



HAL
open science

Etude des quasi-projectiles produits dans les collisions Ni+Ni et Ni+Au : énergie d'excitation et spin

A. Buta

► **To cite this version:**

A. Buta. Etude des quasi-projectiles produits dans les collisions Ni+Ni et Ni+Au : énergie d'excitation et spin. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2003. Français. NNT : . tel-00003934

HAL Id: tel-00003934

<https://theses.hal.science/tel-00003934>

Submitted on 9 Dec 2003

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

présentée et soutenue publiquement le 7 Février 2003

par

Adina BUTA

pour l'obtention du

Doctorat de l'université de Caen

Spécialité : Constituants élémentaires

(Arrêté du 25 Avril 2002)

Titre :

Étude des quasi-projectiles produits dans les collisions Ni+Ni et Ni+Au : énergie d'excitation et spin

Membres du jury

Directeur de thèse : Jean-Claude Steckmeyer (*Directeur de Recherches - ENSICAEN, Univ. de Caen, France*)

Rapporteurs : Roland Dayras (*Ingénieur CEA - CEA/Saclay Gif sur Yvette, France*)
René Roy (*Professeur - Université Laval, Canada*)

Examineurs : Jean Colin (*Professeur - ENSICAEN, Université de Caen, France*)
Cătălin Borcea (*Directeur de Recherches - NIPNE Bucarest, Roumanie*)
Zbigniew Sosin (*Professeur - Université de Cracovie, Pologne*)

Remerciements

C'est un moment très agréable de penser, après avoir achevé ce travail, à toutes les personnes qui de loin ou de près m'ont soutenue et m'ont aidée et sans lesquelles le déroulement de la thèse aurait été plus difficile ou même impossible.

J'aimerais d'abord adresser mes remerciements les plus profonds à Messieurs Bernard Tamain et Jean-François Lecolley, directeurs du LPC pendant ma thèse, pour m'avoir chaleureusement accueillie au sein du laboratoire. Je leur suis reconnaissante, à eux, ainsi qu'à M. Jean Péter, pour avoir fait des efforts remarquables pour trouver les ressources financières permettant le démarrage et la continuation de ma thèse. Dans ce même but, un effort considérable a été fourni par Mme Christiane Malot, que je remercie pour sa manière de travailler très professionnelle ainsi que pour sa personnalité agréable.

Sans leur aide, la réalisation de cette thèse n'aurait pas été possible.

Ensuite, je tiens à remercier Messieurs René Roy, Roland Dayras, Jean Colin, Cătălin Borcea et Zbigniew Sosin pour avoir accepté de constituer mon jury de thèse. Je les remercie pour leur lecture attentive, pour leurs remarques très avisées et pour une soutenance de thèse très agréable.

Je remercie M. Jean-Claude Steckmeyer pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse, pour sa présence et son accompagnement très soutenus tout au long de ma thèse ainsi que pour son aide inestimable pendant la difficile période de la rédaction.

Je remercie tous les physiciens de la Collaboration INDRA et plus particulièrement les physiciens du LPC et du GANIL, pour les discussions vives et dynamiques pendant les nombreuses réunions de travail. Un grand merci à Olivier Lopez, le grand maître de la deuxième campagne INDRA, pour m'avoir fait partager à de nombreuses reprises son savoir et son expérience.

Merci à Olivier et Jean-Claude Angélique pour savoir toujours créer un climat joyeux et détendu au sein du labo.

Je remercie toutes les personnes du service administratif pour leur aide : Mme. Michèle de Claverie, Sandrine, Evelyne, Géraldine et Bernadette.

Merci à Thierry pour tous les dépannages informatiques.

Merci aux physiciens de l'institut de physique Smoluchowski, que j'ai eu le plaisir de rencontrer lors de mon déplacement à Cracovie, pour leur accueil chaleureux et pour leur amitié. Plus particulièrement, je remercie Messieurs R. Planeta, Z. Majka, K. Grotowski, A. Wieloch et Z. Sosin, pour leur grande hospitalité et pour les intenses discussions que nous avons eues.

Je remercie Zbyszek Sosin, avec lequel j'ai eu un grand plaisir de travailler, aussi pour ses nombreuses explications concernant le modèle PIRAT.

Je tiens à remercier les physiciens et thésards du département de physique du noyau de l'IReS Strasbourg, pour l'aide reçue pendant la toute dernière période de la rédaction de la thèse. Un merci spécial à Fayçal pour son soutien continu dès mon

arrivée à Strasbourg. Il est quelqu'un d'extraordinaire. Merci à Jeannine pour m'avoir toujours encouragée avec son sourire merveilleux, merci à Benoît, Olivier et Farid pour avoir été prêts à m'aider dans les moments difficiles.

Merci à tous ceux qui par leur présence agréable ou par leurs conseils m'ont aidé à garder un bon moral pendant les trois années écoulées, merci à Jana et François d'Oliveira, à Georgi et Marisha, à Gabi Goupillot, à Nathalie Marie.

Merci à Lynda et à Nathalie Bellaize, pour leur gentillesse naturelle, merci à Ayméric, à Jean-Luc, à Nathalie Amar, à Elena, à Nicolas, à Maria-José et Alain et à tous les autres thésards du LPC et GANIL.

Un merci avec beaucoup d'amitié pour Cozmin, Valentin et Mihai pour les moments sympas qu'on a passé ensemble dans le style typique roumain.

Merci à Mamy Simone et à Papy René, à Dominique et Daniel Patois pour m'avoir honorée de leur présence pendant la soutenance de la thèse. Leur chaleur et leur gentillesse ont été pour moi un doux cadeau. Merci.

Pendant ma thèse j'ai eu la chance inespérée de rencontrer Loredana, pour qui j'ai une reconnaissance infinie, pour sa belle amitié, pour ses conseils et son esprit critique, pour sa profonde sensibilité et pour sa grandeur d'âme. Je la remercie pour avoir été toujours présente pour moi, en tant que collègue de travail ou amie. Bonne chance, Lori!

J'aimerais aussi remercier Iolanda, sans laquelle je ne pourrais même pas imaginer ces trois dernières années. Toujours prête à m'aider, elle a été une vraie amie et une compagnie très douce et sympathique pendant tout ce temps. Merci, Iolanda, et je te souhaite bon courage pour la suite!

Merci pour savoir toujours m'écouter, pour sa tendresse et son amour et sa présence si chère, à mon ami et époux, Yannick.

Et parce que un merci ne sera jamais suffisant, j'embrasse de tout mon cœur ma famille, mes parents, sans lesquels je ne serais jamais arrivée ici. Merci pour leur soutien fantastique pendant ces dernières années, pour leurs sacrifices et pour leur amour sans limites. Merci tout spécialement à mon père, qui a été le premier à me faire découvrir la physique.

À mon père

Table des matières

Introduction	9
1 Le multidétecteur INDRA	17
1.1 Introduction	19
1.2 Caractéristiques et performances	20
1.3 Les détecteurs	23
1.4 La géométrie	25
2 Étalonage des chambres d'ionisation	27
2.1 Introduction	29
2.2 Identification des fragments et particules	29
2.2.1 Matrices expérimentales	30
2.2.2 Principe d'identification des particules	37
2.2.3 Procédures d'identification	38
2.3 Étalonage en énergie des chambres d'ionisation	45
2.3.1 Étalonage électronique	45
2.3.2 Étalonage en énergie	46
3 Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile	49
3.1 Introduction	51
3.1.1 Vitesse relative	51
3.1.2 Calorimétrie	52
3.1.3 Thermométrie	53
3.2 Première méthode : soustraction de la composante non-équilibrée	56
3.2.1 Sélections	56

Table des matières

3.2.2	Mise en évidence des particules évaporées	58
3.2.3	Mise en évidence des particules émises à mi-rapidité	60
3.2.4	Hypothèses sur les émissions de mi-rapidité	64
3.2.5	Particules évaporées - particules de mi-rapidité	64
3.2.6	Normalisation des spectres	67
3.2.7	Multiplicité de particules légères évaporées	70
3.2.8	Probabilité d'évaporation	72
3.2.9	Reconstruction de la taille du quasi-projectile	73
3.2.10	Multiplicité des neutrons	75
3.2.11	Détermination de l'énergie d'excitation	77
3.3	Seconde méthode: sélection de la composante évaporative	85
3.3.1	Principe de la méthode	85
3.3.2	Caractéristiques des particules émises par une source	85
3.3.3	Sélections	86
3.3.4	Mise en évidence des particules émises par le QP	87
3.3.5	Simulation	90
3.3.6	Résultats de la simulation	99
3.3.7	Probabilité d'évaporation	102
3.3.8	Détermination de l'énergie d'excitation	103
3.3.9	Comparaison avec GEMINI	105
3.4	Troisième méthode: sélection de la composante évaporative dans l'hémisphère avant	107
3.4.1	Principe de la méthode	107
3.4.2	Sélections	107
3.4.3	Reconstruction du quasi-projectile	107
3.4.4	Détermination de l'énergie d'excitation	108

4 Comparaison des énergies d'excitation expérimentales avec les prédictions du modèle PIRAT 111

4.1	Présentation du modèle PIRAT	113
4.2	Comparaison des caractéristiques générales	116
4.3	Caractéristiques cinématiques des particules légères	118
4.4	Discussion sur le classement en paramètre d'impact	120
4.4.1	Moment cinétique initial	120
4.4.2	Multiplicité totale	122

4.4.3	Influence de la variable de sélection	123
4.5	Influence des sélections sur les caractéristiques de la source	126
4.6	Application de la calorimétrie	133
4.6.1	Influence du détecteur sur les caractéristiques du quasi-projectile	133
4.6.2	Influence de la méthode expérimentale	134
4.7	Comparaison avec les données (I)	137
4.7.1	Caractéristiques du résidu	137
4.7.2	Multiplicités des particules évaporées	138
4.7.3	Énergies cinétiques des particules évaporées	139
4.7.4	Taille de la source	140
4.7.5	Énergie d'excitation	141
4.8	Comparaison avec les données (II)	143
4.8.1	Caractéristiques du résidu	143
4.8.2	Multiplicités des particules évaporées	143
4.8.3	Énergies cinétiques des particules évaporées	144
4.8.4	Taille de la source	145
4.8.5	Énergie d'excitation	146
4.9	Discussion	148

5 Corrélation entre l'énergie d'excitation et le spin du quasi-projectile 155

5.1	Le code de désexcitation statistique GEMINI	158
5.2	Simulations réalisées avec GEMINI	159
5.3	Principe de la méthode d'extraction de la corrélation $E^*/A-J$	162
5.4	Simulations	162
5.4.1	Collisions associées à $b_{red} = .9$	163
5.4.2	Collisions associées à $b_{red} = .7$	167
5.4.3	Caractéristiques des particules légères	168
5.4.4	Remarque à propos des IMF	171
5.5	Comparaison de la corrélation expérimentale ($J-E^*/A$) avec les résultats du modèle PIRAT	172

Table des matières

Conclusion	175
Annexe 1 : Calorimétrie	181
Annexe 2 : Tri en paramètre d'impact	185
Bibliographie	189

Introduction

L'un des objectifs de la recherche en physique nucléaire est la construction de l'équation d'état de la matière nucléaire, c'est-à-dire la détermination d'une relation entre variables d'état telles que la pression, la température et la densité. La connaissance de cette équation est importante pour comprendre les propriétés de la matière nucléaire. La construction de l'équation d'état passe par une exploration du diagramme de phases de la matière nucléaire. Il faut donc l'étudier hors de son point d'équilibre, lorsqu'elle est soumise à des conditions de températures, de pressions ou de densités élevées. C'est pourquoi les physiciens étudient la matière nucléaire chaude, ou les noyaux chauds.

