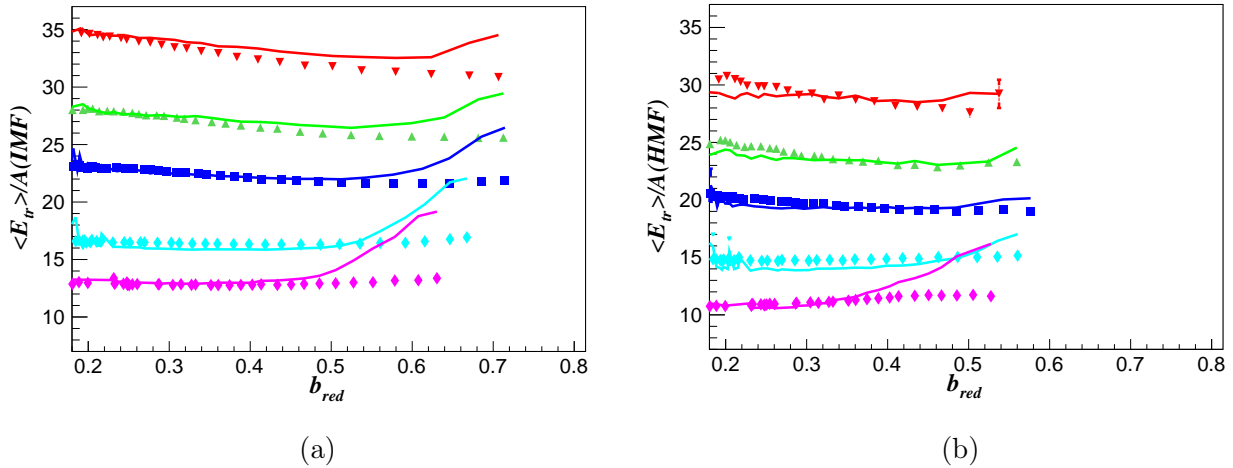


FIGURE 6.19 – Même description que la figure 6.18. (c) Distributions de l'énergie transverse par nucléon pour les IMF. (d) Distributions de l'énergie transverse par nucléon pour les HMF.

constante des énergies transverses sur toute la gamme de paramètre d'impact. Les systèmes à 32 et 45 A MeV ne le conservent pas. Le modèle ELIE, fondé sur le modèle participant-spectateur, est incapable de reproduire la topologie de la réaction en dessous de 50 A MeV. Les résultats pour ces énergies sont donc attendus comme déviant de l'expérience.

Malgré les différences entre le modèle et l'expérience, on constate que la hiérarchie d'énergie transverse est reproduite par ELIE. Comme pour les données expérimentales, nous devons montrer l'évolution de l'énergie de compression moyenne en fonction de l'énergie incidente afin d'interpréter leurs corrélations.

La figure 6.20 présente l'énergie de compression moyenne en fonction de l'énergie incidente. On observe que l'énergie de compression semble démontrer une relation linéaire avec l'énergie incidente, comme pour les données expérimentales. Les coefficients obtenus avec le modèle ELIE sont comparés à ceux obtenus avec les données expérimentales. Les valeurs de ces coefficients sont indiquées dans la table 6.2. Les pentes de ces droites sont différentes, mais elles convergent vers la même valeur qu'expérimentalement pour les IMF et HMF. On constate également que le décalage observé pour le point correspondant au système à 150 A MeV est autant marqué qu'expérimentalement. Les valeurs obtenues sont différentes, mais compatible dans la majorité des cas, aux incertitudes près.

	$^1\text{H}$	$^2\text{H}$	$^3\text{H}$	$^3\text{He}$	$^4\text{He}$	$^6\text{He}$	IMF
$\alpha_{exp}$	0,209(1)	0,199(1)	0,170(1)	0,210(1)	0,174(1)	0,167(2)	0,141(1)
$\alpha_{ELIE}$	0,282(1)	0,271(1)	0,229(1)	0,264(3)	0,184(1)	0,172(6)	0,139(1)
	$^6\text{Li}$	$^7\text{Li}$	$^8\text{Li}$	$^7\text{Be}$	$^9\text{Be}$		HMF
$\alpha_{exp}$	0,162(2)	0,146(2)	0,153(4)	0,138(5)	0,133(4)		0,141(1)
$\alpha_{ELIE}$	0,164(6)	0,168(5)	0,165(6)	0,154(9)	0,159(9)		0,138(1)

TABLE 6.2 – Tableau récapitulatif du facteur de pente obtenu par l'ajustement linéaire de l'énergie de compression en fonction de l'énergie incidente, comparant les valeurs expérimentales ( $\alpha_{exp}$ ) avec celle obtenues avec le modèle ELIE ( $\alpha_{ELIE}$ ).



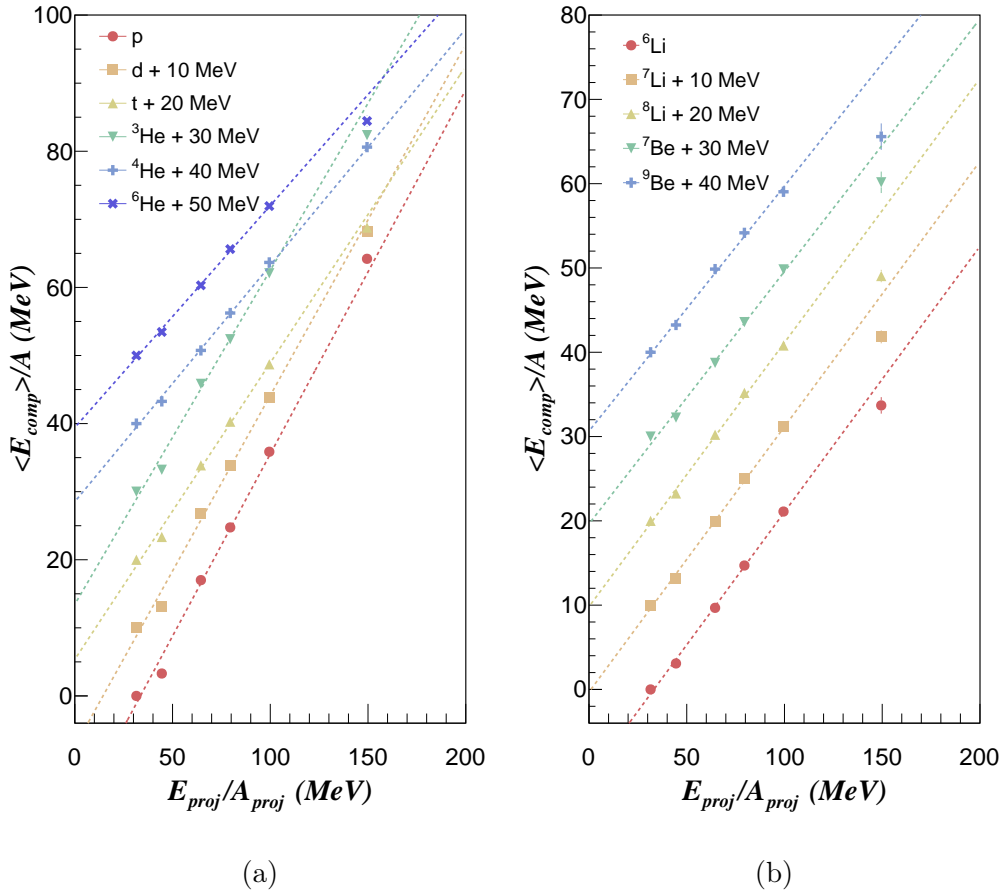


FIGURE 6.20 – Énergie de compression en fonction de l'énergie incidente par nucléon du projectile. Figure obtenue à partir de données issues du modèle ELIE. Seules les erreurs statistiques sont estimées. Un décalage est appliqué afin de séparer les distributions. (a)  $Z = 1$  et 2. (b)  $Z = 3$  et 4.

La figure 6.22 présente la densité nucléonique maximale obtenue à partir du modèle ELIE, en fonction de l'énergie incidente, calculée par deux méthodes différentes. Ces deux résultats sont comparés aux données expérimentales. Nous avons ainsi trois densités différentes :

- $ELIE_{mod}$  correspond à la densité en sortie du modèle. Cette densité est calculée à partir d'une version similaire, mais différente de l'équation 6.7. ELIE part du postulat d'une énergie de compression proportionnelle à l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse,  $e^*$ , à un facteur près. Ce facteur est le « paramètre de compression »,  $\gamma$ . Il est fixé, et doit être contraint expérimentalement. L'énergie de seuil est ici décomposée en une partie constante et une partie dynamique. La composante dynamique coulombienne  $e_{coul}$  est calculée à partir de la répartition des particules chargées de la source (voir section 2.4.1.1), et est attendue comme négligeable. La composante constante  $e_{th}$  est fixée à 10 MeV, l'énergie approximative du centre de masse pour une collision à 35 A MeV d'énergie incidente. Nous obtenons ainsi une nouvelle équation, 6.10.

$$\frac{\rho}{\rho_0} = 1 + \sqrt{18\gamma \frac{(e^* - e_{th} - e_{coul})}{K_\infty} \left( \frac{A(b_{red})}{A_0} \right)^\alpha} \quad (6.10)$$

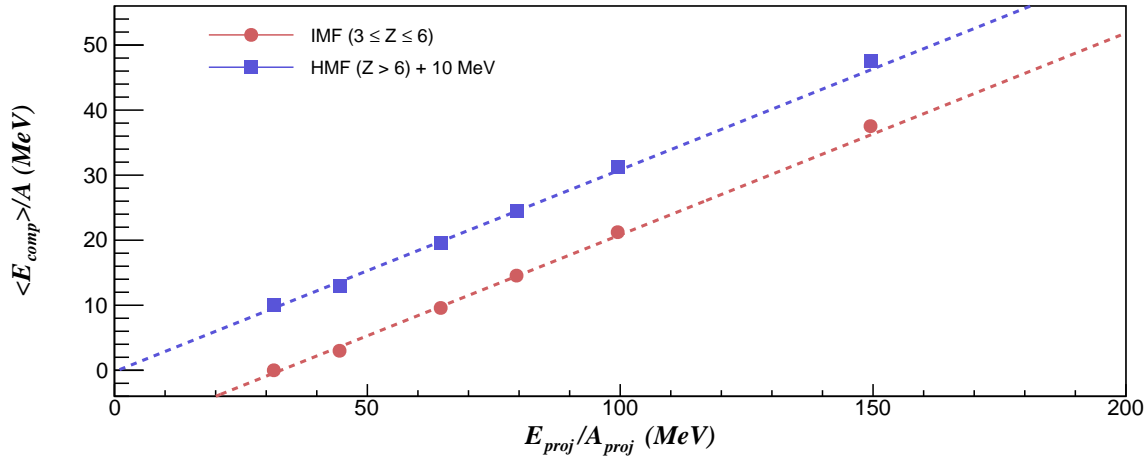


FIGURE 6.21 – Énergie de compression en fonction de l'énergie incidente par nucléon du projectile, pour les IMF (carrés bleus) et les HMF (ronds rouges). Figure obtenue à partir de données issues du modèle ELIE. Seules les erreurs statistiques sont estimées. Un biais est appliqué afin de séparer les distributions.

- $ELIE_{calc}$  correspond à la densité calculée à partir des énergies transverses provenant du modèle. Cette densité est calculée à partir de l'équation 6.7, utilisée précédemment dans le cadre de l'étude des données expérimentales. Elle est jugée comme plus proche de la réalité expérimentale, car elle repose sur la différence d'énergie transverse, reproduite par ELIE. L'évolution obtenue sert donc de référence, permettant la contrainte du paramètre  $\gamma$ , dont la sensibilité va être abordée.
- EXP correspond à la densité calculée à partir des énergies transverses provenant de données expérimentales. Il s'agit des mêmes valeurs qu'obtenues dans la section 6.3.1. Ces résultats sont comparés aux résultats obtenus par le modèle ELIE.

Sur la figure 6.22, on remarque une différence entre le résultat entre  $ELIE_{mod}$  et  $ELIE_{calc}$ . Cette différence montre que la valeur fixée pour le paramètre  $\gamma$  n'est pas optimisée. La sensibilité de la densité à ce paramètre peut être montrée en comparant plusieurs modèles, avec différentes valeurs de  $\gamma$ .

La figure 6.23 présente le résultat du calcul de densité, pour les mêmes valeurs d'énergie de compression, mais en variant le paramètre de compression  $\gamma$ . Nous montrons ainsi que la densité est très sensible à ce paramètre, dont la contrainte devient impérative. Il est possible de calculer une valeur idéale pour  $\gamma$ , pour le système Xe+Sn, à partir du rapport entre les valeurs de densité obtenues pour les deux modèles, données par les équations 6.7 et 6.10.

$$\frac{(\rho/\rho_0)_{mod} - 1}{(\rho/\rho_0)_{calc} - 1} = \sqrt{\gamma \frac{e^* - e_{th} - e_{coul}}{e_{kin} - e_{th}}}$$

$$\gamma = \frac{e_{kin} - e_{th}}{(e^* - e_{th} - e_{coul})} \left( \frac{(\rho/\rho_0)_{mod} - 1}{(\rho/\rho_0)_{calc} - 1} \right)^2 \quad (6.11)$$

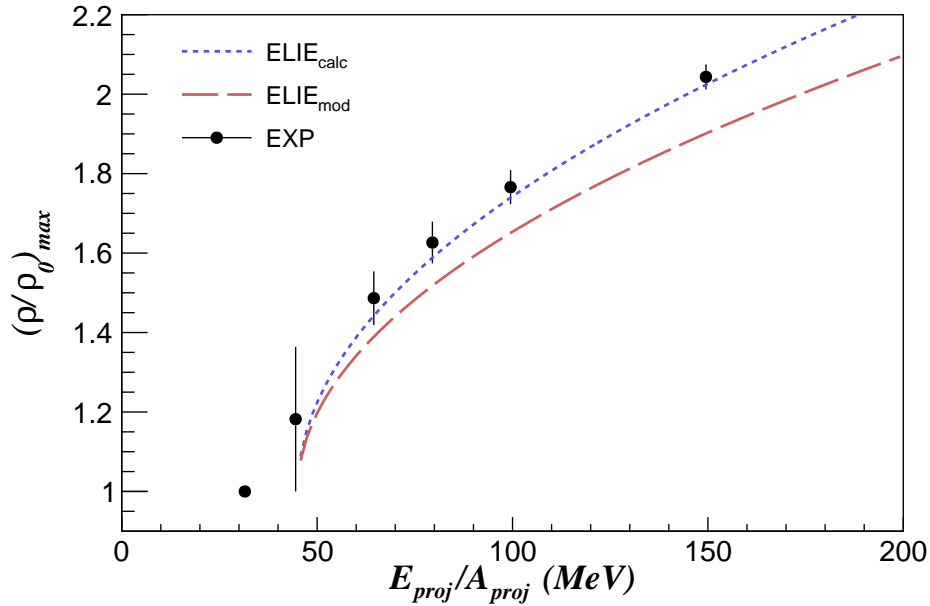


FIGURE 6.22 – Densité maximale moyenne calculée en fonction de l'énergie incidente par nucléon du projectile. Les densités obtenues à partir des données expérimentales (EXP, points noirs) sont comparés aux densités obtenues par le modèle à partir de l'énergie de compression (ELIE<sub>calc</sub>, en pointillés bleus), et à partir de l'énergie disponible dans le centre de masse (ELIE<sub>mod</sub>, en tirés rouges).

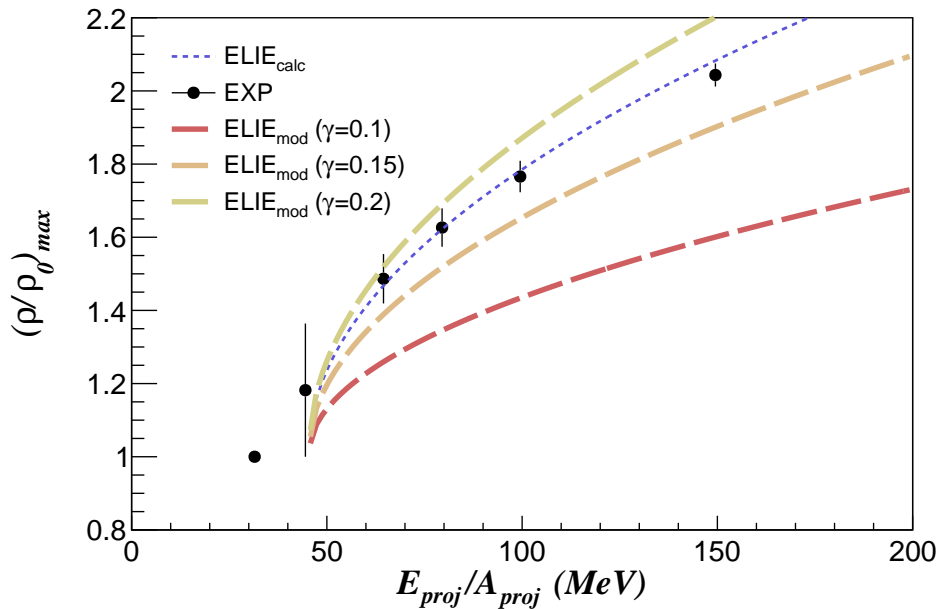


FIGURE 6.23 – Densité maximale moyenne calculée en fonction de l'énergie incidente par nucléon du projectile. Les densités correspondant aux modèles ELIE<sub>mod</sub> sont obtenues en variant le paramètre de compression  $\gamma$  du modèle ELIE. Les points expérimentaux, ainsi que la densité obtenue en utilisant les énergies transverses obtenues avec ELIE (ELIE<sub>calc</sub>) sont également tracées.

Que ce soit avec la méthode analytique, utilisant l'équation 6.11, ou en réalisant une lecture graphique, la valeur du paramètre  $\gamma$  obtenue est la même. Nous obtenons ainsi  $\gamma \approx 0.18$ .

La détermination de cette valeur en utilisant des données expérimentales montre un exemple d'une méthode systématique pouvant être appliquée sur un plus grand nombre de cas, afin d'imposer une contrainte plus forte. Le paramètre  $\gamma$  n'est pas le seul paramètre pouvant être fortement contraint par une étude systématique. Si une étude systématique en énergie incidente contraint le paramètre de compression, une étude systématique en masse peut permettre de contraindre la puissance liée au paramètre d'échelle,  $\alpha$ ).

### 6.3.3 Comparaison avec le modèle BUU@VECC-McGill

En collaboration avec S. Mallik, nous avons pu obtenir, à partir d'un modèle de transport BUU[125], la densité maximale atteinte pour les systèmes que nous avons étudiés, à nos énergies incidentes. Les valeurs obtenues avec ce modèle sont présentées sur la figure 6.25. Nous remarquons immédiatement que les valeurs trouvées par ce modèle sont extrêmement proches des valeurs calculées à partir de l'énergie cinétique.

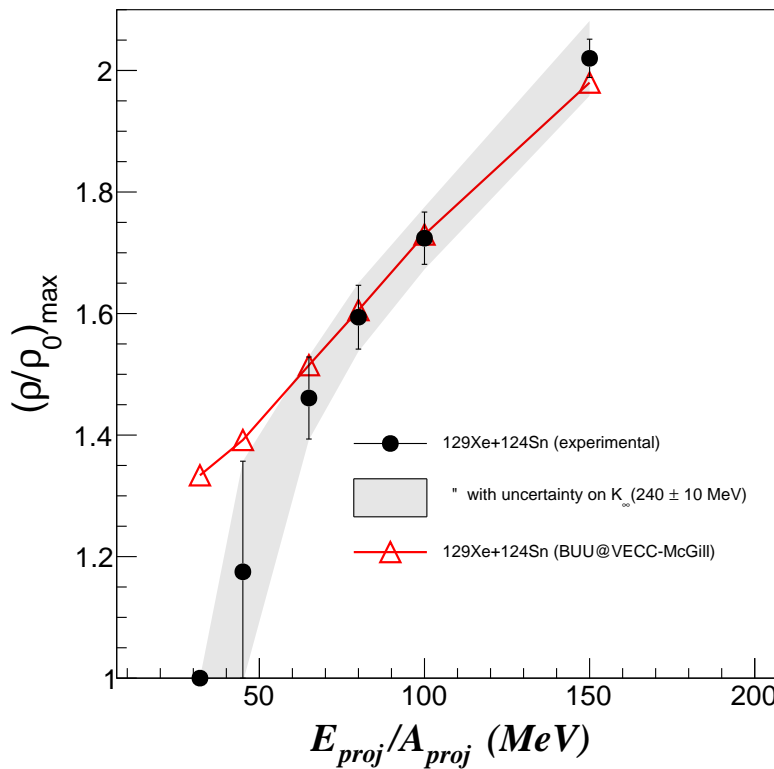


FIGURE 6.24 – Comparaison entre les densités calculées à partir des énergies transverses expérimentales (cercles pleins, noirs) et les résultats obtenus avec le modèle BUU de S. Mallik[125] (triangles rouges). Les erreurs avec l'incertitude sur la valeur de  $K_\infty$  prises en compte sont montrées par la zone grisée ( $K_\infty = 240 \pm 10$  MeV[29]).

### 6.3.4 Comparaison avec d'autres modèles de transport

Nous avons démontré dans cette section la relation entre énergie cinétique, énergie de compression et densité maximale dans la zone participante. Cette relation nous a permis de calculer une densité expérimentale estimée, à partir de l'énergie transverse expérimentale des fragments. Nous avons obtenu des résultats comparables entre l'expérience et les modèles de transport, avec une densité comprise entre 1.4 pour une énergie incidente de 65 A MeV, et 2.1  $\rho/\rho_0$  pour 150 A MeV.

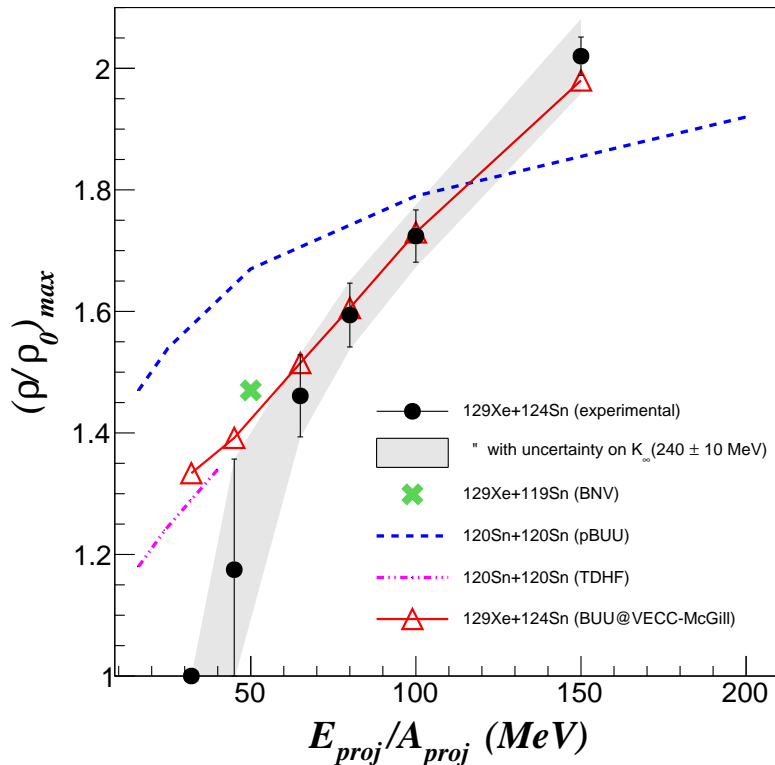


FIGURE 6.25 – Comparaison des densités calculées à partir des énergies transverses expérimentales (noir, plein), avec des valeurs publiées. Les erreurs avec l'incertitude sur la valeur de  $K_\infty$  prises en compte sont montrées par la zone grisée ( $K_\infty = 240 \pm 10$  MeV[29]). Les divers modèles de transport comparés sur cette figure sont :  $^{129}\text{Xe}+^{119}\text{Sn}$  avec BNV[73],  $^{120}\text{Sn}+^{120}\text{Sn}$  avec pBUU[68] et  $^{120}\text{Sn}+^{120}\text{Sn}$  avec TDHF[64]. Les résultats obtenus avec le modèle BUU de S. Mallik[125] sont représentés par les triangles rouges.