Un moyen de créer des noyaux fortement excités (ou noyaux chauds) est l'utilisation de collisions d'ions lourds [SUR89]. En fonction de l'énergie de bombardement, différents mécanismes de réaction se développent. Pour des énergies de bombardement inférieures à 10 MeV/nucléon, des noyaux modérément excités sont formés par fusion dans les collisions centrales. Dans les collisions périphériques, en voie de sortie se retrouvent deux objets associés au projectile (le quasi-projectile) et à la cible (la quasi-cible). Des transferts très inélastiques de nucléons entre ces noyaux conduisent à une dissipation de l'énergie cinétique initiale et à la formation de noyaux excités [BA80]. Le mécanisme de dissipation d'énergie et de transfert de masse entre le projectile et la cible est ainsi décrit par des modèles de transfert de nucléons [RAN83], dans lesquels domine le champ moyen.

Aux énergies supérieures à 100 MeV/nucléon, les expériences mettent en évidence également la formation de noyaux chauds et les modèles du type "participants-spectateurs" donnent une bonne description des phénomènes mis en jeu à ces énergies [SCH]. L'influence du champ moyen est atténuée, laissant la place aux collisions nucléon-nucléon comme moyen principal d'interaction.

Que se passe-t-il dans la zone des énergies intermédiaires, entre 10 et 100 MeV/nucléon? Les mécanismes de réaction de production des noyaux chauds sont-ils les mêmes que ceux rencontrés aux basses énergies? Ou bien sont-ils décrits par les mêmes processus que ceux présents dans le domaine des énergies relativistes?

La question suscite beaucoup d'intérêt dans ce domaine d'énergies incidentes, en raison de la complexité et du mélange des mécanismes de réaction qui peuvent s'y développer : fusion et transferts très inélastiques de basse énergie, émissions de pré-équilibre et au "col" aux énergies intermédiaires et zone participante très chaude aux énergies plus élevées.

Pour le domaine des énergies intermédiaires, il a été établi expérimentalement que le processus binaire dissipatif est le mécanisme dominant [BOR88][LOT92][RIV96][STF95][BIZ93][BEA96], et cela même pour des systèmes plus légers dans des collisions centrales [LAR95][PET95]. Ce mécanisme est extrêmement efficace pour produire des noyaux chauds avec des énergies d'excitation jusqu'à environ 10 MeV/nucléon. Des modèles inspirés de ceux utilisés aux énergies relativistes décrivent certaines caractéristiques des quasi-projectiles dans le domaine des énergies intermédiaires [DAY86][RAM85][NAT81][MRJ88]. Néanmoins, les processus de dissipation semblent toujours être gouvernés par les transferts inélastiques (comme ceux présents aux basses énergies) entre le projectile et la cible jusqu'à des énergies de bombardement aussi élevées que 60 MeV/nucléon [STE89]. Ces observations montrent que le domaine des énergies intermédiaires est un domaine de transition entre les basses et hautes énergies.

Les études de la dissipation de l'énergie cinétique et du moment cinétique orbital doivent permettre de préciser les caractéristiques des processus mis en jeu dans les collisions aux énergies intermédiaires. La dissipation de l'énergie cinétique incidente est répartie sur des degrés de liberté thermiques, rotationnels et de compression. Cette énergie se retrouve sous forme d'énergie d'excitation des noyaux chauds, ou chaleur. De même, une partie du moment cinétique orbital est transférée aux deux partenaires de la réaction en spins intrinsèques.

Ce travail a comme objectif de déterminer l'énergie d'excitation et le spin des quasi-projectiles formés dans des réactions entre ions lourds. Ces paramètres gouvernent l'évolution de l'interaction entre deux ions lourds. Ils décident du devenir de ces noyaux et en particulier de leur désexcitation. La connaissance des valeurs de ces paramètres

est aussi une donnée importante pour les modèles qui se proposent de décrire ces mécanismes.

La détermination de l'énergie d'excitation du quasi-projectile nécessite de reconstruire ce quasi-projectile. La reconstruction du quasi-projectile s'effectue en sélectionnant les produits issus de sa désintégration. La difficulté de la reconstruction provient de ce que les produits, émis par la source quasi-projectile, sont mélangés à d'autres ne provenant pas du quasi-projectile.

En effet, il a été observé aux énergies intermédiaires que les produits issus de la désexcitation statistique des sources primaires sont accompagnés de produits émis lors de processus non statistiques, ou directs, ou de pré-équilibre [TSA86][DAY89][PET90][LAN98]. Cette composante non-équilibrée se présente sous forme d'émissions de particules légères et de fragments de masse intermédiaire (entre les masses des particules et celles des noyaux primaires). Ces particules et fragments ont des vitesses comprises entre la vitesse du projectile et la vitesse de la cible. De ce fait, elle est appelée composante de *mi-rapacité*. Elle est présente à toutes les énergies incidentes et tous les paramètres d'impact.

L'étude de ces particules, en relation avec le flot latéral de matière [BUT95][ANG97], est censée donner des informations sur l'interaction nucléon-nucléon. L'influence de la composante de mi-rapacité dans les analyses de reconstruction des sources a fait l'objet d'études récentes [DOR00][LUK97][PLA99][LEF00][GIN02].

Quelle est l'influence de la composante de mi-rapacité sur la reconstruction du quasi-projectile? La production de mi-rapacité est difficilement séparable des produits provenant de désexcitations statistiques. Il est également établi qu'une fraction de la masse du système est emportée par les particules et les fragments de mi-rapacité, fraction d'autant plus importante que le paramètre d'impact diminue [LEF00][LUK97]. Ces particules emportent aussi une fraction de l'énergie cinétique initiale. Afin de re-

construire proprement la source, il faut isoler les particules de mi-rapacité de façon à ne pas les prendre en compte dans la reconstruction du quasi-projectile.

Différentes méthodes ont été utilisées pour sélectionner les produits émis par la source. Certains travaux ont considéré comme étant émises par la source les particules entourant le résidu d'évaporation et comprises dans une sphère de rayon donné dans l'espace des vitesses [LLE93]. D'autres ont supposé que l'hémisphère avant de la source n'est pas contaminée par les émissions de mi-rapacité, et que la source émet des particules isotropiquement ; cela a permis de reconstruire la source en doublant la contribution des particules détectées dans l'hémisphère avant de la source [CUS93][GEN99][STE01]. Plus sophistiquées encore sont les méthodes probabilistes, associant à chaque particule détectée une probabilité qu'elle soit évaporée par la source [VIE94][GIN98]. Cette probabilité est construite sur des hypothèses tendant à séparer la contribution non-équilibrée de mi-rapacité de celle équilibrée associée à la désexcitation statistique du noyau source.

En nous inspirant de ces travaux, nous reconstruirons l'énergie d'excitation du quasi-projectile selon trois méthodes. La première méthode consistera à évaluer la contribution des particules de mi-rapacité dans le spectre de vitesses et à retrancher cette contribution. La seconde méthode repose sur une tentative de sélectionner des particules réellement émises par le quasi-projectile [BU02]. La dernière consiste à reconstruire le quasi-projectile en doublant la contribution des particules et fragments émis à l'avant dans son propre repère.

Après une présentation du dispositif expérimental grâce auquel ces événements ont pu être enregistrés (chapitre 1), et une description des méthodes d'étalonnage effectuées (chapitre 2), le chapitre 3 est consacré à la présentation des trois méthodes de sélection des particules et fragments pour reconstruire la source quasi-projectile et déterminer son énergie d'excitation. Dans le chapitre 4, les résultats obtenus sont comparés avec les prédictions du modèle PIRAT [SOS01], qui décrit les processus de production des

noyaux excités par transfert stochastique de nucléons, couplé au code de désexcitation statistique GEMINI [CHA88]. La comparaison portera sur l'énergie d'excitation, la charge du quasi-projectile et les multiplicités de particules légères évaporées. La présentation d'une méthode de détermination du spin est proposée dans le chapitre 6 et les résultats également confrontés aux prédictions du modèle.

Chapitre 1

Le multidétecteur INDRA

(Identification de Noyaux avec **D**étection
et **R**ésolution **A**ccrues)

Chapitre 1. Le multidétecteur INDRA

1.1 Introduction

L'objectif physique qui a mené à la conception du multidétecteur INDRA est l'étude de la matière nucléaire dans ses états extrêmes (température et pression élevées).

Lors de collisions entre ions lourds aux énergies intermédiaires, des noyaux fortement excités (chauds) sont créés et des processus spécifiques de désexcitation sont mis en jeu. À des grandes valeurs de l'énergie d'excitation, une des désexcitations possibles pour le noyau est la multifragmentation nucléaire. Les noyaux chauds peuvent également se désexciter par émission abondante de particules légères, de fragments de masses intermédiaires et de neutrons. Ces produits sont distribués dans tout l'espace, sur une large plage en énergie cinétique et en charge. Pour comprendre les différents mécanismes en compétition dans ce domaine d'énergie incidente ($20 < E_{inc} < 100$ MeV/nucléon) et particulièrement l'origine de la multifragmentation, une détection complète de ces produits est nécessaire.

Pour répondre à cette exigence, il faut concevoir des détecteurs 4π (pour couvrir tout l'espace accessible aux particules émises), avec des seuils bas en énergie (pour la détection des particules et fragments lents), une granularité élevée (pour éviter les doubles comptages aux angles où les émissions sont intenses), une large dynamique et une bonne résolution en énergie pour l'identification de tous les produits formés, événement par événement.

Dans la famille des multidétecteurs 4π de deuxième génération, INDRA ([PO95], [PO96]) est un ensemble optimisé pour la détection et l'identification de particules chargées avec une résolution accrue par rapport aux multidétecteurs de la première génération [BIZ86] [BOU87][DRA89][SOU90][PRU90][PEG90] [RUD91][LAR94] (comme par exemple AMPHORA, NAUTILUS). Il est adapté pour le domaine des énergies du GANIL, pour des faisceaux allant de l'argon à 95 MeV/nucléon jusqu'à l'uranium à 25 MeV/nucléon.

Chapitre 1. Le multidétecteur INDRA

Les principaux paramètres d'INDRA : une couverture angulaire de 90% de l'espace total, une granularité importante de 324 cellules de détection, une géométrie et un choix de détecteurs, font d'INDRA un ensemble de mesure avec les performances requises pour les études de la matière nucléaire hors équilibre.

1.2 Caractéristiques et performances

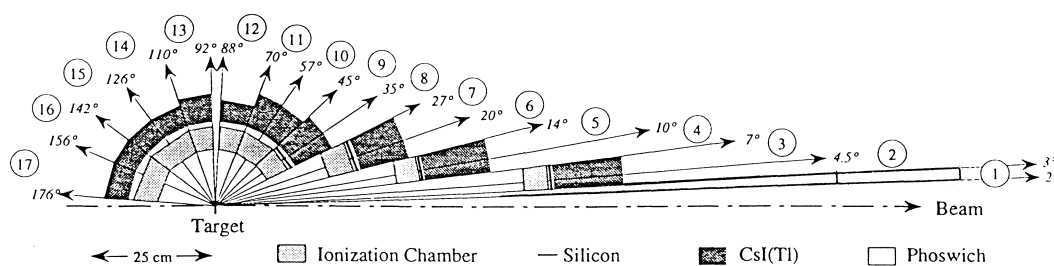


FIG. 1.1 – *Le multidétecteur INDRA.*

La détermination de la granularité (ou le nombre de cellules de détection) a nécessité un compromis. Plus le nombre de cellules est grand, plus la probabilité de détecter une seule particule par cellule augmente. En revanche, dû aux parois entre les différentes cellules, les zones mortes plus nombreuses vont diminuer l'efficacité géométrique. Le nombre total de cellules a été déterminé en fixant le taux de détections multiples (plusieurs particules provenant d'un même événement physique détectées dans la même cellule) inférieur à 5%.

Si on considère que l'émission des particules est telle que le nombre de particules détectées par cellule est uniforme sur l'ensemble du détecteur, dans ce cas la probabilité de double comptage P_{dc} dépend du rapport $\frac{M}{N_{cell}}$, M est la multiplicité de particules à mesurer et N_{cell} est le nombre de cellules de détection. La condition $P_{dc} < 5\%$ impose d'avoir $\frac{N_{cell}}{M} = 8$ ([PO95]). Étant donné les énergies incidentes du GANIL et la nature des systèmes étudiés, la multiplicité attendue de particules légères est de $M \approx 40$ et celle

1.2. Caractéristiques et performances

Phoswich NE102 - NE115								
Ring N°	θ_{\min} (°)	θ_{\max} (°)	N	$\Delta\phi$ (°)	e NE102 (mm)	e NE115 (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)	d (cm)
1	2	3	12	30	0.5	250	0.37	130

Ring N°	CsI(Tl)						Si	Ionization Chamber				
	θ_{\min} (°)	θ_{\max} (°)	N	$\Delta\phi$ (°)	e (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)	e (μm)	$\Delta\phi$ (°)	N	n CsI(Tl)	d (cm)	$\Delta\Omega$ (msr)
2	3	4.5	12	30	138	0.74	300	30	12	3	65.4	2.9
3	4.5	7	24	15	138	1.01	300					
4	7	10	24	15	138	1.70	300	30	12	4	38.4	10.3
5	10	14	24	15	138	3.21	300					
6	14	20	24	15	97	8.01	300	30	12	4	25	37.7
7	20	27	24	15	97	11.2	300					
8	27	35	24	15	90	15.8	300	30	12	4	12	86.0
9	35	45	24	15	90	26.4	300					
10	45	57	24	15	76	39.6	None	30	12	4	12	183
11	57	70	24	15	76	50.3	None					
12	70	88	24	15	48	81.0	None	30	12	2	12	155
13	92	110	24	15	60	82.3	None	45	8	3	12	240
14	110	126	16	22.5	50	93.5	None	45	8	4	12	338
15	126	142	16	22.5	50	73.1	None					
16	142	157	8	45	50	91.2	None	45	8	2	12	144
17	157	176	8	45	50	50.9	None					

Caption : N : number of detectors per ring d : distance from target
e : thickness of detector θ : polar angle
 $\Delta\Omega$: solid angle of detector ϕ : azimuthal angle
n : number of CsI(Tl) behind an ionization chamber

FIG. 1.2 – *Le multidétecteur INDRA.*

Chapitre 1. Le multidétecteur INDRA

des fragments lourds $M \approx 10$. L'estimation du nombre de détecteurs utiles est donc : $N_{cell} \approx 320$ pour la mesure des particules légères et $N_{cell} \approx 80$ pour la détection des fragments lents.

Le nombre final de détecteurs utilisés suit donc ce raisonnement : 96 chambres d'ionisation *ChIo* constituent un premier étage de détection pour les fragments peu énergétiques.

Aux angles avant ($\theta < 45^\circ$) les fragments énergétiques imposent deux étages de détection supplémentaires, des détecteurs silicium *Si* (au nombre de 180 plages) et des scintillateurs à iodure de césium (dopés au thallium) *CsI*. Aux angles arrière ($\theta > 45^\circ$) le deuxième étage n'est constitué que de scintillateurs *CsI*. Ces scintillateurs sont au nombre total de 324 et assurent l'identification des particules aux grandes énergies cinétiques.

Les performances du multi-détecteur, liées aux besoins de la physique dans ce domaine d'énergies incidentes sont les suivantes :

1. *une grande dynamique en énergie*: le choix des détecteurs et de l'électronique associée [PO96] est tel qu'il assure la mesure d'énergies cinétiques de 1 MeV jusqu'à 6 GeV ;

2. *une grande dynamique en charge* qui permet une identification du numéro atomique du proton ($Z = 1$) jusqu'à l'uranium ($Z = 92$).

L'identification en charge des particules et fragments jusqu'à la charge du projectile est réalisée aux angles avant ($3^\circ < \theta < 45^\circ$) alors qu'aux angles arrière elle l'est jusqu'à $Z = 20$. En ce qui concerne l'identification en masse, elle n'est possible que pour les particules légères ($Z \leq 4$).

L'accès à l'identité complète (Z, A) des particules produites accompagnée de la mesure de leur énergie dans tout l'espace 4π est un réel défi, d'une grande importance pour la caractérisation non-ambiguë des processus se manifestant aux énergies intermédiaires. Ce point ainsi que la détection des neutrons fait l'objet de recherche et développement pour la conception de futurs dispositifs expérimentaux.

1.3 Les détecteurs

Le choix des détecteurs satisfait les conditions suivantes : avoir des seuils bas de détection, mesurer les particules sur toute la gamme en énergie et avoir une bonne résolution pour l'identification sur toute la gamme des numéros atomiques attendue.

INDRA est composé de télescopes constitués de plusieurs étages de détecteurs différents. Cela permet d'utiliser la technique de détection $\Delta E - E$: une particule chargée traverse un détecteur et y dépose une fraction de son énergie (ΔE). Elle continue son parcours et s'arrête dans le détecteur suivant où elle laisse toute son énergie résiduelle. En mesurant les deux quantités d'énergie dans les deux détecteurs, on accède au numéro atomique Z de la particule.

Dans le premier étage, il est nécessaire d'avoir des seuils bas en énergie, pour la détection des fragments lents. Des chambres d'ionisation à gaz ont été choisies parce qu'elles fournissent un signal significatif même pour des faibles ionisations dans le gaz. L'épaisseur de ce type de détecteur est fonction de la pression du gaz. Les ChIo fonctionnent à des pressions de gaz faibles (50 mbar à l'avant et 30 mbar à l'arrière). La profondeur d'une cellule ChIo est ≈ 5 cm. Les chambres couvrent tout l'espace entre 3° et 176° .

En fonction de l'angle polaire il y a soit un, soit deux étages de détection supplémentaires. Cette particularité est dictée par la cinématique de la réaction : plus la vitesse du centre de masse est grande (encore plus accentuée dans la cinématique inverse), plus les particules sont focalisées aux angles avant dans la direction du faisceau. Cela nécessite des détecteurs épais ou deux couches de détection.

Aux angles avant, $3^\circ < \theta < 45^\circ$, sont détectés des particules et des fragments lents provenant de la cible ainsi que des particules et des fragments ayant la vitesse du projectile. Les produits lents sont détectés dans les chambres d'ionisation. Les plus rapides, en revanche, traversent les chambres en déposant des quantités très faibles d'énergie dans ce premier étage. Cette perte d'énergie ne suffit pas pour identifier la

Chapitre 1. Le multidétecteur INDRA

particule. Un deuxième étage consiste en détecteurs de silicium d'épaisseur $300 \mu\text{m}$, disposés derrière les chambres d'ionisation. Ils offrent une bonne résolution en charge et ils arrêtent des fragments plus énergétiques. Les pertes d'énergie laissées par les particules légères sont de quelques MeV dans ce type de détecteur et rendent nécessaire l'utilisation d'un troisième étage de détection : les détecteurs scintillateurs CsI. Ils ont des longueurs variables selon l'angle polaire. Leur grand pouvoir d'arrêt leur permet de retenir les particules les plus rapides, comme les protons qui ont un long parcours dans la matière. L'utilisation des détecteurs CsI dans tout l'espace 4π a aussi l'avantage de fournir la masse des particules légères par la technique de discrimination en forme du signal. En revanche, leur désavantage est de ne pas être linéaires en énergie. Pour cette raison, la calibration de ces détecteurs est plus difficile que celle des chambres d'ionisation ou des détecteurs Si.

Le domaine de $\theta < 2^\circ$ correspond au passage du faisceau, aucun détecteur ne s'y trouve.

Entre $2^\circ < \theta < 3^\circ$ (première couronne d'INDRA) c'est le domaine où on attend des taux de production importants de particules issues de processus de diffusion quasi-élastique. De ce fait, dans les deux premières campagnes de mesures, des détecteurs phoswich (composés de deux scintillateurs plastiques) ont été employés, pour leur capacité à supporter des taux de comptage élevés et de fournir un signal prompt. Dans la troisième campagne (1997) le détecteur a été modifié aux angles avant et couplé aux télescopes Si-CsI et Si-fragments de Chimera. Pour la quatrième campagne (1999) 12 télescopes formés de deux détecteurs Si-CsI ont été construits pour l'occasion et ont remplacé les phoswichs.

Aux angles arrière $45^\circ < \theta < 176^\circ$ où la dynamique en énergie est moins importante, deux étages de détection suffisent pour identifier et arrêter les particules. Aussi, pour des raisons de coût élevé des détecteurs silicium, dans cette région les chambres d'ionisation ont été couplées à des scintillateurs CsI.

1.4 La géométrie

La géométrie et la disposition spatiale des détecteurs choisis tiennent compte des propriétés de symétrie des réactions. L'axe du faisceau est un axe de symétrie naturel. Par conséquent, le multidétecteur est composé de 17 couronnes ayant pour axe de symétrie l'axe de faisceau. Les cellules de détection sont réparties uniformément dans chaque couronne.

En raison de l'asymétrie avant-arrière des taux de production des particules, liée à la focalisation vers l'avant due à la vitesse du centre de masse, le nombre de modules de détection dans une couronne varie en fonction de l'angle polaire : 8,12,16,24.

Les couronnes sont disposées en 6 groupes mécaniques, réparties dans les régions suivantes de l'espace :

- la première couronne, $2^\circ < \theta < 3^\circ$, domaine couvert par les détecteurs résistant aux forts taux de comptage ;

- six couronnes (2-3, 4-5, 6-7), dans le domaine de $3^\circ < \theta < 27^\circ$ où trois étages de détection sont nécessaires (ChI_o-Si-CsI) et où la granularité des détecteurs est grande, 24 modules par couronne ;

- 5 couronnes (8-12), pour $27 < \theta^\circ < 88^\circ$, avec deux étages constitués des ChI_o-CsI et une granularité moins importante ;

- 5 couronnes (13-17), $92 < \theta^\circ < 176^\circ$, avec deux étages ChI_o-CsI.

La perte d'efficacité géométrique représente 10% de l'angle solide et provient de l'absence de détecteurs dans les régions : $88 < \theta^\circ < 92^\circ$ (pour le porte-cible), $0^\circ < \theta < 2^\circ$ et $\theta > 176^\circ$ (pour le passage du faisceau), et les parois des chambres d'ionisation qui induisent des zones mortes.

En résumé, le multidétecteur INDRA a été conçu pour détecter la majorité des particules légères et fragments produits dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires avec les performances suivantes :

- un seuil d'identification de l'ordre de 1 MeV/nucléon,

Chapitre 1. Le multidétecteur INDRA

- une identification isotopique des particules légères ($Z \leq 4$),
- une grande dynamique en numéro atomique et en énergie,
- une efficacité géométrique de 90% de 4π .

Chapitre 2

Étalonnage des chambres d'ionisation

Chapitre 2. Étalonnage des chambres d'ionisation

2.1 Introduction

Aux angles avant situés dans la direction du faisceau, la gamme en charge et en énergie des produits de réaction est très étendue car les produits détectés proviennent essentiellement du projectile et sont donc entraînés avec des grandes vitesses, proches de la vitesse du projectile. En revanche, les particules et fragments détectés aux angles arrière proviennent de la cible et ont une gamme en vitesse et donc en énergie beaucoup moins étendue.

Dans le domaine angulaire avant, $2^\circ < \theta < 45^\circ$, trois étages de détection sont utilisés : des chambres d'ionisation (ChIo), des détecteurs silicium (Si) et des détecteurs scintillateurs à iodure de césium (CsI), tandis que dans le domaine arrière, $45^\circ < \theta < 176^\circ$, seuls deux étages de détection sont utilisés : des chambres d'ionisation et des détecteurs à iodure de césium.