La figure 6.25 ajoute les valeurs trouvées lors de notre analyse avec les résultats de divers modèles. Comme attendu, il n'y a pas concordance en dessous de 50 A MeV, où l'hypothèse posée sur l'énergie de compression n'est plus justifiée. Ces comparaisons sont également réalisées avec des modèles n'impliquant pas forcément une *clusterisation* des nucléons dans la zone de recouvrement, que l'on qualifie dans cette analyse de zone participante. La tendance générale est tout de même retrouvée au-delà de 50 A MeV.

### 6.3.5 Étude préliminaire de la dépendance en densité de la production de clusters

La possibilité d'obtenir une densité, reliée à l'énergie incidente, ouvre la voie vers une étude plus large de l'équation d'état, et de l'énergie de symétrie. Dans le chapitre précédent, nous avons étudié la multiplicité des clusters légers produits par la zone participante. Il a été établi que le rapport de production de ces clusters, en particulier les rapports isobariques, sont sensibles à l'énergie de symétrie. Dans cette étude, la cinématique de ces mêmes noyaux a permis d'établir une densité maximale atteinte par la zone participante lors de la collision. La combinaison de ces deux études nous permet donc d'explorer la dépendance en densité de l'énergie de symétrie, à partir d'une dépendance en fonction de l'énergie incidente. Cette étude est particulièrement intéressante, car elle explore une région en densité au-delà de la densité de saturation, une zone peu explorée par l'étude des clusters.

Dans cette section, nous allons présenter une étude de comment la dépendance en énergie incidente se traduit dans l'évolution de trois rapports isobariques accessibles :  ${}^3\text{H}/{}^3\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}/{}^6\text{Li}$ , et  ${}^7\text{Li}/{}^7\text{Be}$ .

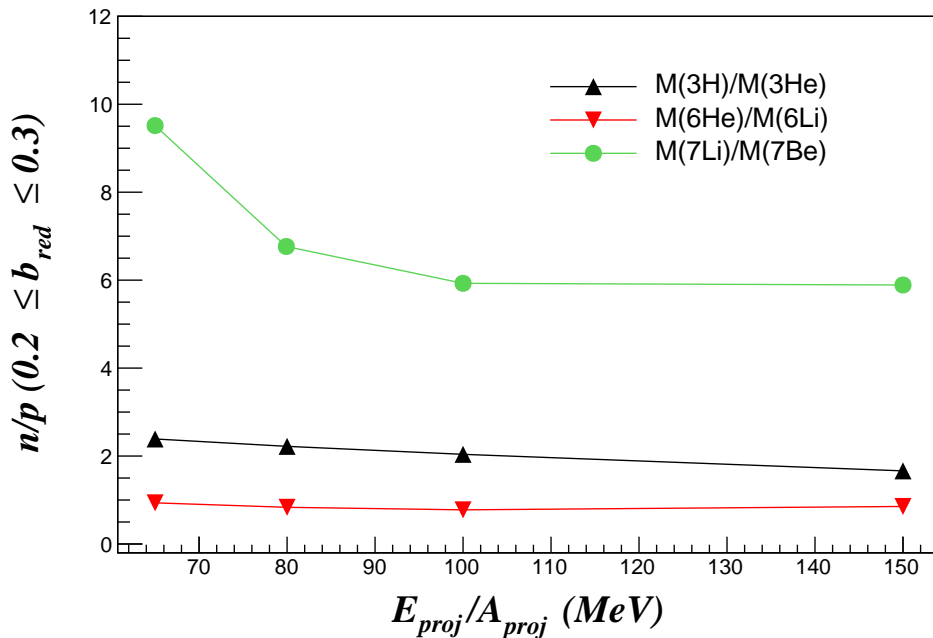


FIGURE 6.26 – Comparaison de l'évolution des rapports isobariques en fonction de l'énergie incidente, pour des collisions centrales ( $0,2 \leq b_{red} \leq 0,3$ ). Les rapports sont calculés à partir des multiplicités des clusters dans notre sélection angulaire de la zone participante.

La figure 6.26 présente le résultat des trois rapports isobariques, pour le système  ${}^{129}\text{Xe} + {}^{124}\text{Sn}$  de 65 à 150 A MeV, pour des collisions centrales ( $0,2 \leq b_{red} \leq 0,3$ ) et pour les clusters présents dans notre sélection angulaire. Nous constatons tout d'abord une diminution générale de la valeur de ces trois rapports lorsque l'énergie incidente augmente. Cette diminution est d'autant plus marquée lorsque les masses des noyaux du rapport augmentent. Ceci implique une dépendance en densité de l'énergie de symétrie.

Une explication probable de ce comportement peut être établie à partir des potentiels chimiques. Lorsqu'il existe un gradient de densité, le potentiel chimique des neutrons et des protons,

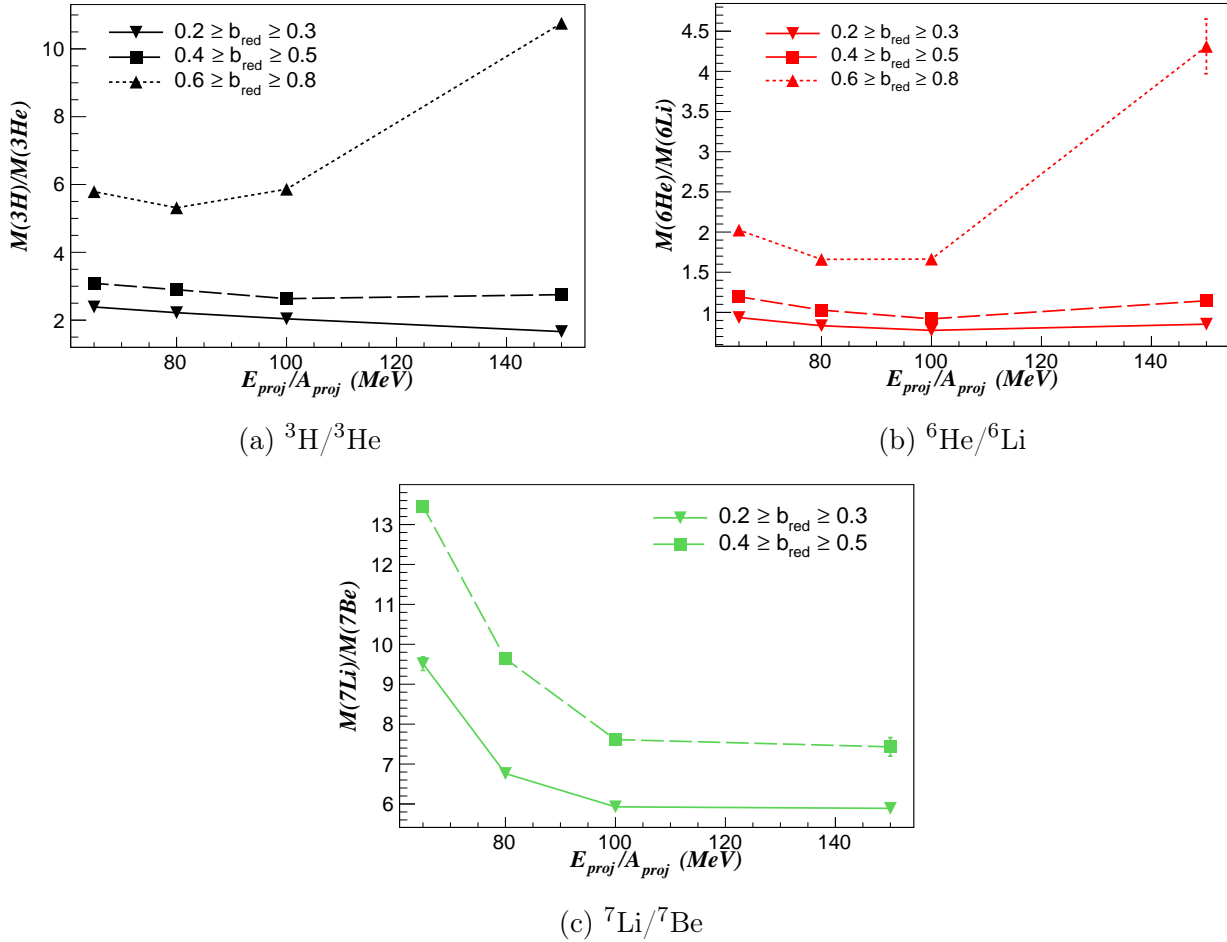


FIGURE 6.27 – Comparaison de l'évolution des rapports isobariques en fonction de l'énergie incidente, pour trois sélections en centralité : centrale ( $0,2 \leq b_{red} \leq 0,3$ ), semi-périphérique ( $0,4 \leq b_{red} \leq 0,5$ ) et périphérique ( $0,6 \leq b_{red} \leq 0,8$ ). (a)  ${}^3\text{H}/{}^3\text{He}$ . (b)  ${}^6\text{He}/{}^6\text{Li}$ . (c)  ${}^7\text{Li}/{}^7\text{Be}$ .

différents, amène à une migration des nucléons. Les neutrons migrent vers une région de densité autour de  $0.5\rho_0$ , tandis que les protons vont migrer vers des régions de plus haute densité, autour de la densité de saturation[44]. Les rapports isobariques sont calculés en prenant la production du noyau le plus riche en neutron au numérateur, et le plus pauvre au dénominateur. Une diminution de ce rapport indique donc une diminution de la production de noyaux riches en neutrons, signifiant un appauvrissement en neutron de la zone participante. La migration des nucléons dépendant de la densité, il est donc possible que cet appauvrissement soit dû à une plus grande densité atteinte.

Ce comportement est observé lorsque l'énergie incidente augmente, donc lorsque la densité maximale augmente. Cette conclusion appuie donc que la production des clusters est sensible à une densité plus élevée.

Dans le chapitre précédent, il a également été remarqué qu'un lien existait entre la richesse en neutron de la zone participante, et le paramètre d'impact. Afin de caractériser cet effet plus généralement, nous allons présenter l'évolution de ces rapports isobariques en fonction de l'énergie incidente pour plusieurs sélections en paramètre d'impact.

La figure 6.27 montre, pour trois sélections en centralité (« central », « semi-périphérique » et « périphérique »), l'évolution des rapports isobariques. Nous constatons que la valeur de ces rapports augmente avec la centralité. Cet effet souligne l'enrichissement de la zone participante en neutron lorsque des collisions plus périphériques sont étudiées. En revanche, nous remarquons également que pour l'énergie incidente la plus élevée, à 150 A MeV, le rapport augmente brusquement dans les collisions périphériques. L'origine de cette augmentation n'a pas été précisément établie. Néanmoins, nous pouvons suggérer qu'elle est due à un enrichissement en neutron très important de la zone participante.

Cette étude préliminaire des rapports isobariques montre une sensibilité à la dépendance en densité de l'isospin, de la production des clusters, et plus généralement de l'énergie de symétrie. Cet aspect reste néanmoins à explorer plus en profondeur en réalisant des calculs avec des modèles de transports, avec différentes interactions, mais qui produisent des *clusters*. L'exemple de calcul de transport adéquat serait AMD-CC, qui produit et inclut les corrélations formant les *clusters*.

### 6.3.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons exposé une méthode expérimentale de calcul de la densité maximale moyenne observée durant la collision, dans la zone participante de la réaction. Cette densité est calculée à partir de l'énergie cinétique transverse des particules émises dans la zone de mi-rapacité. Afin de calculer la densité, nous avons posé l'hypothèse qu'à partir d'une énergie incidente suffisante (jugée autour de 60 A MeV), la composante de compression de l'énergie cinétique devient majoritaire, et suit une loi d'échelle avec l'énergie incidente. Plusieurs systèmes de Xe+Sn à différentes énergies incidentes ont été comparés, et la relation entre l'énergie de compression et l'énergie incidente a permis d'appuyer la pertinence de cette hypothèse. Les résultats ainsi obtenus montrent une densité entre 1.4  $\rho/\rho_0$  pour le système à 65 A MeV, et 2.1  $\rho/\rho_0$  pour le système à 150 A MeV. La figure 6.25 a montré une cohérence avec les résultats de divers modèles de transport.