L'objectif de l'étalonnage est de convertir les signaux électriques générés au passage des particules dans les détecteurs en informations physiques : la charge, la masse et l'énergie.

Les étalonnages décrits dans ce chapitre ont été effectués sur les données de la troisième campagne INDRA : mesure des systèmes Nb+Sn, Nb+Mg à 30 MeV/nucléon, C+Sn, C+Mg à 54 et 95 MeV/nucléon.

2.2 Identification des fragments et particules

Une étape de l'étalonnage consiste en l'identification des particules et fragments détectés, c'est-à-dire la détermination de leur charge et masse [NAL96]. Cette étape a été réalisée sur des matrices brutes, un étalonnage préalable en énergie n'étant pas nécessaire.

Les techniques d'identification en charge sont basées sur deux méthodes :

- la mesure de l'énergie déposée dans deux détecteurs consécutifs, ici ChIo et CsI.

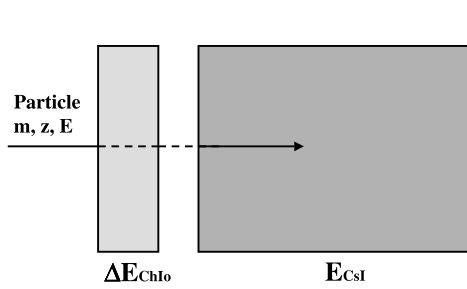


FIG. 2.1 – Principe de la méthode $\Delta E - E$ (interaction de la particule avec la matière.)

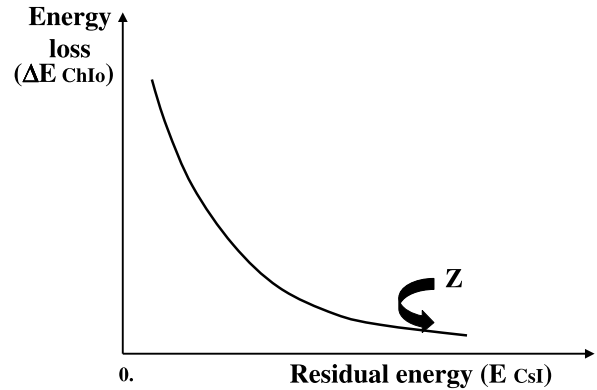


FIG. 2.2 – Principe de la méthode $\Delta E - E$ (identification de la particule.)

- l'analyse en forme des signaux issus des détecteurs scintillateurs. Cette méthode permet aussi l'identification en masse des particules légères ($Z \leq 4$).

Les deux méthodes reposent sur la construction de matrices où les particules se regroupent par famille de même charge.

2.2.1 Matrices expérimentales

Matrices ChIo-Lumière (ou $\Delta E_{ChIo} - E_{CsI}$)

Le principe de la méthode $\Delta E - E$ de l'identification en charge d'une particule est montré schématiquement dans les fig. 2.1 et 2.2 pour le cas particulier où le premier détecteur est la chambre à ionisation (ChIo) et le deuxième détecteur est le scintillateur (CsI).

Une particule de masse m , de charge z et d'énergie cinétique E traverse la chambre, où elle dépose une fraction de son énergie, ΔE_{ChIo} . Elle perd son énergie résiduelle E_{CsI} dans le détecteur scintillateur dans lequel elle s'arrête.

L'énergie déposée par la particule chargée dans le milieu détecteur est décrite par la formule de Bethe ([BET30], [KNO78]):

2.2. Identification des fragments et particules

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{mv^2} NB \quad (2.1)$$

Dans cette formule, e est la charge de l'électron. B représente :

$$B \equiv Z \left[\ln \frac{2mv^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (2.2)$$

N est la densité et Z le numéro atomique des atomes du milieu avec lequel la particule interagit, v la vitesse de la particule et I le potentiel d'ionisation du milieu.

À partir des équations 2.1 et 2.2, on remarque que la perte d'énergie ΔE est proportionnelle à :

$$\frac{m z^2}{E} \quad (2.3)$$

et que les courbes $\Delta E = f(E)$ ont l'allure d'hyperboles (cf. fig. 2.2).

Dans la figure 2.3, est représentée en ordonnée l'énergie déposée dans la chambre d'ionisation (ΔE_{ChIo}) et en abscisse l'énergie déposée dans le scintillateur (E_{CsI}). Cette énergie résiduelle est donnée sous forme d'une quantité de lumière, comme on le détaillera par la suite.

En théorie, l'utilisation du signal de la chambre d'ionisation et du signal du scintillateur converti en lumière aurait dû permettre la superposition des matrices ΔE_{ChIo} -lumière. Une telle superposition aurait fourni une statistique importante et aurait réduit le nombre de matrices à étudier. En pratique la superposition n'a pas été possible en raison de la résolution médiocre des chambres d'ionisation.

Les particules de même charge se groupent sur des hyperboles appelées *lignes de Z*. Ces hyperboles (voir fig. 2.3) dépendent du numéro atomique : pour une quantité de lumière donnée, plus la perte d'énergie est élevée, plus le numéro atomique augmente.

Dans la figure 2.3, nous remarquons une zone où les lignes de Z ne sont pas bien séparées. Cette zone correspond à de faibles pertes d'énergie dans la chambre d'ionisation.

Chapitre 2. Étalonnage des chambres d'ionisation

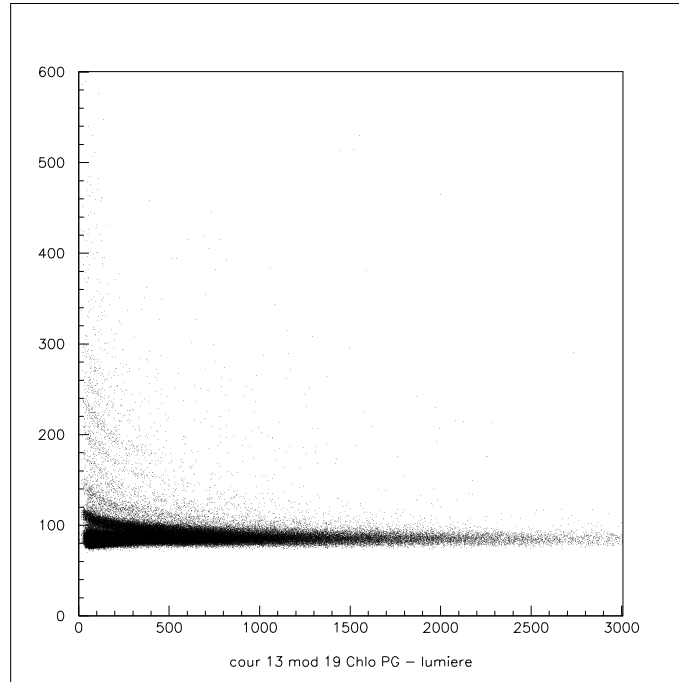


FIG. 2.3 – *Signal petit gain de la chambre d'ionisation en fonction de la lumière créée dans le scintillateur CsI.*

Les fluctuations statistiques du processus de l'interaction particule chargée-matière sont grandes et la résolution de la chambre est insuffisante pour offrir une séparation nette des lignes de Z . Cet effet concerne essentiellement les isotopes de l'hydrogène ($Z=1$) et de l'hélium ($Z=2$).

Les particules légères très énergétiques déposent presque toute leur énergie dans les scintillateurs. Elles sont associées dans la carte de la fig. 2.3 aux grandes valeurs de la lumière (haute énergie). Une meilleure séparation des particules de haute énergie est obtenue en considérant un autre type de matrice, construite avec les deux composantes (rapide et lente) du signal du CsI. L'identification des particules dans ce type de matrice sera présentée par la suite (cf. le paragraphe suivant, matrices CsI_R-CsI_L).

En raison de la grande dynamique en charge des produits de réaction, il est nécessaire de pouvoir séparer des lignes de Z associées aux particules allant de $Z=1$ jusqu'à

2.2. Identification des fragments et particules

la charge du projectile $Z=Z_P$, essentiellement dans le domaine angulaire avant. Cette séparation est difficile en raison de la résolution limitée de la chambre d'ionisation.

Pour résoudre cette difficulté, le signal issu de la chambre a été amplifié avec deux valeurs différentes du gain de l'amplificateur : une valeur petite (*petit gain*) et une valeur grande (*grand gain*), avec un facteur d'amplification relatif de ≈ 16 .

En *petit gain*, toute la dynamique en lignes de Z est observée (fig. 2.3) : les fragments sont bien visibles et les particules légères apparaissent, mais avec une mauvaise résolution. Cette matrice, ChIo-Lumière en *petit gain*, est utilisée pour identifier la charge des fragments.

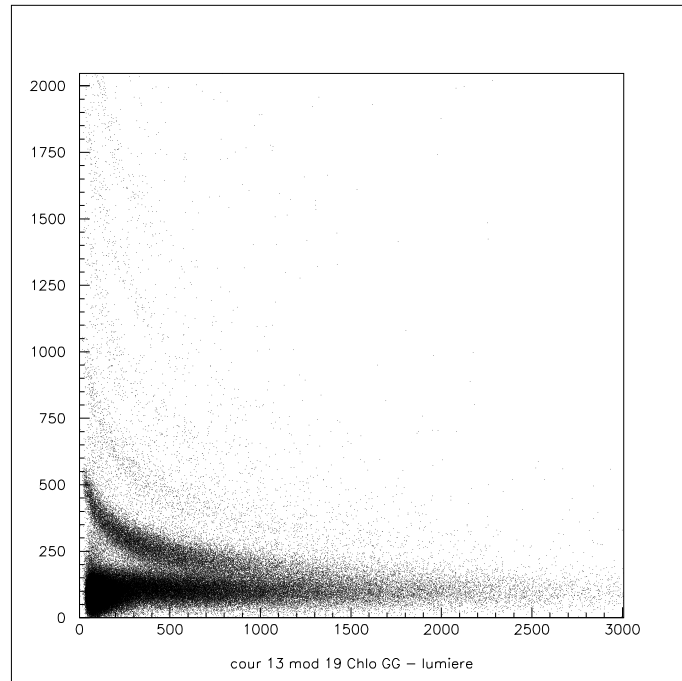


FIG. 2.4 – *Signal grand gain de la chambre d'ionisation en fonction de la lumière produite dans le scintillateur CsI.*

En *grand gain*, les lignes de Z des particules légères, associées aux faibles pertes d'énergie dans la chambre d'ionisation, sont mieux séparées (fig. 2.4). Ces cartes sont utilisées pour l'identification des particules légères aux basses énergies.

Chapitre 2. Étalonnage des chambres d'ionisation

Principe de fonctionnement des scintillateurs CsI

L'interaction des particules chargées dans des scintillateurs se traduit par une émission de lumière. Nous présentons brièvement les mécanismes de scintillation dans les cristaux inorganiques de CsI(Tl) et la façon dont nous construisons expérimentalement cette quantité de lumière.

Dans la structure cristalline des CsI, les électrons occupent des niveaux énergétiques discrets : dans la bande de valence ils sont liés aux atomes du cristal et dans la bande de conduction, ayant une plus grande énergie, ils se déplacent librement.

Par l'activation avec les impuretés du thallium, de nouveaux niveaux énergétiques sont créés à l'intérieur de la bande interdite du cristal (l'état fondamental et les états excités de l'atome de thallium). Par l'intermédiaire de ces niveaux, les électrons auront plus de facilité à migrer entre la bande de conduction et la bande de valence et à produire un photon dans le domaine du visible. Si l'électron est capturé sur un des niveaux excités du thallium et si la transition entre ce niveau et l'état fondamental du thallium est possible, un photon sera émis donnant naissance à la scintillation prompte, la *fluorescence*. Le temps de désexcitation typique est de l'ordre de 10^{-7} s. Si la transition entre les deux niveaux n'est pas permise, l'électron demandera un surplus d'énergie qui l'amènera sur un niveau supérieur depuis lequel la transition vers l'état fondamental est permise. Dans ce cas une scintillation retardée, *phosphorescence*, sera observée, avec des temps caractéristiques de désexcitation de l'ordre de 10^{-6} s.

La lumière totale produite sera par conséquent la somme de deux composantes liées à ces deux types de désexcitation (éq. 2.4). Chaque désexcitation est exprimée par une décroissance de type exponentiel avec l'intensité h_i ($i = 1$ pour la composante rapide et $i = 2$ pour la composante lente) et avec une constante de temps (durée de vie du niveau) spécifique : $\tau_1 = 0.4 - 0.7 \mu s$ pour la décroissance prompte et $\tau_2 = 7 \mu s$ pour la décroissance lente :

2.2. Identification des fragments et particules

$$h = h_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + h_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \quad (2.4)$$

Aux deux contributions de la lumière nous pouvons associer deux composantes dans le signal électrique total. Il est possible expérimentalement de découpler ces deux contributions du signal lumineux total, par l'intégration du signal sur deux fenêtres de temps différentes : $T_1 = 400 \text{ ns}$ (fenêtre rapide, entre 0 et 400 ns) et $T_2 = 1500 \text{ ns}$ (fenêtre lente, entre 1600 et 3100 ns).

Liées à la lumière totale et donc à l'intégrale du signal h , la contribution "rapide" R et la contribution "lente" L sont déduites avec l'éq. 2.5 et l'éq. 2.6 respectivement.

$$R = \frac{h}{\tau_0 - \tau} [\tau_0 (1 - e^{-\frac{T_1}{\tau_0}}) - \tau (1 - e^{-\frac{T_1}{\tau}})] \quad (2.5)$$

$$h \approx L \cdot \frac{\tau_0 - \tau}{\tau_0} (e^{-\frac{T_2}{\tau_0}} - e^{-\frac{T_3}{\tau_0}}) \quad (2.6)$$

Dans ces équations, τ et τ_0 sont les constantes du temps de montée et de descente du signal. Elles dépendent des composantes électroniques des photomultiplicateurs ($\tau = RC$) et ont comme valeurs : $\tau = 20 \text{ ns}$ pour les couronnes 10 et 17, $\tau = 60 \text{ ns}$ pour les autres couronnes arrière, et $\tau_0 = 600 \text{ ns}$. $T_1 = 390 \text{ ns}$, $T_2 = 1590 \text{ ns}$ et $T_3 = 3090 \text{ ns}$ marquent les intervalles d'intégration.

À partir des deux composantes rapide et lente du signal lumineux, il est possible de déterminer la quantité de lumière h , représentée en abscisse dans la matrice de type ChIo-Lumière (fig. 2.4 et 2.3).

Les deux composantes expérimentales permettent également l'identification en charge des particules dans les matrices CsI_R-CsI_L décrites dans le paragraphe suivant.

Une étude approfondie du fonctionnement et des étalonnages des scintillateurs CsI peut être trouvée dans les réf. [PAR02-1][PAR02-2].

Chapitre 2. Étalonnage des chambres d'ionisation

Matrices CsI_R-CsI_L

Les détecteurs scintillateurs à iodure de césium (CsI) permettent d'obtenir une séparation en charge et en masse pour les particules légères par l'analyse de la forme du signal. L'utilisation de cette technique repose sur la dépendance des caractéristiques de la scintillation produite en fonction de la nature de la particule.

Les matrices CsI_R-CsI_L sont construites à l'aide des composantes du signal lumineux, la composante rapide R et la composante lente L (fig. 2.5 a.) introduites précédemment.

Dans la figure 2.5 a) les particules de même numéro atomique Z sont groupées dans des familles distinctes. Nous remarquons ainsi deux familles principales qui correspondent aux $Z = 1$ et $Z = 2$. À l'intérieur de chaque famille les droites différentes sont associées aux isotopes de chaque élément, ici l'hydrogène et l'hélium. Dans la première famille se situent les isotopes de l'hydrogène représentés par trois lignes.

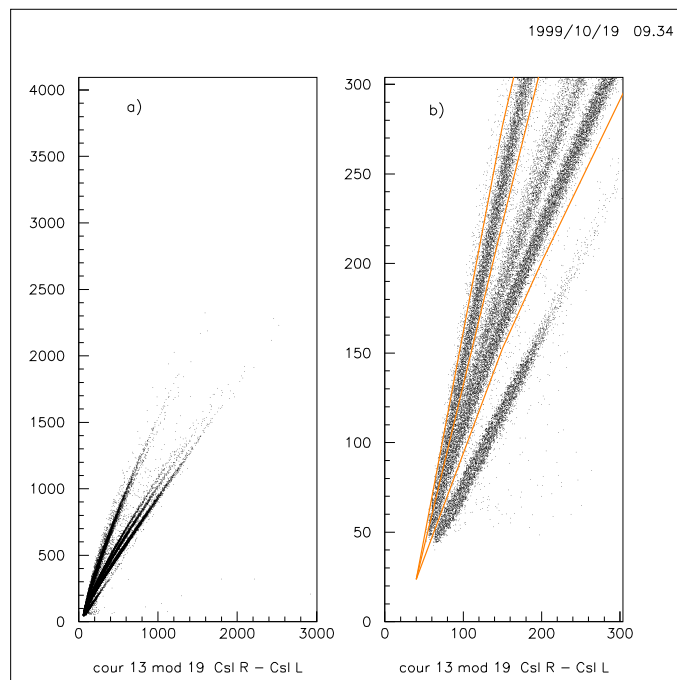


FIG. 2.5 – Séparation des particules légères.

2.2. Identification des fragments et particules

Dans les couronnes arrière, les lignes de $Z=1$ et $Z=2$ sont bien séparées, tandis que les fragments avec $Z>2$ sont tous regroupés sur une seule ligne, en raison de leur énergie trop faible.

Dans la figure 2.5 a., aux basses énergies, associées à des faibles valeurs des signaux R et L, la séparation des lignes n'est pas nette, il est difficile de préciser l'identité de la particule, mais dans ce domaine d'énergie nous utilisons les matrices ChIo-Lumière (voir le paragraphe précédent). Lorsque l'énergie croît (grandes valeurs des signaux R et L), les lignes s'écartent les unes des autres, ce qui permet une meilleure séparation en charge et en masse.

2.2.2 Principe d'identification des particules

L'identification en charge (ou en masse) des particules et fragments consiste à attribuer à chaque ligne expérimentale un numéro atomique Z (ou un nombre de masse A).

Pour séparer les différentes lignes de charge ou de masse, nous avons utilisé soit des contours graphiques tracés autour de chaque ligne, soit une procédure de recherche des lignes de crête (les lignes de maxima associées aux lignes expérimentales).

Les techniques basées sur un relevé manuel des lignes de crête sont applicables dans le cas d'un nombre réduit de matrices à analyser comportant un nombre réduit de lignes. Elles présentent l'avantage d'être utilisables dans le cas de statistiques faibles.

Pour un grand nombre de détecteurs et donc pour un grand nombre de cartes non-superposables, il est préférable d'appliquer une méthode automatique pour trouver les lignes de Z . L'emploi de méthodes automatiques nécessite des statistiques importantes.

Quand le nombre de matrices est trop grand pour utiliser une méthode de relevé manuel, mais que d'un autre côté la statistique est trop faible pour pouvoir trouver les lignes d'une façon automatique, les deux méthodes peuvent être utilisées conjointement.

Nous avons appliqué ces procédures d'identification aux détecteurs des couronnes situées aux angles arrière. La procédure utilisée pour l'identification des particules

Chapitre 2. Étalonnage des chambres d'ionisation

et fragments dans les couronnes arrière est la suivante : les particules légères, pour lesquelles la statistique est suffisante, seront identifiées à l'aide d'une méthode automatique de recherche des lignes de crête et les fragments à l'aide d'un relevé manuel.

2.2.3 Procédures d'identification

Recherche des lignes de Z dans les matrices ChIo-Lumière

Le principe de la méthode est de relever les maxima des lignes de charge expérimentales observées dans les matrices ChIo-Lumière *en grand gain* et d'associer à chaque ligne ainsi construite le numéro atomique Z .

Pour les particules légères, les matrices ChIo-Lumière sont construites sous condition que les particules détectées dans le scintillateur soient identifiées comme des $Z = 1$ ou des $Z = 2$. Cette condition est réalisée par la séparation des deux familles correspondantes dans les matrices CsI_R-CsI_L (fig. 2.5 b.).

Les matrices sont découpées en 7 tranches horizontales (en signal ChIo) et 250 bandes verticales (en lumière). Pour chaque cellule rectangulaire est tracé l'histogramme du signal de la chambre d'ionisation. Dans chacun de ces spectres (fig. 2.6), les maxima représentent les événements de charge 1 et 2. Les coordonnées de ces maxima sont stockées.

À priori, il semble inutile de relever les lignes de $Z = 1$ et $Z = 2$ dans les cartes ChIo-Lumière, puisque ces particules sont déjà identifiées dans les matrices CsI_R-CsI_L (fig. 2.5 b.). La raison de cette procédure est d'avoir des points supplémentaires pour ajuster la fonctionnelle $F = f(h, Z)$ qui devra décrire les lignes expérimentales $\Delta E_{ChIo} = f(h, Z)$ (cf. paragraphe suivant).

Pour les fragments avec $Z > 2$, les lignes de crête sont relevées manuellement dans les matrices ChIo-Lumière lorsque la statistique le permet et les coordonnées des maxima sont également sauvegardées.

2.2. Identification des fragments et particules

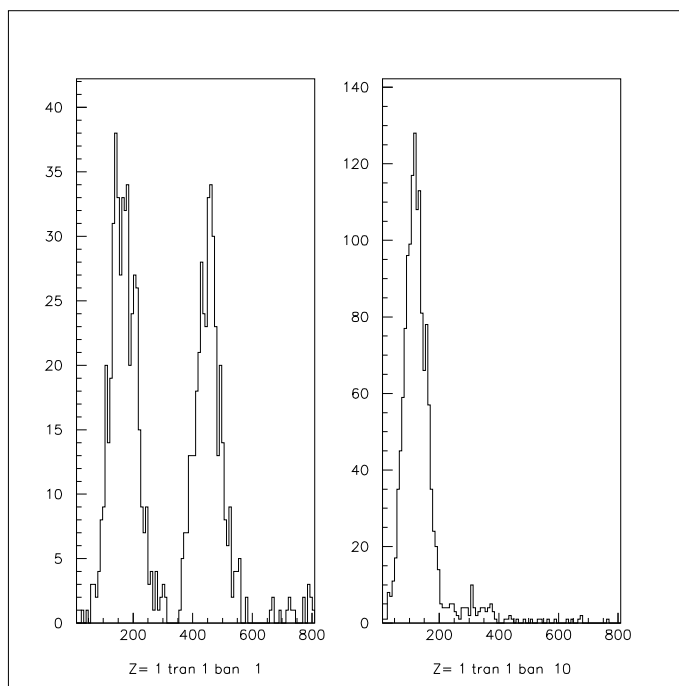


FIG. 2.6 – *Signal ChIo en grand gain pour deux cellules découpées dans la matrice ChIo-Lumière pour les particules $Z = 1$ et $Z = 2$ identifiées dans les CsI.*

Les points expérimentaux ainsi relevés seront ensuite ajustés avec la fonctionnelle $F = f(h, Z)$. Cette procédure (décrite dans les paragraphes suivants) donne la possibilité d'extrapoler et d'obtenir des numéros atomiques élevés dont la trop faible statistique interdit toute visualisation.