Les résultats obtenus expérimentalement restent à considérer comme provenant d'hypothèses semi-classiques, sans aborder le processus de formation des noyaux légers. La densité obtenue est une densité maximale lors de la collision, qui est vu ici comme une influence majeure sur la cinématique des fragments issus de la zone participante. Le modèle ELIE nécessite de hautes densités lors de la formation de ces fragments, réalisé par coalescence (voir section 2.4.1.3). La dynamique de formation de ces particules est en revanche, dans les modèles hydrodynamiques, comprise comme nécessitant une densité faible, ou il est énergétiquement favorable de former des liaisons inter-nucléons (voir section 2.2.1). La densité obtenue par cette méthode ne permet pas de trancher sur cette question.

Mais, elle reste une variable d'état importante pour tout modèle de collision. Il est montré ici qu'elle peut être obtenue expérimentalement, indépendamment d'un modèle. Il s'agit d'un marqueur d'une densité maximale atteinte, qui peut ensuite être utilisé comme contrainte pour les modèles, semi-classique ou de transport. L'étude systématique à plusieurs énergies incidentes, ainsi qu'à plusieurs tailles de systèmes, devient donc un outil expérimental puissant, imposant une contrainte forte aux modèles de transport.





# Conclusion

Lors de ces analyses, nous avons cherché à caractériser la dynamique de production des *clusters*, en étudiant une zone spécifique de l'espace des vitesses correspondant aux émissions de la zone participante. Ces émissions sont encore aujourd'hui mal comprises, et le processus de *clusterisation*, au cœur de ces émissions, est le sujet de diverses recherches. Ce sont des témoins directs de l'influence de l'équation d'état de la matière nucléaire sur la formation de noyaux lors de collisions d'ions lourds.

Dans un premier temps, nous avons abordé les caractéristiques statiques de la zone participante, la production de noyaux légers. L'évolution de la multiplicité des *clusters* en fonction du paramètre d'impact dépend de la masse de la particule. Pour les isotopes de l'hydrogène, la production est plus importante pour des collisions périphériques, à haut paramètre d'impact. Pour les noyaux plus lourds, ce sont les collisions les plus centrales qui en favorise la production. Il a pu être montré que lors de ces événements centraux, la zone participante est très comprimée, et donc très dense. Elle est également composée d'un plus grand nombre de nucléons. Ces effets peuvent expliquer l'évolution de la production observée.

Les multiplicités obtenues pour quatre systèmes de  $^{124,129}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$  à 100 A MeV d'énergie incidentes ont ensuite été comparées. Ces quatre systèmes, avec des richesses en neutron différentes, permettent d'étudier la sensibilité de la production des *cluster* à la richesse en neutron du milieu. Les distributions montrent que l'évolution des émissions avec la centralité était semblable. Mais, les productions obtenues suivent un ordre déterminé par la richesse en neutron du noyau. Les noyaux les plus riches en neutrons sont produits par les systèmes les plus riches en neutrons, suivi par les autres systèmes selon un ordre décroissant de richesse en neutron. Un phénomène inverse est observé pour les noyaux pauvres en neutrons, ou le système le plus pauvre en neutron est favorisé. Ce n'est ainsi ni seulement le projectile, ni seulement la cible qui influence la production des *clusters*, mais le mélange de ces deux contributions. Cet effet est signé par cette dépendance, qui est retrouvée pour des sélections angulaires réalisées vers l'avant, ou vers l'arrière du centre de masse.

Enfin, cette conclusion a été appuyée par une étude des rapports isotopiques de production. Ces rapports sont calculés pour une gamme de paramètres d'impact donnée, et en fonction du rapport neutron-proton total. Systématiquement, les paires sont calculées avec le noyau le plus riche en neutron au numérateur. Le calcul de ces rapports pour les événements les plus centraux montrent une loi d'échelle exponentielle pour les émissions transversales de la zone participante, qui n'est pas retrouvée vers l'avant. Une loi d'échelle indique une équilibration chimique. À l'avant, un comportement en « dent-de-scie » montre une forte influence de la voie d'entrée sur la production des noyaux légers.

La loi d'échelle a ensuite été retrouvée pour différentes sélections de paramètres d'impacts. L'équilibration chimique est donc un phénomène qui ne dépend pas de la centralité. En revanche, le paramètre de pente de la loi d'échelle évolue en fonction du paramètre d'impact. Il a été trouvé, pour des *clusters* de charges comprises entre  $Z = 1$  et  $Z = 3$ , que la production de noyaux plus riches en neutron était plus sensible à la richesse en neutron du système pour des collisions plus périphériques.

Cela pourrait indiquer des effets de diffusions d'isospin, qui n'est pourtant pas attendu à ces énergies incidentes. Le modèle participant-spectateur repose sur l'indépendance des sources participantes et spectatrices, donc sans échanges de nucléons. Cette hypothèse est supposée vraie pour des énergies incidentes au-delà de 50 A MeV, où l'échelle de temps d'interaction est suffisamment courte. Si l'enrichissement est dû à un effet de diffusion d'isospin, ce modèle peut donc être remis en question. Elle peut également signer la présence d'une dépendance radiale du rapport neutron-proton de la source. Lors de collisions périphériques, la zone participante sera formée de nucléons plus proches de la surface. Si elle est enrichie en neutrons, cela signifie donc qu'il y a plus de neutrons en surface des noyaux qu'au cœur. C'est un effet attendu, analogue à une peau de neutron. Cette question reste ouverte, car l'analyse réalisée ici ne permet pas de déterminer l'origine de l'enrichissement en neutron de la zone participante lors de collisions périphériques. Des modèles de transports devront donc être utilisés afin de voir si cet effet est reproduit.

Les caractéristiques dynamiques des émissions de la zone participante ont également été étudiés à partir des données  $^{129,136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  de 32 à 150 A MeV. La comparaison des multiplicités normalisées des *clusters* montre que la production de noyaux lourds est favorisée pour des collisions centrales. En sélectionnant ces collisions, et en regardant l'évolution de la multiplicité en fonction de l'énergie incidente, nous remarquons une augmentation de la production avec l'énergie incidente. La pente correspondant à cette augmentation est corrélée à la masse de la particule observée. À plus haute énergie incidente, le système est plus compressé, donc plus dense. Ce résultat indique donc que les *clusters* plus lourds sont formés dans des conditions de haute densité dans la zone participante.

L'énergie cinétique transverse ensuite a été choisie, afin de se concentrer sur les effets liés à l'écoulement radial. La distribution de ces énergies pour des *clusters* légers montre qu'ils sont bien issus d'une production dynamique, car elles sont non-maxwelliennes. L'énergie transverse moyenne montre une hiérarchie en fonction de l'énergie incidente. L'évolution de l'énergie transverse ne démontre pas de dépendance forte avec le paramètre d'impact. C'est donc une observable indépendante de la taille du système. Ces effets sont également observés pour des noyaux plus lourds, au-delà de  $Z = 3$ .

Une dépendance linéaire entre l'énergie cinétique transverse par nucléon et l'énergie incidente a été montrée. Cette dépendance est systématique pour tous les noyaux, peu importe leur nature. La valeur de la pente de cette relation linéaire tend vers une même valeur lorsque la masse de la particule augmente. Nous avons posé le postulat que l'énergie transverse est égale à la somme de contributions de l'énergie coulombienne, thermique, et de compression. Seule cette dernière dépend de la densité, les deux autres contribuant à un seuil énergétique. Le système n'ayant pas subi de compression, qui est supposé être le système à 32 A MeV d'énergie incidente, permet de fixer ce seuil en énergie à partir de l'énergie transverse obtenue pour ce système. L'énergie de compression est obtenue en soustrayant l'énergie de seuil de l'énergie transverse.

L'énergie de compression a été reliée à la densité maximale par le biais du paramètre d'incompressibilité de l'équation d'état. La densité relative est donc calculée à partir de l'énergie

de compression, et d'un paramètre d'échelle dépendant du volume géométrique de la zone participante. Nous obtenons donc une densité entre 1,4 pour le système à 45 A MeV, et 2,1 pour le système à 150 A MeV, pour les collisions les plus centrales ( $b_{red} \approx 0,2$ ). Ces résultats ont été comparés aux prédictions des modèles de transports BNV, pBUU et TDHF. Les résultats obtenus par notre méthode sont comparables aux résultats de ces modèles. Nous proposons donc ici une méthode de calcul de la densité à partir de données expérimentales, pour des énergies incidentes supérieures à 50 A MeV.

Ces deux études ont été appuyées par le modèle ELIE, qui a permis de montrer les effets du mélange sur la hiérarchie de production des *clusters*. Les rapports isotopiques obtenus par ce modèle ont montré que l'hypothèse d'une source homogène, et de protons et neutrons occupant le même volume, n'était pas adapté pour expliquer les effets fins de production. Le modèle ELIE reproduit les observables cinématiques expérimentales, et les densités obtenues à partir des énergies transverses sont semblables à celles trouvées expérimentalement. Le modèle calcule également cette densité à partir de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction, en ajoutant un paramètre de compression supplémentaire. Nous avons pu montrer la sensibilité de la densité à ce paramètre, et nous avons proposé une valeur optimisée de ce paramètre.

La perspective future de l'exploration de la dépendance en densité des propriétés de la formation des clusters a enfin été abordée. Nous avons montré, à partir de l'évolution de divers rapports isobariques ( ${}^3\text{H}/{}^3\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}/{}^6\text{Li}$  et  ${}^7\text{Li}/{}^7\text{Be}$ ) avec l'énergie incidente, que la production des clusters est très sensible à l'énergie incidente. La diminution de ces rapports est compatible avec l'image d'une densité atteinte élevée, augmentant avec l'énergie incidente. De plus, la comparaison de ces rapports pour différentes sélections en centralité souligne l'enrichissement en neutron de la zone participante lors de collisions périphériques. La centralité a également un impact fort sur l'évolution de ces rapports avec l'énergie incidente, qui nécessite une étude plus approfondie.



# Perspectives

Cette analyse s'est limitée aux systèmes Xe+Sn de la quatrième et cinquième campagne de mesure d'INDRA. Mais, la base de données de la collaboration permettrait l'extension de cette étude à des systèmes plus lourds, comme le système Au+Au, ou plus légers, comme le Ni+Ni. Ces systèmes offrent la possibilité de tester l'observation d'une énergie transverse indépendante de la taille du système, ainsi que de vérifier que l'énergie de compression soit toujours exploitable pour des systèmes de masses différentes. Le paramètre de compression du modèle ELIE n'est peut-être pas adapté pour des systèmes de masses très différentes du Xe+Sn. Il serait donc également intéressant de contraindre ce paramètre avec d'autres systèmes.

Les multiplicités possèdent encore de nombreux axes d'analyses ouverts. Les quatre systèmes de  $^{129,136}\text{Xe} + ^{112,124}\text{Sn}$  à 32 A MeV et à 45 A MeV ont été brièvement mentionnés. Une analyse de la hiérarchie de production est également possible pour ces systèmes. Le phénomène de diffusion d'isospin est attendu à ces énergies, ce qui influe sur l'équilibration chimique de la zone participante. Le calcul des rapports isotopiques pourrait ainsi montrer l'effet de cette diffusion sur la sensibilité de la production au paramètre d'impact. Comparé aux données à 100 A MeV, elle permettrait d'affirmer, ou d'infirmer, les conclusions que nous avons atteintes.

Le chapitre 6 montre une comparaison de calculs publiés de la densité maximale provenant de modèles de transports avec les résultats obtenus dans l'analyse réalisée ici. Ces résultats, ainsi que les observations d'effets liés à la richesse en neutron du système, nécessitent une étude plus poussée utilisant des modèles de transports. L'utilisation de versions récentes de QMD, tel qu'IQMD[126], ou dcQMD[49], afin de simuler les systèmes de Xe+Sn étudiés, apporterait des éléments de compréhensions plus profondes, et permettrait également de savoir si les modèles actuels sont capables de reproduire les effets de compression et d'équilibration chimique observés expérimentalement. Le modèle AMD a récemment ajouté la possibilité de former des *clusters* à très haute densité, au cœur de la collision[50]. Cet ajout permet une meilleure reproduction des multiplicités et des caractéristiques cinématiques des particules légères. Elle ouvre un champ d'études des effets de compression, et montre l'importance d'un milieu dense dans la production de *clusters*. L'analyse expérimentale présentée par ce manuscrit mène donc naturellement vers une étude théorique portée par ces modèles de transport.