Lumière produite dans des scintillateurs

Nous allons présenter dans ce paragraphe l'expression analytique de la lumière créée dans des scintillateurs en fonction de l'énergie déposée. Cette expression ($h(E)$) a servi de base pour la construction de matrices $\Delta E - h$ et de la fonctionnelle d'ajustement F .

La lumière collectée est le résultat de deux types d'interaction : l'interaction primaire entre la particule chargée et les électrons des atomes du milieu et les interactions

Chapitre 2. Étalonnage des chambres d'ionisation

indirectes provoquées par les électrons de grande énergie (électrons δ secondaires) produits dans les collisions primaires.

La lumière par unité de longueur est donnée par la formule de Birks (éq. 2.7). Les interactions qui ont lieu dans le milieu scintillateur conduisent à des excitations des niveaux du cristal qui ensuite vont se désexciter soit par émission de lumière soit par des modes vibrationnels, non-radiatifs (*quenching*). Cette partie de l'énergie, non-radiative, n'étant pas convertie en lumière, ne sera pas directement mesurée. Dans l'éq. 2.7, le coefficient A est l'efficacité de scintillation et B est la constante de Birks qui tient compte des phénomènes de *quenching*.

$$\frac{dh}{dx} = \frac{A \cdot \frac{dE}{dx}}{1 + B \cdot \frac{dE}{dx}} \quad (2.7)$$

Avec le pouvoir d'arrêt spécifique $\frac{dE}{dx}$ donné par la formule de Bethe (voir éq. 2.3) et en effectuant l'intégration sur la direction x , la lumière produite par la particule primaire sera :

$$h_P(E) = a_1 \left[E - a_2 A Z^2 \ln \left(1 + \frac{E}{a_2 A Z^2} \right) \right] \quad (2.8)$$

Le coefficient a_1 est lié au gain du détecteur.

Cette lumière dépend de la nature et de l'énergie de la particule qui interagit avec les atomes du scintillateur : A est la masse de la particule, Z sa charge et E représente l'énergie déposée dans le scintillateur.

Pour prendre en compte dans la formule de la lumière totale, la fraction associée aux interactions des électrons δ , la contribution correspondante est ajoutée et la formule totale devient [PAR02-2] :

$$h(E) = \begin{cases} h_P(E) & \text{si } E < E_0 \\ h_P(E) + a_2 a_4 A Z^2 \ln \left(\frac{E + a_2 A Z^2}{E_0 + a_2 A Z^2} \right) & \text{si } E \geq E_0 \end{cases} \quad (2.9)$$

2.2. Identification des fragments et particules

E_0 est le seuil de production des électrons δ , $E_0 = a_3 A$.

Fonctionnelle d'ajustement des lignes de crête

Dans les cartes expérimentales ChIo-Lumière, les maxima des lignes de crête relevés comme décrit précédemment ont été ajustés avec la fonctionnelle $F = f(Z, X)$, où X est la lumière reconstruite et F la perte d'énergie dans la ChIo. Cette fonctionnelle est paramétrisée comme suit :

$$F = k_1 + \frac{k_2}{k_3 + X} + k_4 \cdot X^{k_5} + k_6 \cdot (k_7^{-k_8 \cdot X}) \quad (2.10)$$

Les coefficients k_1, k_2, k_3, k_4, k_5 sont des polynômes du troisième degré en numéro atomique Z de la particule ($5 * 4 = 20$ paramètres), alors que les coefficients k_6, k_7, k_8 sont des polynômes du deuxième degré en Z ($3 * 3 = 9$ paramètres).

Les 29 paramètres de la fonctionnelle ont été déterminés par ajustement à une *grille théorique* calculée représentant les lignes de Z dans les matrices $\Delta E - h$. Les quantités ΔE ont été calculées à l'aide des tables de pertes d'énergie et h à l'aide de la fonction $h(E)$ présentée précédemment. Les paramètres a_1, a_2, a_3, a_4 avaient été enregistrés par l'ajustement de la fonction $h(E)$ sur des points expérimentaux déterminés après l'étalonnage des détecteurs silicium.

Dans les cartes expérimentales ChIo-Lumière, on s'attend à ce que les lignes de crête expérimentales ne coïncident pas exactement à celles de la grille théorique.

L'ajustement de la grille théorique sur les maxima des lignes de crête expérimentales est assuré par deux transformations linéaires en x (modification de X) et en y (modification de F), cf. éq. 2.11 :

$$F' = p_1 + p_2 \cdot F \qquad X' = p_3 + p_4 \cdot X \quad (2.11)$$

Chapitre 2. Étalonnage des chambres d'ionisation

Le résultat de l'ajustement est montré dans la fig. 2.7. La matrice correspond au détecteur CsI numéro 19 de la couronne 13 et les lignes expérimentales sont visualisées *en petit gain*.

Les points superposés sont les maxima des lignes de crête expérimentales et les courbes ont été ajustées sur ces points par la fonctionnelle F . Les paramètres de fit p_1 , p_2 , p_3 et p_4 sont également indiqués sur la figure.

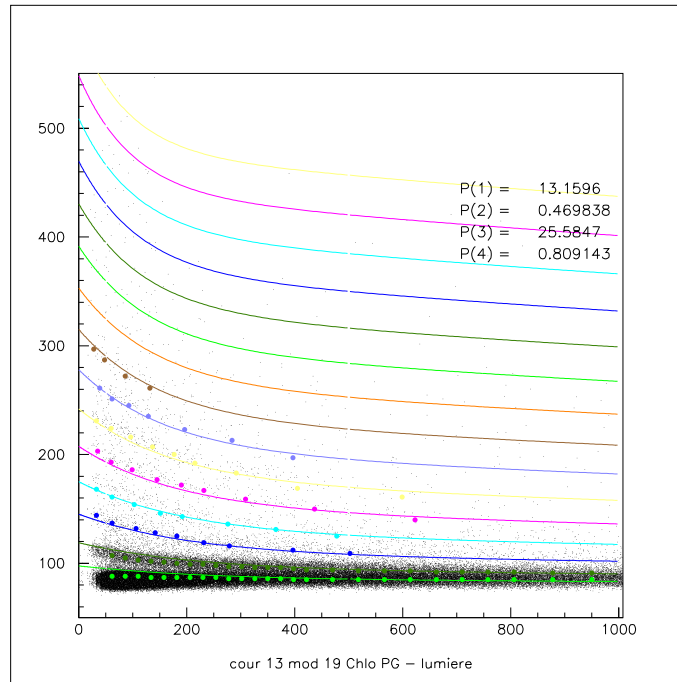


FIG. 2.7 – Corrélation signal petit gain dans la ChIo-quantité de lumière dans le scintillateur; les maxima de lignes de crête relevés (les points) sont ajustés avec la fonctionnelle F donnée par 2.10 (les courbes).

Distribution en charge

Dans les matrices ChIo-Lumière toutes les lignes de Z sont décrites par la fonctionnelle $F = f(h, Z)$, cf. éq. 2.10.

2.2. Identification des fragments et particules

Pour une valeur expérimentale de la lumière X et une valeur d'énergie déposée dans la chambre Y (fig. 2.8) caractérisant une particule donnée, nous voulons déduire, à l'aide de la relation 2.10, le numéro atomique Z correspondant.

La méthode est présentée dans la fig. 2.8.

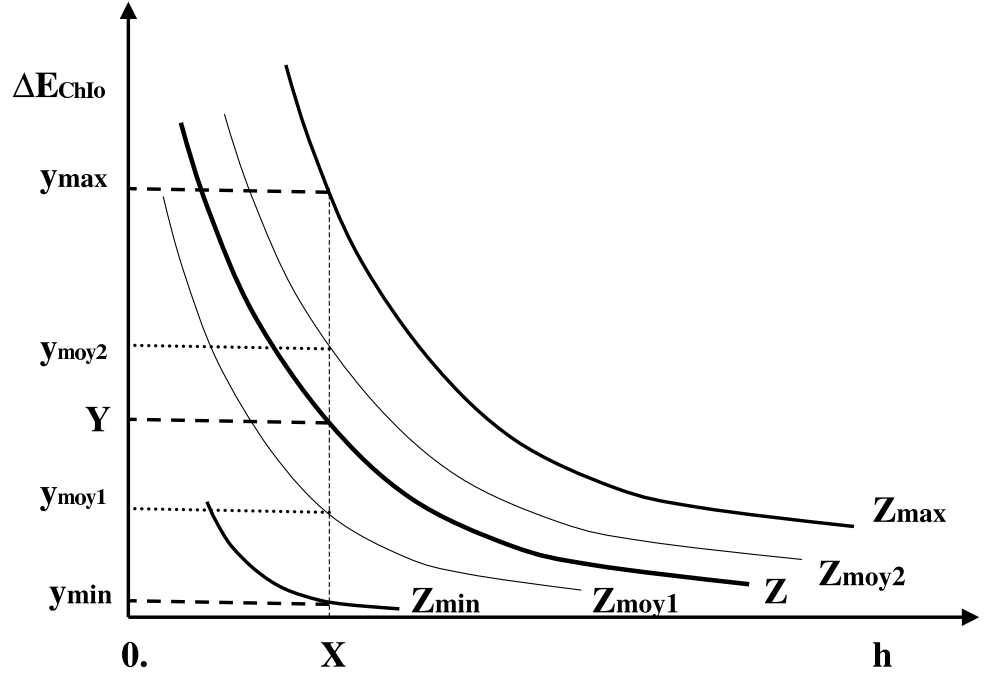


FIG. 2.8 – Schéma de l'inversion de la fonctionnelle $F = f(h,Z)$ pour la détermination de la charge Z .

Concrètement, nous appliquons une procédure itérative, restreinte à un nombre maximal d'itérations $N = 50$.

Nous considérons des valeurs de départ $Z_{min} = 0$ et $Z_{max} = 50$ qui délimitent un large intervalle où se trouve la ligne de Z . Dans une première étape la ligne de Z moyen est construite :

$$Z_{moy} = \frac{Z_{min} + Z_{max}}{2} \quad (2.12)$$

Chapitre 2. Étalonnage des chambres d'ionisation

Cette ligne peut être soit au-dessus soit au-dessous de la ligne de Z recherchée. Si elle est au-dessous (Z_{moy1} dans la fig. 2.8), elle devient la limite inférieure de l'intervalle pour le pas suivant. Ensuite, la moyenne de ce nouvel intervalle est calculée (Z_{moy2} dans la fig. 2.8) et, si elle est supérieure à la valeur de la ligne de Z cherchée, elle devient la limite supérieure du nouvel intervalle.

À chaque étape, cet intervalle diminue et les limites inférieure et supérieure se rapprochent pour converger finalement sur la ligne de Z à déterminer.

Le test effectué pour établir où est localisée la ligne moyenne consiste dans le calcul suivant (F donnée par 2.10) :

$$y_{min} = F(X, Z_{min})$$

$$y_{max} = F(X, Z_{max})$$

$$y_{moy} = F(X, Z_{moy})$$

Le signe du produit :

$$P = (Y - y_{min}) (Y - y_{moy})$$

indique la position relative des deux lignes de Z : si $P > 0$ la ligne moyenne est localisée en dessous de la ligne de Z d'intérêt, si $P < 0$ elle est en dessus de la ligne de Z .

La distribution finale de charge est représentée dans la fig. 2.9. Nous voyons essentiellement les $Z = 1$ et $Z = 2$ (les deux premiers pics), avec une intensité très faible les $Z = 3$ (lithium) et ensuite les fragments de charge allant jusqu'à $Z = 9$. Au-delà de ce numéro atomique, la production des fragments lourds est inexistante aux angles arrière.

2.3. Étalonnage en énergie des chambres d'ionisation

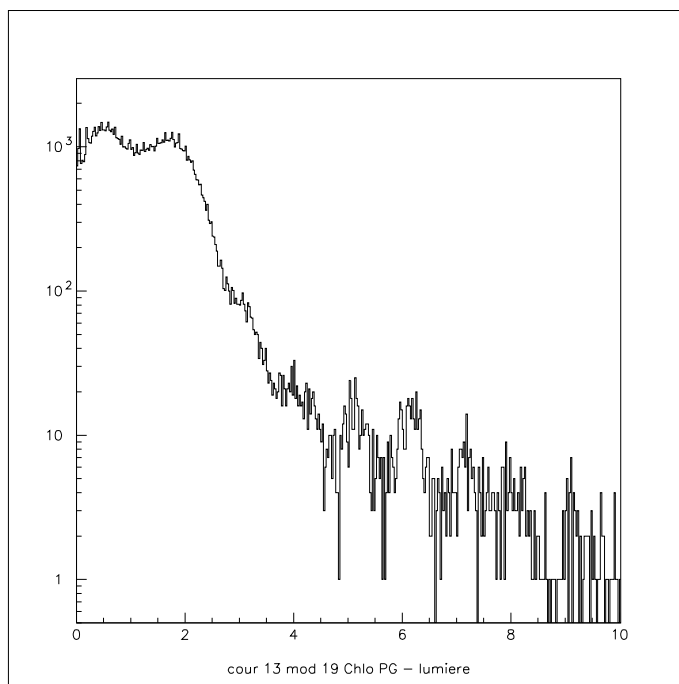


FIG. 2.9 – *Distribution en charge, couronne 13, module 19.*

2.3 Étalonnage en énergie des chambres d'ionisation

L'étalonnage en énergie des chambres d'ionisation a été réalisé en deux étapes : les valeurs numériques issues du codage en charge des signaux des Chlo ont été converties en volt et ces valeurs en volt ont été converties en MeV.

2.3.1 Étalonnage électronique

Nous voulons détecter des particules lentes aussi bien que des particules rapides. Les dépôts d'énergie sont donc faibles pour les plus énergétiques (de l'ordre du MeV) et grands pour les plus lentes (dizaines de MeV). Ces dépôts d'énergie dans la Chlo sont simulés par des signaux provenant d'un générateur d'impulsion dont l'amplitude varie.

Chapitre 2. Étalonnage des chambres d'ionisation

La conversion canal-volt est donnée par la relation suivante où N représente le canal et V la valeur associée en volt :

$$V = a_0 + a_1 \cdot N + a_2 \cdot N^2 \quad (2.13)$$

Les coefficients a_0, a_1, a_2 sont obtenus par ajustement de la fonction V (éq. 2.13) aux mesures expérimentales.

La raison pour laquelle nous avons effectué l'étalonnage électronique est que la chaîne électronique (essentiellement le codeur en charge) donne une réponse non-linéaire en fonction de l'énergie déposée par la particule. Pour prendre en compte cette non-linéarité, il faut avoir de nombreux points de référence dans la matrice *canal* – *MeV* (ou *canal* – *volt*), surtout aux basses énergies où s'installe le régime non-linéaire. Les mesures effectuées avec la source *alpha* ne donnent que deux points de référence, associés aux deux énergies des raies *alpha*. En revanche, à l'aide d'impulsions, toute la gamme du codeur est explorée. Aussi, l'utilisation d'un polynôme du deuxième degré pour l'étalonnage électronique (éq. 2.13) tient compte de la non-linéarité de la chaîne.

Des mesures régulières faites avec le générateur d'impulsions permettent un contrôle de la stabilité de la chaîne électronique au cours du temps.

2.3.2 Étalonnage en énergie

Les chambres d'ionisation ont été calibrées avec des particules α d'énergies bien déterminées.

Une source de thoron a été ainsi utilisée. Les particules α possèdent les énergies de 6.062 MeV et 8.785 MeV. Elles s'arrêtent dans les CsI en traversant les milieux composant la chambre d'ionisation : deux feuilles de mylar et le gaz C_3F_8 situé à l'intérieur. Les pertes d'énergie correspondantes sont présentées dans le tableau 2.1.

Dans la figure 2.10 est présentée la corrélation $\Delta E_{ChIo} - CsI_R$ *en grand gain* pour les particules α émises par la source. L'agglomération de points à des faibles valeurs

2.3. Étalonnage en énergie des chambres d'ionisation

MILIEU	ΔE en MeV (6.062 MeV)	ΔE en MeV (8.785 MeV)
Mylar 1	0.26	0.20
Gaz	0.77	0.57
Mylar 2	0.3	0.21

TAB. 2.1 – Pertes d'énergie ΔE des particules α de 6.062 et 8.785 MeV dans les feuilles de mylar et le gaz des chambres d'ionisation.

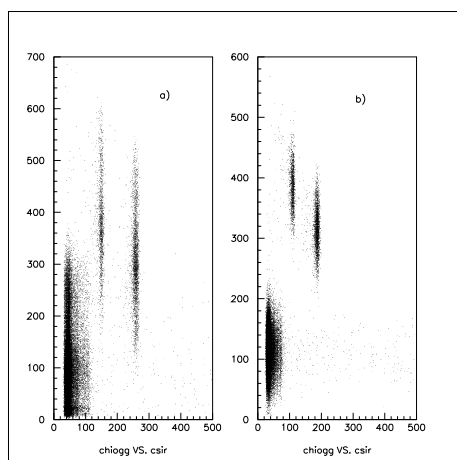


FIG. 2.10 – Énergie déposée dans la ChIo par les deux raies alpha, en fonction de l'énergie résiduelle dans les CsI de la couronne 17, a) module 1, b) module 7.

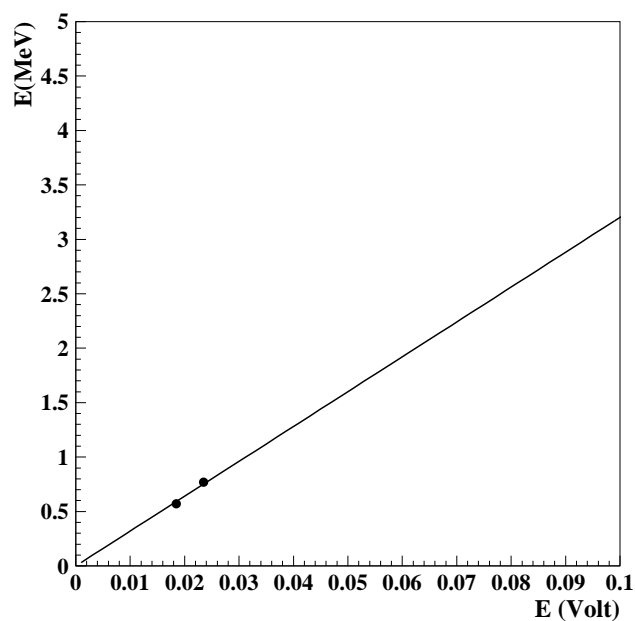


FIG. 2.11 – Étalonnage en énergie pour la couronne 10, module 1.

Chapitre 2. Étalonnage des chambres d'ionisation

des signaux ChIo et CsI correspond au piédestal des chambres. Les deux groupements suivants sont associés aux deux énergies des particules α . Les particules α d'énergie plus faible (la raie de 6.062 MeV) sont représentées par la première ligne, avec une énergie déposée dans la chambre plus grande et un dépôt d'énergie dans le scintillateur plus faible. Les particules d'énergie plus élevée (8.785 MeV) sont représentées par des dépôts d'énergie plus petits dans la ChIo et plus grands dans le scintillateur.

Elles ont été séparées par des contours graphiques tracés dans ces matrices, détecteur par détecteur.

Ensuite, les centroïdes des signaux des ChIo correspondant aux deux raies d'alphas ont été déterminés et les valeurs en volt de l'étalonnage électronique ont été converties en MeV à l'aide de la fonction linéaire suivante (fig. 2.11) :

$$E(\text{MeV}) = \alpha \cdot V(\text{volts}) \quad (2.14)$$

Les coefficients α ont été déterminés pour chaque chambre d'ionisation.

Chapitre 3

Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

3.1 Introduction

Comme nous l'avons déjà écrit, le travail principal de ce mémoire porte sur la détermination de l'énergie d'excitation des noyaux chauds. Plusieurs méthodes ont été utilisées dans les différentes analyses faites à ce jour. Nous rappellerons le principe de chacune d'elles.

3.1.1 Vitesse relative

L'énergie dissipée au cours d'une collision peut être déduite par soustraction de la composante de l'énergie non-thermique à l'énergie totale disponible dans le centre de masse de la réaction. Cette composante est due au mouvement de recul des noyaux primaires, elle représente l'énergie cinétique totale des noyaux excités créés lors de la réaction, au moment de leur séparation. Dans le cas de collisions binaires, l'énergie dissipée est donnée par l'équation suivante :

$$E_{diss} = E_{CM} - \frac{1}{2} \mu V_{rel}^2 \quad (3.1)$$

Dans l'éq. 3.1, E_{CM} est l'énergie disponible dans le centre de masse, μ représente la masse réduite du système formé par le quasi-projectile et la quasi-cible et V_{rel} est leur vitesse relative : $V_{rel} = | \vec{V}_{QP} - \vec{V}_{QC} |$.

Au premier ordre, l'énergie dissipée peut être assimilée à l'énergie d'excitation des noyaux.

La méthode a été appliquée dans l'étude du système $Pb + Au$ à 29 MeV/nucléon, où deux sources (QP et QC) sont clairement mises en évidence, dans tous les types de collisions [LEC94]. Pour le même système, la méthode a été appliquée en prenant en compte aussi le pré-équilibre (éq. 3.2) qui accompagne les processus de désexcitation des deux partenaires [BOU95].

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

$$E_{tot}^* \approx E_{diss} = E_{CM} - \frac{1}{2} \mu V_{rel}^2 - E_{pre} \quad (3.2)$$

Cette méthode n'est applicable qu'aux collisions binaires et ne donne accès qu'à la dissipation totale de l'énergie cinétique initiale. Si nous cherchons à savoir quelle est l'énergie emmagasinée dans chacune des deux sources formées, nous sommes amenés à faire des hypothèses sur la répartition de cette énergie entre les deux partenaires [STE89][LAR99].

La méthode de la soustraction a été appliquée avec succès, dans le cas plus facile d'un système quasi-symétrique [MET95][MET00].

3.1.2 Calorimétrie

Avec la technique de la calorimétrie (cf. Annexe 1), l'énergie d'excitation d'une source est obtenue événement par événement à partir des caractéristiques cinématiques de ses produits de désexcitation. La difficulté consiste à sélectionner parmi tous les produits détectés, ceux qui appartiennent à la source. Cela nécessite aussi une détection complète de tous ces produits.

Plusieurs procédures de sélection des particules évaporées par une source (quasi-projectile) ont été proposées.

Une hypothèse [GEN99][STE01] consiste à supposer que dans l'hémisphère *avant* dans le référentiel du quasi-projectile tous les produits détectés (légers et de masse intermédiaire) ont été émis par le quasi-projectile. Le noyau primaire est reconstruit en doublant cette contribution *avant* et en prenant en compte le résidu d'évaporation du QP (le fragment le plus lourd détecté). L'isotropie de l'évaporation dans le référentiel de la source a été déduite des distributions angulaires plates des particules légères [PET95][STE96].

3.1. Introduction

De cette façon, on cherche à s'affranchir des particules provenant de processus non équilibrés (émissions de mi-rapidité, pré-équilibre) qui sont susceptibles de peupler surtout l'hémisphère *arrière* du QP.

Une autre possibilité pour sélectionner les particules émises par le quasi-projectile est de délimiter une sphère dans l'espace des vitesses centrée sur la vitesse du résidu du QP et de supposer que les particules ayant des vitesses comprises à l'intérieur de cette sphère appartiennent au QP [ELH92][LLE93].