Les données étudiées lors de ces analyses sont des données collectées uniquement par INDRA. La mise en œuvre, et l'utilisation de FAZIA en couplage avec INDRA depuis 2019 pousse l'étude de la richesse en neutron de la zone participante, grâce à une identification en masse plus poussée, et une meilleure résolution en énergie pour les angles correspondant à la mi-rapidité. Il paraît évident que l'utilisation de ces capacités d'identifications pourrait permettre des études plus fines des effets montrés dans ce travail de thèse. Une étude systématique en énergie, comme réalisée au GSI, étendue à d'autres systèmes permettrait également de mieux comprendre la dépendance en densité de la production des clusters. Atteindre de plus hautes énergies, pour

explorer des densités maximales plus élevées, pourrait être une perspective pour l'étude de la dépendance en densité de la production de clusters, en particulier à de très hautes densités.

# Bibliographie

- [1] L.D. Landau. 66. On the Theory of Stars. In *A Source Book in Astronomy and Astrophysics, 1900–1975*, pages 456–459. Harvard University Press, December 1979.
- [2] G Baym and C Pethick. Neutron Stars. *Annual Review of Nuclear Science*, 25(1) :27–77, December 1975.
- [3] R. Bougault, F. Bocage, D. Durand, O. Lopez, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, and E. Vient. INDRA au GSI, 1997.
- [4] E. Plagnol, J. Łukasik, G. Auger, Ch. O. Bacri, N. Bellaize, F. Bocage, B. Borderie, R. Bougault, R. Brou, P. Buchet, J. L. Charvet, A. Chbihi, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, A. Demeyer, D. Doré, D. Durand, J. D. Frankland, E. Galichet, E. Genouin-Duhamel, E. Gerlic, D. Guinet, P. Lantesse, J. L. Laville, J. F. Lecolley, R. Legrain, N. Le Neindre, O. Lopez, M. Louvel, A. M. Maskay, L. Nalpas, A. D. Nguyen, M. Pârlog, J. Péter, M. F. Rivet, E. Rosato, F. Saint-Laurent, S. Salou, J. C. Steckmeyer, M. Stern, G. Tăbăcaru, B. Tamain, L. Tassan-Got, O. Tirel, E. Vient, C. Volant, and J. P. Wieleczko. Onset of midvelocity emissions in symmetric heavy ion reactions. *Physical Review C*, 61(1) :014606, December 1999.
- [5] J Łukasik, G Auger, M.L Begemann-Blaich, N Bellaize, R Bittiger, F Bocage, B Borderie, R Bougault, B Bouriquet, J.L Charvet, A Chbihi, R Dayras, D Durand, J.D Frankland, E Galichet, D Gourio, D Guinet, S Hudan, B Hurst, P Lantesse, F Lavaud, A Le Fèvre, R Legrain, O Lopez, U Lynen, W.F.J Müller, L Nalpas, H Orth, E Plagnol, E Rosato, A Saija, C Schwarz, C Sfienti, J.C Steckmeyer, B Tamain, W Trautmann, A Trzciński, K Turzó, E Vient, M Vigilante, C Volant, B Zwięgliński, and A.S Botvina. Fragmentation in peripheral heavy-ion collisions : from neck emission to spectator decays. *Physics Letters B*, 566(1-2) :76–83, July 2003.
- [6] K. Zbiri, A. Le Fèvre, J. Aichelin, J. Łukasik, W. Reisdorf, F. Gulminelli, U. Lynen, W. F. J. Müller, H. Orth, C. Schwarz, C. Sfienti, W. Trautmann, K. Turzó, B. Zwięgliński, J. L. Charvet, A. Chbihi, R. Dayras, D. Durand, J. D. Frankland, R. Legrain, N. Le Neindre, O. Lopez, L. Nalpas, M. Parlog, E. Plagnol, M. F. Rivet, E. Rosato, E. Vient, M. Vigilante, C. Volant, and J. P. Wieleczko. Transition from participant to spectator fragmentation in Au+Au reactions between 60 A and 150 A MeV. *Physical Review C*, 75(3) :034612, March 2007.
- [7] M. B. Tsang, T. X. Liu, L. Shi, P. Danielewicz, C. K. Gelbke, X. D. Liu, W. G. Lynch, W. P. Tan, G. Verde, A. Wagner, H. S. Xu, W. A. Friedman, L. Beaulieu, B. Davin, R. T. de Souza, Y. Larochele, T. Lefort, R. Yanez, V. E. Viola, R. J. Charity, and L. G. Sobotka. Isospin Diffusion and the Nuclear Symmetry Energy in Heavy Ion Reactions. *Physical Review Letters*, 92(6) :062701, February 2004.



- [8] E. Galichet, M. F. Rivet, B. Borderie, M. Colonna, R. Bougault, A. Chbihi, R. Dayras, D. Durand, J. D. Frankland, D. C. R. Guinet, P. Laitesse, N. Le Neindre, O. Lopez, L. Manduci, M. Pârlog, E. Rosato, B. Tamain, E. Vient, C. Volant, and J. P. Wieleczko. Isospin diffusion in Ni 58 -induced reactions at intermediate energies. I. Experimental results. *Physical Review C*, 79(6) :064614, June 2009.
- [9] Q. Fable, A. Chbihi, M. Boisjoli, J. D. Frankland, A. Le Fèvre, N. Le Neindre, P. Marini, G. Verde, G. Ademard, L. Bardelli, C. Bhattacharya, S. Bhattacharya, E. Bonnet, B. Borderie, R. Bougault, G. Casini, M. Commara, R. Dayras, J. E. Ducret, F. Farget, E. Galichet, T. Génard, F. Gramegna, D. Gruyer, M. Henri, S. Kundu, J. Lemarié, Olivier Lopez, J. Łukasik, L. Manduci, J. Moisan, G. Mukherjee, P. Napolitani, A. Olmi, M. Pârlog, S. Piantelli, G. Poggi, A. Rebillard-Soulié, R. Roy, B. Sorgunlu, S. Velardita, E. Vient, M. Vigilante, and J. P. Wieleczko. Experimental study of the  $40,48\text{Ca}+40,48\text{Ca}$  reactions at 35 MeV/nucleon. *Physical Review C*, 106(2) :024605, August 2022. arXiv :2202.13850 [nucl-ex, physics :physics].
- [10] M. Pichon, B. Tamain, R. Bougault, F. Gulminelli, O. Lopez, E. Bonnet, B. Borderie, A. Chbihi, R. Dayras, J.D. Frankland, E. Galichet, D. Guinet, P. Laitesse, N. Le Neindre, M. Pârlog, M.F. Rivet, R. Roy, E. Rosato, E. Vient, M. Vigilante, C. Volant, J.P. Wieleczko, and B. Zwięglinski. Bimodality : A possible experimental signature of the liquid–gas phase transition of nuclear matter. *Nuclear Physics A*, 779 :267–296, November 2006.
- [11] E. Vient, L. Manduci, E. Legouée, L. Augey, E. Bonnet, B. Borderie, R. Bougault, A. Chbihi, D. Dell’Aquila, Q. Fable, L. Francalanza, J. D. Frankland, E. Galichet, D. Gruyer, D. Guinet, M. Henri, M. La Commara, G. Lehaut, N. Le Neindre, I. Lombardo, O. Lopez, P. Marini, M. Pârlog, M. F. Rivet, E. Rosato, R. Roy, P. St-Onge, G. Spadaccini, G. Verde, M. Vigilante, and INDRA Collaboration. New “3D calorimetry” of hot nuclei. *Physical Review C*, 98(4) :044611, October 2018.
- [12] J. R. Oppenheimer and G. M. Volkoff. On Massive Neutron Cores. *Physical Review*, 55(4) :374–381, February 1939.
- [13] Sudip Bhattacharyya. Measurement of neutron star parameters : A review of methods for low-mass X-ray binaries. *Advances in Space Research*, 45(8) :949–978, April 2010.
- [14] S. E. Thorsett and Deepto Chakrabarty. Neutron Star Mass Measurements. I. Radio Pulsars. *The Astrophysical Journal*, 512(1) :288–299, February 1999.
- [15] Wynn C. G. Ho. Gravitational waves from neutron stars and asteroseismology. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 376(2120) :20170285, May 2018.
- [16] E. Suraud. *L’Equation d’Etat Nucléaire*. GANIL, September 1990.
- [17] Lie-Wen Chen, C. M. Ko, and Bao-An Li. Light clusters production as a probe to nuclear symmetry energy. *Physical Review C*, 68(1) :017601, July 2003.
- [18] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama, and A. Ohnishi. Fragment formation studied with antisymmetrized version of molecular dynamics with two-nucleon collisions. *Physical Review Letters*, 68(19) :2898–2900, May 1992.
- [19] Akira Ono, P. Danielewicz, W. A. Friedman, W. G. Lynch, and M. B. Tsang. Isospin fractionation and isoscaling in dynamical simulations of nuclear collisions. *Physical Review C*, 68(5) :051601, November 2003.

- [20] Akira Ono. Dynamics of clusters and fragments in heavy-ion collisions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 105 :139–179, March 2019.
- [21] M.D. Voskresenskaya and S. Typel. Constraining mean-field models of the nuclear matter equation of state at low densities. *Nuclear Physics A*, 887 :42–76, August 2012.
- [22] G.F. Burgio, H.-J. Schulze, I. Vidaña, and J.-B. Wei. Neutron stars and the nuclear equation of state. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 120 :103879, September 2021.
- [23] M. Lopez-Quelle, S. Marcos, R. Niembro, A. Bouyssy, and Nguyen Van Giai. Asymmetric nuclear matter in the relativistic approach. *Nuclear Physics A*, 483(3) :479–492, June 1988.
- [24] I. Bombaci and U. Lombardo. Asymmetric nuclear matter equation of state. *Physical Review C*, 44(5) :1892–1900, November 1991.
- [25] W. Zuo, A. Lejeune, U. Lombardo, and J.F. Mathiot. Microscopic three-body force for asymmetric nuclear matter. *The European Physical Journal A*, 14(4) :469–475, August 2002.
- [26] Jérôme Margueron, Rudiney Hoffmann Casali, and Francesca Gulminelli. Equation of state for dense nucleonic matter from metamodeling. I. Foundational aspects. *Physical Review C*, 97(2) :025805, February 2018.
- [27] M. M. Sharma, W. T. A. Borghols, S. Brandenburg, S. Crona, A. Van Der Woude, and M. N. Harakeh. Giant monopole resonance in Sn and Sm nuclei and the compressibility of nuclear matter. *Physical Review C*, 38(6) :2562–2572, December 1988.
- [28] S. Shlomo, V. M. Kolomietz, and G. Colò. Deducing the nuclear-matter incompressibility coefficient from data on isoscalar compression modes. *The European Physical Journal A*, 30(1) :23–30, October 2006.
- [29] J Piekarewicz. Do we understand the incompressibility of neutron-rich matter? *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 37(6) :064038, June 2010.
- [30] Bao-An Li, Plamen G. Krastev, De-Hua Wen, and Nai-Bo Zhang. Towards understanding astrophysical effects of nuclear symmetry energy. *The European Physical Journal A*, 55(7) :117, July 2019.
- [31] M. Baldo and G.F. Burgio. The nuclear symmetry energy. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 91 :203–258, November 2016.
- [32] Jérôme Margueron and Francesca Gulminelli. Effect of high-order empirical parameters on the nuclear equation of state. *Physical Review C*, 99(2) :025806, February 2019.
- [33] C. Drischler, R. J. Furnstahl, J. A. Melendez, and D. R. Phillips. How Well Do We Know the Neutron-Matter Equation of State at the Densities Inside Neutron Stars? A Bayesian Approach with Correlated Uncertainties. *Physical Review Letters*, 125(20) :202702, November 2020.
- [34] Maria Colonna, Virgil Baran, and Massimo Di Toro. Theoretical predictions of experimental observables sensitive to the symmetry energy : Results of the SMF transport model. *The European Physical Journal A*, 50(2) :30, February 2014.

- [35] W.G. Lynch and M.B. Tsang. Decoding the density dependence of the nuclear symmetry energy. *Physics Letters B*, 830 :137098, July 2022.
- [36] C J Horowitz, E F Brown, Y Kim, W G Lynch, R Michaels, A Ono, J Piekarewicz, M B Tsang, and H H Wolter. A way forward in the study of the symmetry energy : experiment, theory, and observation. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 41(9) :093001, September 2014.
- [37] B. Friedman and V.R. Pandharipande. Hot and cold, nuclear and neutron matter. *Nuclear Physics A*, 361(2) :502–520, May 1981.
- [38] G. Peilert, J. Randrup, H. Stöcker, and W. Greiner. Clustering in nuclear matter at subsaturation densities. *Physics Letters B*, 260(3-4) :271–277, May 1991.
- [39] C.J. Horowitz and A. Schwenk. Cluster formation and the virial equation of state of low-density nuclear matter. *Nuclear Physics A*, 776(1-2) :55–79, September 2006.
- [40] M. Baldo, U. Lombardo, and P. Schuck. Deuteron formation in expanding nuclear matter from a strong coupling BCS approach. *Physical Review C*, 52(2) :975–985, August 1995.
- [41] Akira Ono. Impacts of Cluster Correlations on Heavy-Ion Collision Dynamics. In *Proceedings of 13th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions*, Saitama, Japan, July 2020. Journal of the Physical Society of Japan.
- [42] C. Frosin, S. Piantelli, G. Casini, A. Ono, A. Camaiani, L. Baldesi, S. Barlini, B. Borderie, R. Bougault, C. Ciampi, M. Cicerchia, A. Chbihi, D. Dell’Aquila, J. A. Dueñas, D. Fabris, Q. Fable, J. D. Frankland, T. Génard, F. Gramegna, D. Gruyer, M. Henri, B. Hong, M. J. Kweon, S. Kim, A. Kordyasz, T. Kozik, I. Lombardo, O. Lopez, T. Marchi, K. Mazurek, S. H. Nam, J. Lemarié, N. LeNeindre, P. Ottanelli, M. Parlog, J. Park, G. Pasquali, G. Poggi, A. Rebillard-Soulié, B. H. Sun, A. A. Stefanini, S. Terashima, S. Upadhyaya, S. Valdré, G. Verde, E. Vient, M. Vigilante, and INDRA-FAZIA Collaboration. Examination of cluster production in excited light systems at Fermi energies from new experimental data and comparison with transport model calculations. *Physical Review C*, 107(4) :044614, April 2023.
- [43] Denis Lacroix, Aymeric Van Lauwe, and Dominique Durand. Event generator for nuclear collisions at intermediate energies. *Physical Review C*, 69(5) :054604, May 2004.
- [44] V. Baran, M. Colonna, M. Di Toro, V. Greco, M. Zielinska-Pfabé, and H.H. Wolter. Isospin effects in nuclear fragmentation. *Nuclear Physics A*, 703(3-4) :603–632, June 2002.
- [45] T. X. Liu, W. G. Lynch, M. B. Tsang, X. D. Liu, R. Shomin, W. P. Tan, G. Verde, A. Wagner, H. F. Xi, H. S. Xu, B. Davin, Y. Larochele, R. T. de Souza, R. J. Charity, and L. G. Sobotka. Isospin diffusion observables in heavy-ion reactions. *Physical Review C*, 76(3) :034603, September 2007.
- [46] D. D. S. Coupland, W. G. Lynch, M. B. Tsang, P. Danielewicz, and Yingxun Zhang. Influence of transport variables on isospin transport ratios. *Physical Review C*, 84(5) :054603, November 2011.
- [47] Quentin Fable. *Étude de l’isospin dans les collisions  $40,48\text{ Ca} + 40,48\text{ Ca}$  à  $35\text{ A MeV}$* . PhD thesis, Université de Caen Normandie, 2018.

- [48] M. D. Cozma, Y. Leifels, W. Trautmann, Q. Li, and P. Russotto. Toward a model-independent constraint of the high-density dependence of the symmetry energy. *Physical Review C*, 88(4) :044912, October 2013.
- [49] M. D. Cozma. Constraining the density dependence of the symmetry energy using the multiplicity and average p T ratios of charged pions. *Physical Review C*, 95(1) :014601, January 2017.
- [50] A. Ono. When and where are clusters formed in expanding systems? *NuSym23, XIth International Symposium on Nuclear Symmetry Energy, Darmstadt, Allemagne, 2023*.
- [51] G. Röpke, M. Schmidt, L. Münchow, and H. Schulz. Particle clustering and Mott transition in nuclear matter at finite temperature (II). *Nuclear Physics A*, 399(2) :587–602, May 1983.
- [52] W. Reisdorf and H. G. Ritter. Collective flow in heavy-ion collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 47(1) :663–709, December 1997.
- [53] S.Z. Belenkij and L.D. Landau. A hydrodynamic theory of multiple production of particles. *Nuovo Cim.Suppl.* 3S10, page 15, 1955.
- [54] A.E Glassgold, Warren Heckrotte, and Kenneth M Watson. Collective excitations of nuclear matter. *Annals of Physics*, 6(1) :1–36, January 1959.
- [55] Werner Scheid, Hans Müller, and Walter Greiner. Nuclear Shock Waves in Heavy-Ion Collisions. *Physical Review Letters*, 32(13) :741–745, April 1974.
- [56] P. Danielewicz. Shock waves in a hydrodynamic model of central heavy ion collisions. *Nuclear Physics A*, 314(2-3) :465–484, February 1979.
- [57] Rudi Malfliet. Transport properties of nuclear matter at high densities and high temperatures. *Nuclear Physics A*, 420(3) :621–635, June 1984.
- [58] J. Jänicke and J. Aichelin. Can the nuclear equation of state be measured in heavy-ion reactions at SIS energies? *Nuclear Physics A*, 547(3) :542–550, September 1992.
- [59] O. Lopez, D. Durand, G. Lehaut, B. Borderie, J. D. Frankland, M. F. Rivet, R. Bougault, A. Chbihi, E. Galichet, D. Guinet, M. La Commara, N. Le Neindre, I. Lombardo, L. Manduci, P. Marini, P. Napolitani, M. Pärlog, E. Rosato, G. Spadaccini, E. Vient, M. Vigilante, and INDRA Collaboration. In-medium effects for nuclear matter in the Fermi-energy domain. *Physical Review C*, 90(6) :064602, December 2014.
- [60] W. Reisdorf, A. Andronic, A. Gobbi, O. N. Hartmann, N. Herrmann, K. D. Hildenbrand, Y. J. Kim, M. Kirejczyk, P. Koczoń, T. Kress, Y. Leifels, A. Schüttauf, Z. Tymiński, Z. G. Xiao, J. P. Alard, V. Barret, Z. Basrak, N. Bastid, M. L. Benabderrahmane, R. Čaplar, P. Crochet, P. Dupieux, M. Dželalija, Z. Fodor, Y. Grishkin, B. Hong, J. Kecskemeti, M. Korolija, R. Kotte, A. Lebedev, X. Lopez, M. Merschmeyer, J. Mösner, W. Neubert, D. Pelte, M. Petrovici, F. Rami, B. De Schauenburg, Z. Seres, B. Sikora, K. S. Sim, V. Simion, K. Siwek-Wilczyńska, V. Smolyankin, M. Stockmeier, G. Stoicea, P. Wagner, K. Wiśniewski, D. Wohlfarth, I. Yushmanov, and A. Zhilin. Nuclear Stopping from 0.09 A to 1.93 A GeV and Its Correlation to Flow. *Physical Review Letters*, 92(23) :232301, June 2004.
- [61] G. Lehaut, D. Durand, O. Lopez, E. Vient, A. Chbihi, J. D. Frankland, E. Bonnet, B. Borderie, R. Bougault, E. Galichet, D. Guinet, Ph. Lantesse, N. Le Neindre, P. Napolitani,

- M. Parlog, M. F. Rivet, and E. Rosato. Study of Nuclear Stopping in Central Collisions at Intermediate Energies. *Physical Review Letters*, 104(23) :232701, June 2010.
- [62] A. Andronic, J. Łukasik, W. Reisdorf, and W. Trautmann. Systematics of stopping and flow in Au+Au collisions. In Philippe Chomaz, Francesca Gulminelli, Wolfgang Trautmann, and Sherry J. Yennello, editors, *Dynamics and Thermodynamics with Nuclear Degrees of Freedom*, pages 31–46. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2006.
- [63] Marek Gaździcki and Mark Gorenstein. Transparency, mixing and reflection of initial flows in relativistic nuclear collisions. *Physics Letters B*, 640(4) :155–161, September 2006.
- [64] J. R. Stone, P. Danielewicz, and Y. Iwata. Proton and neutron density distributions at supranormal density in low- and medium-energy heavy-ion collisions. *Physical Review C*, 96(1) :014612, July 2017.
- [65] E. A. Uehling and G. E. Uhlenbeck. Transport Phenomena in Einstein-Bose and Fermi-Dirac Gases. I. *Physical Review*, 43(7) :552–561, April 1933.
- [66] J. F. Dempsey. *Dynamical aspects of intermediate-energy heavy-ion collisions*. ProQuest Dissertations Publishing, Washington University in St. Louis, 1997.
- [67] P. Danielewicz and G.F. Bertsch. Production of deuterons and pions in a transport model of energetic heavy-ion reactions. *Nuclear Physics A*, 533(4) :712–748, November 1991.
- [68] Pawel Danielewicz. Determination of the mean-field momentum-dependence using elliptic flow. *Nuclear Physics A*, 673(1-4) :375–410, June 2000.
- [69] P. A. M. Dirac. Note on Exchange Phenomena in the Thomas Atom. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 26(3) :376–385, July 1930.
- [70] P. Bonche, S. Koonin, and J. W. Negele. One-dimensional nuclear dynamics in the time-dependent Hartree-Fock approximation. *Physical Review C*, 13(3) :1226–1258, March 1976.
- [71] K. T. R. Davies, K. R. Sandhya Devi, and M. R. Strayer. Time-dependent Hartree-Fock calculations of Kr 86 + La 139 at E lab = 505 , 610 , and 710 MeV. *Physical Review C*, 20(4) :1372–1382, October 1979.
- [72] C. Simenel and A.S. Umar. Heavy-ion collisions and fission dynamics with the time-dependent Hartree-Fock theory and its extensions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 103 :19–66, November 2018.
- [73] A. Bonasera, F. Gulminelli, and J. Molitoris. The Boltzmann equation at the borderline. A decade of Monte Carlo simulations of a quantum kinetic equation. *Physics Reports*, 243(1-2) :1–124, July 1994.
- [74] Arnaud Le Fèvre. *Étude de la multifragmentation : apport des corrélations en vitesse réduite entre particules et fragments*. PhD thesis, Université Paris 7 - Denis Diderot, 1997.
- [75] G. Casini, P. G. Bizzeti, P. R. Maurenzig, A. Olmi, A. A. Stefanini, J. P. Wessels, R. J. Charity, R. Freifelder, A. Gobbi, N. Herrmann, K. D. Hildenbrand, and H. Stelzer. Fission time scales from anisotropic in-plane distributions in Mo 100 + 100 Mo and Sn 120 + 120 Sn collisions around 20 A MeV. *Physical Review Letters*, 71(16) :2567–2570, October 1993.

- [76] A. A. Amsden, G. F. Bertsch, F. H. Harlow, and J. R. Nix. Relativistic Hydrodynamic Theory of Heavy-Ion Collisions. *Physical Review Letters*, 35(14) :905–908, October 1975.
- [77] G. D. Westfall, J. Gosset, P. J. Johansen, A. M. Poskanzer, W. G. Meyer, H. H. Gutbrod, A. Sandoval, and R. Stock. Nuclear Fireball Model for Proton Inclusive Spectra from Relativistic Heavy-Ion Collisions. *Physical Review Letters*, 37(18) :1202–1205, November 1976.
- [78] J. Gosset, H. H. Gutbrod, W. G. Meyer, A. M. Poskanzer, A. Sandoval, R. Stock, and G. D. Westfall. Central collisions of relativistic heavy ions. *Physical Review C*, 16(2) :629–657, August 1977.
- [79] J. Cugnon and S.E. Koonin. Pion spectra and the geometry of nuclear collisions. *Nuclear Physics A*, 355(2) :477–504, March 1981.
- [80] R. Wada, K. D. Hildenbrand, U. Lynen, W. F. J. Müller, H. J. Rabe, H. Sann, H. Stelzer, W. Trautmann, R. Trockel, N. Brummund, R. Glasow, K. H. Kampert, R. Santo, E. Eckert, J. Pochodzalla, I. Bock, and D. Pelte. Isotopic-yield ratios of complex fragments from intermediate-energy heavy-ion reactions. *Physical Review Letters*, 58(18) :1829–1832, May 1987.
- [81] J. Łukasik, J. Benlliure, V. Métivier, E. Plagnol, B. Tamain, M. Assenard, G. Auger, Ch. O. Bacri, E. Bisquer, B. Borderie, R. Bougault, R. Brou, Ph. Buchet, J. L. Charvet, A. Chbihi, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, A. Demeyer, D. Doré, D. Durand, E. Gerlic, S. Germain, D. Gourio, D. Guinet, P. Lantesse, J. L. Laville, J. F. Lecolley, A. Le Fèvre, T. Lefort, R. Legrain, O. Lopez, M. Louvel, N. Marie, L. Nalpas, M. Parlog, J. Péter, O. Politi, A. Rahmani, T. Reposeur, M. F. Rivet, E. Rosato, F. Saint-Laurent, M. Squalli, J. C. Steckmeyer, M. Stern, L. Tassan-Got, E. Vient, C. Volant, J. P. Wieleczko, M. Colonna, F. Haddad, Ph. Eudes, T. Sami, and F. Sebillé. Dynamical effects and intermediate mass fragment production in peripheral and semicentral collisions of Xe+Sn at 50 MeV/nucleon. *Physical Review C*, 55(4) :1906–1916, April 1997.
- [82] J. Töke, B. Lott, S. P. Baldwin, B. M. Quednau, W. U. Schröder, L. G. Sobotka, J. Barreto, R. J. Charity, D. G. Sarantites, D. W. Stracener, and R. T. De Souza. Intermediate-Mass Fragment Decay of the Neck Zone Formed in Peripheral  $^{209}\text{Bi} + ^{136}\text{Xe}$  Collisions at  $E_{\text{lab}}/A = 28$  MeV. *Physical Review Letters*, 75(16) :2920–2923, October 1995.
- [83] J.F. Lecolley, L. Stuttgé, M. Aboufirassi, B. Bilwes, R. Bougault, R. Brou, F. Cosmo, J. Colin, D. Durand, J. Galin, A. Genoux-Lubain, D. Guerreau, D. Horn, D. Jacquet, J.L. Laville, F. Lefebvres, C. Le Brun, O. Lopez, M. Louvel, M. Mahi, C. Meslin, M. Morjean, A. Péghaire, G. Rudolf, F. Scheibling, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, and S. Tomasevic. Neck formation and decay in  $\text{Pb} + \text{Au}$  collisions at 29 MeV/u. *Physics Letters B*, 354(3-4) :202–207, July 1995.
- [84] L. Stuttgé, J.C. Adloff, B. Bilwes, R. Bilwes, F. Cosmo, M. Glaser, G. Rudolf, F. Scheibling, R. Bougault, J. Colin, F. Delaunay, A. Genoux-Lubain, D. Horn, C. Le Brun, J.F. Lecolley, M. Louvel, J.C. Steckmeyer, and J.L. Ferrero. Energy damping and intermediate-velocity fragment emission in peripheral  $\text{Kr} + \text{Au}$  collisions at 43 MeV/u. *Nuclear Physics A*, 539(3) :511–526, March 1992.
- [85] S. Gautam. Study of participant-spectator matter, thermalization and other related phenomena for neutron-rich colliding pair. *The European Physical Journal A*, 48(1) :3, January 2012.

- [86] Dominique Durand. Elie : an event generator for nuclear reactions. Technical Report arXiv :0803.2159, arXiv, March 2008. arXiv :0803.2159 [nucl-th] type : article.
- [87] R. J. Glauber. *Lecture in Theoretical Physics ed. W. E. Brittin and L. C. Dunham*, volume 1. Interscience, New York, 1959.
- [88] M. Veselský and Y. G. Ma. Symmetry energy and nucleon-nucleon cross sections. *Physical Review C*, 87(3) :034615, March 2013.
- [89] H. H. Gutbrod, A. Sandoval, P. J. Johansen, A. M. Poskanzer, J. Gosset, W. G. Meyer, G. D. Westfall, and R. Stock. Final-State Interactions in the Production of Hydrogen and Helium Isotopes by Relativistic Heavy Ions on Uranium. *Physical Review Letters*, 37(11) :667–670, September 1976.
- [90] LászlóP Csernai and Joseph I Kapusta. Entropy and cluster production in nuclear collisions. *Physics Reports*, 131(4) :223–318, January 1986.
- [91] M. Gyulassy, K.A. Frankel, and H. Stöcker. Do nuclei flow at high energies? *Physics Letters B*, 110(3-4) :185–188, April 1982.
- [92] J. Aichelin, A. Rosenhauer, G. Peilert, H. Stoecker, and W. Greiner. Importance of Momentum-Dependent Interactions for the Extraction of the Nuclear Equation of State from High-Energy Heavy-Ion Collisions. *Physical Review Letters*, 58(19) :1926–1929, May 1987.
- [93] Volker Koch, Bernhard Blättel, Wolfgang Cassing, Ulrich Mosel, and Klaus Weber. Transverse flow of fragments in the relativistic BUU model. *Physics Letters B*, 241(2) :174–177, May 1990.
- [94] D. Durand. An event generator for the study of nuclear collisions in the Fermi energy domain (I). Formalism and first applications. *Nuclear Physics A*, 541(2) :266–294, May 1992.
- [95] J. Pouthas, B. Borderie, R. Dayras, E. Plagnol, M.F. Rivet, F. Saint-Laurent, J.C. Steckmeyer, G. Auger, C.O. Bacri, S. Barbey, A. Barbier, A. Benkirane, J. Benlliure, B. BERTHIER, E. Bougamont, P. Bourgault, P. Box, R. Bzyl, B. Cahan, Y. Cassagnou, D. Charlet, J.L. Charvet, A. Chbihi, T. Clerc, N. Copinet, D. Cussol, M. Engrand, J.M. Gautier, Y. Huguet, O. Jouniaux, J.L. Laville, P. Le Botlan, A. Leconte, R. Legrain, P. Lelong, M. Le Guay, L. Martina, C. Mazur, P. Mosrin, L. Olivier, J.P. Passerieux, S. Pierre, B. Piquet, E. Plaige, E.C. Pollacco, B. Raine, A. Richard, J. Ropert, C. Spitaels, L. Stab, D. Sznajderman, L. Tassan-got, J. Tillier, M. Tripon, P. Vallerand, C. Volant, P. Volkov, J.P. Wieleczko, and G. Wittwer. INDRA, a  $4\pi$  charged product detection array at GANIL. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 357(2-3) :418–442, April 1995.
- [96] R. T. De Souza, N. Le Neindre, A. Pagano, and K. H. Schmidt. Detection. *The European Physical Journal A*, 30(1) :275–291, October 2006.
- [97] N. Copinet. *Multidétecteur  $4\pi$  INDRA Simulation de la géométrie et étude des détecteurs au silicium*. PhD thesis, Université de Caen, Caen, 1990.
- [98] J. Lemarié. *Etude expérimentale de la diffusion d'isospin dans les réactions  $58,64Ni+58,64Ni$  à 32 et 52 MeV/nucléon mesurées avec INDRA-FAZIA*. PhD thesis, Université de Caen Normandie, Caen, 2022.

- [99] Joël Quicray. *Études expérimentales du transport de l'isospin et de son influence dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi*. PhD thesis, Université de Caen Normandie, 2021.
- [100] C. Ciampi, S. Piantelli, G. Casini, G. Pasquali, J. Quicray, L. Baldesi, S. Barlini, B. Borderie, R. Bougault, A. Camaiani, A. Chbihi, D. Dell'Aquila, M. Cicerchia, J. A. Dueñas, Q. Fable, D. Fabris, J. D. Frankland, C. Frosin, T. Génard, F. Gramegna, D. Gruyer, M. Henri, B. Hong, S. Kim, A. Kordyasz, T. Kozik, M. J. Kweon, J. Lemarié, N. Le Neindre, I. Lombardo, O. Lopez, T. Marchi, S. H. Nam, A. Ordine, P. Ottanelli, J. Park, J. H. Park, M. Pârlog, G. Poggi, A. Rebillard-Soulié, A. A. Stefanini, S. Upadhyaya, S. Valdré, G. Verde, E. Vient, M. Vigilante, and INDRA-FAZIA Collaboration. First results from the INDRA-FAZIA apparatus on isospin diffusion in Ni 58 , 64 + Ni 58 , 64 systems at Fermi energies. *Physical Review C*, 106(2) :024603, August 2022.
- [101] Sylvie Hudan. *Etude expérimentale et théorique de la production de fragments dans les collisions Xe+Sn de 25 à 150 A.MeV*. PhD thesis, Université de Caen, 2001.
- [102] F. Gagnon-Moisan, E. Galichet, M.-F. Rivet, B. Borderie, M. Colonna, R. Roy, G. Ademard, M. Boisjoli, E. Bonnet, R. Bougault, A. Chbihi, J. D. Frankland, D. Guinet, P. Lantesse, E. Legouée, N. Le Neindre, L. Manduci, P. Marini, P. Napolitani, M. Pârlog, P. Pawłowski, E. Rosato, and M. Vigilante. New isospin effects in central heavy-ion collisions at Fermi energies. *Physical Review C*, 86(4) :044617, October 2012.
- [103] R. Bougault, E. Bonnet, B. Borderie, A. Chbihi, D. Dell'Aquila, Q. Fable, L. Francalanza, J. D. Frankland, E. Galichet, D. Gruyer, D. Guinet, M. Henri, M. La Commara, N. Le Neindre, I. Lombardo, O. Lopez, L. Manduci, P. Marini, M. Pârlog, R. Roy, P. Saint-Onge, G. Verde, E. Vient, M. Vigilante, and INDRA Collaboration. Light charged clusters emitted in 32 MeV/nucleon Xe 136 , 124 + Sn 124 , 112 reactions : Chemical equilibrium and production of He 3 and He 6. *Physical Review C*, 97(2) :024612, February 2018.
- [104] R Bougault, E Bonnet, B Borderie, A Chbihi, J D Frankland, E Galichet, D Gruyer, M Henri, M La Commara, N Le Neindre, I Lombardo, O Lopez, L Manduci, M Pârlog, R Roy, G Verde, and M Vigilante. Equilibrium constants of hydrogen and helium isotopes at low nuclear densities. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 47(2) :025103, February 2020.
- [105] B. Borderie, N. Le Neindre, M.F. Rivet, P. Désesquelles, E. Bonnet, R. Bougault, A. Chbihi, D. Dell'Aquila, Q. Fable, J.D. Frankland, E. Galichet, D. Gruyer, D. Guinet, M. La Commara, I. Lombardo, O. Lopez, L. Manduci, P. Napolitani, M. Pârlog, E. Rosato, R. Roy, P. St-Onge, G. Verde, E. Vient, M. Vigilante, and J.P. Wielecckzo. Phase transition dynamics for hot nuclei. *Physics Letters B*, 782 :291–296, July 2018.
- [106] Sakshi Gautam and Rajeev K. Puri. Participant-spectator matter and thermalization of neutron-rich systems at the energy of vanishing flow. *Physical Review C*, 85(6) :067601, June 2012.
- [107] G. Poggi, G. Pasquali, M. Bini, P. Maurenzig, A. Olmi, N. Taccetti, J.P. Alard, V. Amouroux, Z. Basrak, N. Bastid, I.M. Belayev, L. Berger, Th. Blaich, S. Boussange, A. Buta, R. Čaplar, C. Cerruti, N. Cindro, J.P. Coffin, R. Donà, P. Dupieux, M. Dželalija, J. Erö, Z.G. Fan, P. Fintz, Z. Fodor, L. Fraysse, R. Freifelder, S. Frolov, A. Gobbi, Y. Grigorian, G. Guillaume, N. Herrmann, K.D. Hildenbrand, S. Hölbling, A. Houari, S.C. Jeong, F. Jundt, J. Kecskemeti, P. Koncz, Y. Korchagin, R. Kotte, M. Krämer, C. Kuhn,



- M. Ibnouzahir, I. Legrand, A. Lebedev, C. Maguire, V. Manko, G. Mgebrishvili, J. Möser, D. Moisa, G. Montarou, I. Montbel, P. Morel, W. Neubert, D. Pelte, M. Petrovici, F. Rami, V. Ramillien, W. Reisdorf, A. Sadchikov, D. Schüll, Z. Seres, B. Sikora, V. Simion, S. Smolyankin, U. Sodan, K. The, R. Tezkratt, M. Trzaska, M.A. Vasiliev, P. Wagner, J.P. Wessels, T. Wienold, Z. Wilhelmi, D. Wohlfarth, A.V. Zhilin, and P. Danielewicz. Evidence for collective expansion in light-particle emission following Au+Au collisions at 100, 150 and 250 A·MeV. *Nuclear Physics A*, 586(4) :755–776, April 1995.
- [108] A Andronic, G Stoicea, M Petrovici, V Simion, P Crochet, J.P Alard, R Averbek, V Barret, Z Basrak, N Bastid, A Bendarag, G Berek, R Čaplar, A Devismes, P Dupieux, M Dželalija, M Eskef, Ch Finck, Z Fodor, A Gobbi, Y Grishkin, O.N Hartmann, N Herrmann, K.D Hildenbrand, B Hong, J Kecskemeti, Y.J Kim, M Kirejczyk, M Korolija, R Kotte, T Kress, R Kutsche, A Lebedev, K.S Lee, Y Leifels, V Manko, H Merlitz, W Neubert, D Pelte, C Plettner, F Rami, W Reisdorf, B de Schauenburg, D Schüll, Z Seres, B Sikora, K.S Sim, K Siwek-Wilczyńska, V Smolyankin, M.R Stockmeier, M Vasiliev, P Wagner, K Wiśniewski, D Wohlfarth, I Yushmanov, and A Zhilin. Transition from in-plane to out-of-plane azimuthal enhancement in Au+Au collisions. *Nuclear Physics A*, 679(3-4) :765–792, January 2001.
- [109] L. Phair, D.R. Bowman, C.K. Gelbke, W.G. Gong, Y.D. Kim, M.A. Lisa, W.G. Lynch, G.F. Peaslee, R.T. De Souza, M.B. Tsang, and F. Zhu. Impact-parameter filters for 36Ar+197Au collisions at. *Nuclear Physics A*, 548(3) :489–509, October 1992.
- [110] Anupriya Jain and Suneel Kumar. The study of participant–spectator matter and thermalization for charge asymmetric nuclear collision. *Physica Scripta*, 85(6) :065306, June 2012.
- [111] R.J. Charity, M.A. McMahan, G.J. Wozniak, R.J. McDonald, L.G. Moretto, D.G. Sarantites, L.G. Sobotka, G. Guarino, A. Pantaleo, L. Fiore, A. Gobbi, and K.D. Hildenbrand. Systematics of complex fragment emission in niobium-induced reactions. *Nuclear Physics A*, 483(2) :371–405, June 1988.
- [112] W. Reisdorf. Flow, particle yields, equilibration in heavy ion reactions between 0.1 and 2 A GeV. *Nuclear Physics A*, 630(1-2) :15–26, February 1998.
- [113] Norbert Herrmann, Johannes P. Wessels, and Thomas Wienold. Collective flow in heavy-ion collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 49(1) :581–632, December 1999.
- [114] W. Schmidt, U. Katscher, B. Waldhauser, J. A. Maruhn, H. Stöcker, and W. Greiner. Viscosity and the equation of state in high energy heavy-ion reactions. *Physical Review C*, 47(6) :2782–2793, June 1993.
- [115] John David Frankland. *Selected aspects of central heavy-ion collisions around Fermi energies studied over 25 years with INDRA*. HDR, Université de Caen Normandie, 2020.
- [116] T. Lefort, D. Dore, D. Cussol, Y. G. Ma, and J. Peter. Study of intermediate velocity products in the Ar+Ni collisions between 52 and 95 A.MeV. *Nuclear Physics A*, 662(3-4) :397–422, January 2000. arXiv :nucl-ex/9907021.
- [117] Q Fable, A Chbihi, and INDRA Collaboration. Study of the symmetry energy from  $^{48,40}\text{Ca} + ^{48,40}\text{Ca}$  collisions at 35 A MeV. *Il Nuovo Cimento C*, 45(3) :1–7, June 2022.

- [118] A. Gobbi and W. Nörenberg. *Heavy ion collisions*. North-Holland Pub. Co.; sole distributors for the USA and Canada, Elsevier North-Holland, Amsterdam; New York : New York, 1979.
- [119] Gao-Chan Yong, Bao-An Li, Lie-Wen Chen, and Xun-Chao Zhang. Triton- He 3 relative and differential flows as probes of the nuclear symmetry energy at supra-saturation densities. *Physical Review C*, 80(4) :044608, October 2009.
- [120] Lie-Wen Chen, Che Ming Ko, and Bao-An Li. Effects of momentum-dependent nuclear potential on two-nucleon correlation functions and light cluster production in intermediate energy heavy-ion collisions. *Physical Review C*, 69(5) :054606, May 2004.
- [121] P.-G. Reinhard and W. Nazarewicz. Information content of a new observable : The case of the nuclear neutron skin. *Physical Review C*, 81(5) :051303, May 2010.
- [122] S. Gandolfi, J. Carlson, S. Reddy, A. W. Steiner, and R. B. Wiringa. The equation of state of neutron matter, symmetry energy and neutron star structure. *The European Physical Journal A*, 50(2) :10, February 2014.
- [123] James M. Lattimer. Neutron Star Mass and Radius Measurements. *Universe*, 5(7) :159, June 2019.
- [124] J. Łukasik, S. Hudan, F. Lavaud, K. Turzó, G. Auger, Ch. O. Bacri, M. L. Begemann-Blaich, N. Bellaize, R. Bittiger, F. Bocage, B. Borderie, R. Bougault, B. Bouriquet, Ph. Buchet, J. L. Charvet, A. Chbihi, R. Dayras, D. Doré, D. Durand, J. D. Frankland, E. Galichet, D. Gourio, D. Guinet, B. Hurst, P. Lautesse, J. L. Laville, C. Leduc, A. Le Fèvre, R. Legrain, O. Lopez, U. Lynen, W. F. J. Müller, L. Nalpas, H. Orth, E. Plagnol, E. Rosato, A. Saija, C. Sfienti, C. Schwarz, J. C. Steckmeyer, G. Tăbăcaru, B. Tainain, W. Trautmann, A. Trzciński, E. Vient, M. Vigilante, C. Volant, B. Zwiegliński, and A. S. Botvina. Transverse velocity scaling in 197 Au + 197 Au fragmentation. *Physical Review C*, 66(6) :064606, December 2002.
- [125] S. Mallik, G. Chaudhuri, and S. Das Gupta. Hybrid model for studying nuclear multi-fragmentation around the Fermi energy domain : The case of central collisions of Xe on Sn. *Physical Review C*, 91(4) :044614, April 2015.
- [126] A. Le Fèvre, Y. Leifels, W. Reisdorf, J. Aichelin, and Ch. Hartnack. Constraining the nuclear matter equation of state around twice saturation density. *Nuclear Physics A*, 945 :112–133, January 2016.

**Résumé : « Dynamique de production des clusters dans les collisions de Xe+Sn entre 32 et 150 A MeV »**

Les collisions d'ions lourds sont les meilleurs outils dont nous disposons pour étudier la matière nucléaire. En particulier, l'étude des clusters, des agrégats légers de nucléons, constitue un ingrédient clé à la compréhension et à la contrainte des paramètres de l'équation d'état de la matière nucléaire. Lors de ces collisions, le système subit une compression, suivi d'une expansion. Une quantité importante de clusters légers et intermédiaires est émise lors de ces collisions. Mais nous ne savons pas s'ils sont formés lors de la phase de compression, ou d'expansion, du système. Plusieurs modèles de transport tentent néanmoins de prédire la formation des clusters, à partir de théories dynamiques. Elles reposent sur diverses hypothèses et approximations, car il n'existe pas de cadre théorique permettant d'étudier la matière dense. La compréhension de la production de clusters est également cruciale lors de la modélisation d'objets astrophysiques compacts, comme les étoiles à neutrons et les supernovae de type II. L'analyse réalisée lors de cette thèse portera sur la caractérisation des clusters formés lors de collisions de Xe+Sn, à des énergies incidentes intermédiaires, entre 32 et 150 A MeV. Ces données ont été collectées à GSI et au GANIL, par le multidétecteur INDRA. Elles sont comparées à un modèle semi-classique, ELIE.

Dans un premier temps, nous allons caractériser la zone participante lors de collisions de Xe+Sn, à une énergie incidente de 100 A MeV. Cette zone émet des clusters, qui peuvent refléter les conditions du milieu nucléaire lors de leur formation. Les effets d'isospin vont être d'intérêt particulier. Nous allons ainsi comparer la production de clusters pour quatre systèmes : 129,124Xe + 112,124Sn. Le mélange total des contributions provenant de la cible et du projectile est observé, à partir d'une hiérarchie de production dépendant du rapport N/Z total du système. Un effet important de la centralité sur la production de clusters lourds est également observé.

La seconde partie de cette analyse porte sur la caractérisation dynamique des clusters dans la zone participante. La compression de la zone participante lors de la collision se traduit par un mouvement d'expansion radial, contribuant à l'énergie cinétique transverse des clusters. Dans notre analyse, nous postulons que cette contribution est la seule dépendante de la densité. Elle peut être extraite de l'énergie cinétique, et permet d'estimer la densité maximale atteinte lors de la collision. Elle est ici calculée pour des systèmes 129,136Xe + 124Sn de 32 à 150 A MeV. Les densités maximales calculées dépassent largement la densité de saturation, atteignant jusqu'à 2 fois la densité de saturation pour une énergie incidente de 150 A MeV. Ces résultats sont compatibles avec les résultats de modèles de transports publiés (BNV, pBUU, TDHF). Un calcul de la densité maximale, réalisé avec BUU@VECC-McGill pour nos systèmes étudiés, reproduit nos résultats au-delà de 65 A MeV.

Ces résultats expérimentaux, caractérisant les clusters et leur production, peuvent imposer des contraintes importantes sur les modèles de transport.

**Mots-clefs** : Physique nucléaire, collisions, ions lourds, équation d'état, réactions, modèles nucléaires

**Abstract : "Dynamics of cluster production in Xe+Sn collisions between 32 and 150 A MeV"**

Heavy-ion collisions are the best tools we have at our disposal for studying nuclear matter. In particular, the study of clusters, light aggregates of nucleons, is a key ingredient in understanding and constraining the parameters of the equation of state of nuclear matter. During these collisions, the system undergoes compression, followed by expansion. A significant number of light and intermediate clusters are emitted during these collisions. But we don't know whether they are formed during the system's compression or expansion phase. Several transport models nevertheless attempt to predict cluster formation, based on dynamical theories. These are based on a variety of assumptions and approximations, as there is no single theoretical framework for studying dense matter. Understanding cluster production is also crucial when modeling compact astrophysical objects, such as neutron stars and type II supernovae. The analysis carried out during this thesis will focus on the characterization of clusters formed during Xe+Sn collisions, at intermediate incident energies between 32 and 150 A MeV. These data were collected at GSI and GANIL, using the INDRA multidetector. They are compared with a semi-classical model, ELIE.

First, we will characterize the participant zone in Xe+Sn collisions, at an incident energy of 100 A MeV. This zone emits clusters, which may reflect the conditions of the nuclear environment at the time of their formation. Isospin effects will be of particular interest. We will compare cluster production for four systems : 129,124Xe + 112,124Sn. The total mixing of target and projectile contributions is observed, based on a production hierarchy that depends on the total N/Z ratio of the system. A significant effect of centrality on the production of heavy clusters is also observed.

The second part of this analysis focuses on the dynamic characterization of clusters in the participant zone. Compression of the participant zone during collision results in radial expansion, contributing to the transverse kinetic energy of the clusters. In our analysis, we postulate that this contribution is the only one dependent on density. It can be extracted from the kinetic energy, and is used to estimate the maximum density reached during the collision. It is calculated here for 129,136Xe + 124Sn systems from 32 to 150 A MeV. The maximum densities calculated far exceed the saturation density, reaching up to 2 times the saturation density for an incident energy of 150 A MeV. These results are compatible with those of published transport models (BNV, pBUU, TDHF). A maximum density calculation, performed with BUU@VECC-McGill for our studied systems, reproduces our results beyond 65 A MeV.

These experimental results, characterizing clusters and their production, can impose important constraints on transport models.

**Keywords** : Nuclear physics, collisions, heavy-ions, equation of state, reactions, nuclear models.