Une autre technique de sélection des particules évaporées par le quasi-projectile consiste à attribuer à chaque particule détectée, une probabilité qu'elle ait été émise par la source. Dans le bilan en énergie, l'apport de chaque particule à l'énergie d'excitation de la source est ainsi pondéré avec cette probabilité. Cette procédure a été utilisée pour la détermination de l'énergie d'excitation de noyaux de fusion incomplète [VIE94] et du quasi-projectile [GIN98][GIN02].

3.1.3 Thermométrie

L'énergie d'excitation est liée à la température de la source. Des méthodes ont été développées pour déterminer la température d'un noyau. Cependant, la température obtenue par ces méthodes n'est pas la température initiale du noyau, mais une température *apparente*, moyennée sur la chaîne des désexcitations successives.

Trois méthodes peuvent être mentionnées :

Pente des spectres d'énergie cinétique

La théorie de Weisskopf [WEI37] propose une description statistique du processus d'évaporation des particules par une source thermalisée.

La probabilité d'une particule d'être évaporée par la source, avec une énergie cinétique ϵ est décrite par une distribution de Maxwell-Boltzmann (émission de surface) :

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

$$P(\epsilon) \propto \frac{\epsilon - B}{T^2} * e^{-\frac{\epsilon - B}{T}} \quad (3.3)$$

Dans la relation 3.3, B représente la barrière coulombienne et T la température de la source.

Les spectres d'énergie cinétique des neutrons et des particules légères [GUE73][PET98] peuvent être ajustés avec la fonction donnée par l'éq. 3.3, les pentes des spectres permettant d'en déduire la température T.

Comme précisé auparavant, la température T n'est qu'une température apparente, étant donné le caractère séquentiel du processus d'évaporation : à chaque émission d'une particule, le noyau perd une partie de son énergie d'excitation et se refroidit. D'autres effets tels que les effets de recul de la source et les émissions secondaires contribuent à l'imprécision de cette méthode.

Double rapport isotopique

Proposée par Albergo *et al.*, cette méthode permet la détermination de la température de la source par le double rapport des populations des clusters émis, dont le nombre de protons ou de neutrons ne diffère que d'une unité (voir réf. [ALB85]):

$$R = \frac{Y(Z_i, A_i)/Y(Z_i, A_{i+1})}{Y(Z_j, A_{j+1})/Y(Z_j, A_j)} \quad (3.4)$$

$$R = \alpha \cdot \exp\left(\frac{(B_i - B_{i+1}) - (B_j - B_{j+1})}{T}\right) \quad (3.5)$$

où $Y(Z_k, A_k)$ représente le taux de production, B_k l'énergie de liaison et α l'information sur le spin des clusters de type (Z_k, A_k) . Par exemple, les couples (${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$) et (${}^6\text{Li} - {}^7\text{Li}$) ont été étudiés [KOL96]. La méthode a été appliquée dans d'autres travaux, parmi lesquels on peut citer [TSA96].

Population de niveaux excités

Toujours dans le cadre du formalisme du modèle statistique, le rapport des populations de deux états excités discrets d'un noyau, d'indices 1 et 2, d'énergies E_1 et E_2 , de spins s_1 et s_2 , s'exprime en fonction de la température T (voir réf. [MOR85],[ZHU95]) :

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{2 * s_1 + 1}{2 * s_2 + 1} * e^{-\frac{E_1 - E_2}{T}} \quad (3.6)$$

Les probabilités de population des états excités P_1 et P_2 sont déduites des mesures en coïncidence des produits de désexcitation de ces niveaux [MOR85],[POC95]. La connaissance du rapport des populations permet de calculer la température (voir aussi la réf. [ASS97] pour plus de détails sur la méthode et ses applications).

3.2 Première méthode : soustraction de la composante non-équilibrée

L'objectif de ce chapitre est de reconstruire la source (le quasi-projectile) à partir des particules et fragments qu'elle a évaporés. Les émissions de particules dans des processus hors équilibre emportent une partie de l'énergie cinétique initiale du système, mais ne participent pas à la dissipation d'énergie sous forme d'énergie d'excitation des noyaux primaires, aussi leur contribution dans les spectres des particules détectées doit être éliminée.

En ce qui suit, nous allons utiliser le terme de "mi-rapacité" pour désigner les produits provenant de tous les processus hors équilibre (pré-équilibre, collisions nucléon-nucléon, etc), c'est-à-dire toute contribution autre que les composantes évaporatives du quasi-projectile et de la quasi-cible.

Dans cette section, nous nous concentrons sur une méthode indirecte de séparation de la composante évaporative du quasi-projectile. Elle est basée sur la mise en évidence expérimentale de la composante de mi-rapacité et sa soustraction du spectre total en vitesse.

3.2.1 Sélections

Dans la figure 3.1 est tracée la corrélation entre la charge totale détectée Z_{tot} (en ordonnée) et l'impulsion parallèle totale détectée P_{tot}^{\parallel} , relative à l'impulsion initiale (en abscisse), définie cf. éq. 3.7 :

$$\frac{P_{tot}^{\parallel}}{P_{in}} = \frac{\sum_{i=1}^M Z_i * V_i^{\parallel}}{Z_{proj} * V_{proj}^{\parallel}} \quad (3.7)$$

Dans l'éq. 3.7, Z_i et V_i^{\parallel} sont la charge et la vitesse parallèle de la particule i .

Nous pouvons remarquer 3 zones.

3.2. Première méthode : soustraction de la composante non-équilibrée

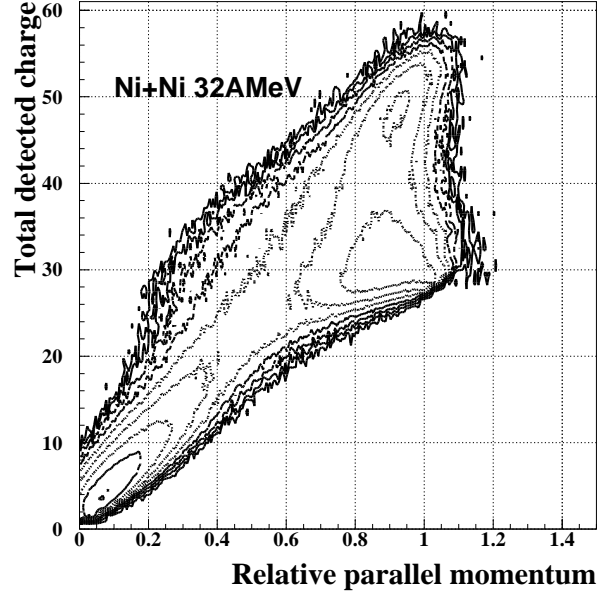


FIG. 3.1 – Corrélation entre la charge totale détectée et l'impulsion parallèle détectée relative à l'impulsion initiale, pour le système Ni+Ni à 32 MeV/nucléon.

La zone située à des charges totales comprises entre 40 et 60 et à une impulsion $P_{tot}^{\parallel} \approx 1$ correspond aux événements dans lesquels la quasi-totalité de la charge initiale du système ($Z_{ini} = 28 + 28 = 56$) et de l'impulsion initiale a été détectée.

La région située à $P_{tot}^{\parallel} \approx 1$ et autour de la charge du projectile ($Z_{proj} = 28$) est associée aux événements dans lesquels la quasi-cible n'a pas été détectée.

La troisième zone, localisée aux faibles valeurs de P_{tot}^{\parallel} et de Z_{tot} , est associée à des événements incomplets dans lesquels les deux partenaires principaux n'ont pas été détectés.

Par la suite, puisque nous voulons étudier le quasi-projectile, nous allons sélectionner les événements pour lesquels plus de 70% de l'impulsion initiale a été mesurée (événements quasi-complets). Cette sélection réduit la statistique totale d'environ 50% pour Xe+Sn à 50 MeV/nucléon et pour Ni+Ni à 32 MeV/nucléon et d'environ 60% pour les autres systèmes et énergies étudiés.

3.2.2 Mise en évidence des particules évaporées

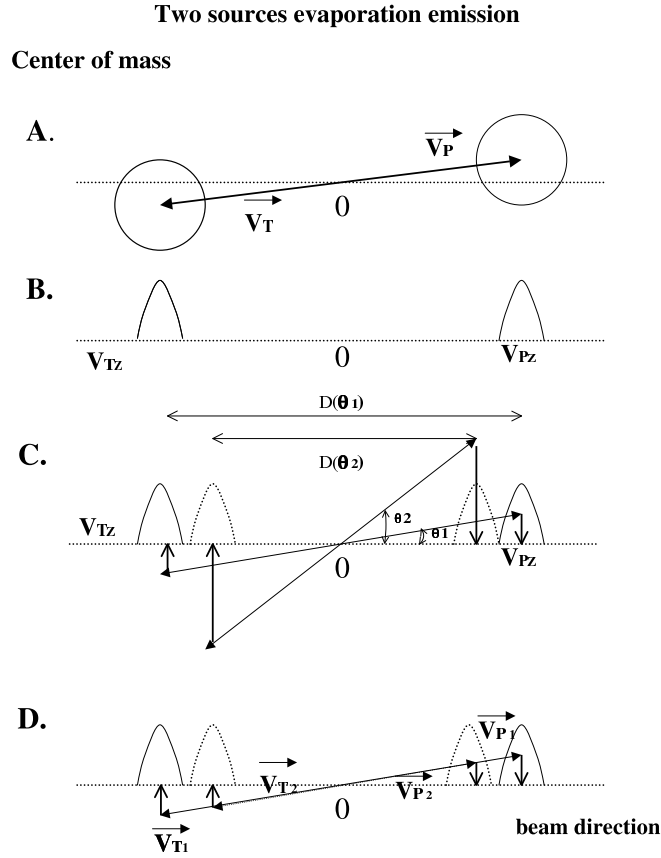


FIG. 3.2 – Schéma représentant le spectre de vitesse parallèle au faisceau des émissions isotropes de deux sources associées au quasi-projectile et à la quasi-cible (voir le texte).

Nous voulons analyser la cinématique de deux sources émettrices dans l'espace des vitesses, dans le cas d'un système symétrique.

Considérons dans le référentiel du centre de masse deux sources associées aux noyaux projectile et cible qui se déplacent avec les vitesses \vec{V}_P et $\vec{V}_T = -\vec{V}_P$ (comme représenté schématiquement dans la fig. 3.2 A.). Nous supposons que ces deux sources sont équilibrées et émettent des particules isotropiquement. Cela est illustré par les deux cercles coulombiens dans l'espace des vitesses autour de la vitesse du QP et de la vitesse du QC.

3.2. Première méthode : soustraction de la composante non-équilibrée

La projection sur l'axe du faisceau des vitesses des particules évaporées par les deux sources est constituée de deux contributions. La première correspond aux émissions de la cible et se trouve à l'arrière dans le centre de masse et l'autre est associée aux émissions du projectile dans l'hémisphère avant dans le CM, autour de la vitesse du projectile (fig. 3.2 B.).

Dans la fig. 3.2 C. est montrée l'évolution des deux contributions quand l'axe de séparation des deux sources s'éloigne de l'axe du faisceau. Plus l'angle de diffusion est grand ($\theta_2 > \theta_1$), plus les deux pics se rapprochent. La distance entre les deux contributions que nous voulons mettre en évidence sera plus petite : $D(\theta_2) < D(\theta_1)$.

Notons que les émissions du quasi-projectile et de la quasi-cible sont d'autant plus séparées que la direction de recul du projectile est peu déviée. C'est le cas des collisions périphériques.

Plus la vitesse d'entraînement des sources est grande (énergie incidente élevée), plus les deux pics seront éloignés l'un de l'autre : dans la fig. 3.2 D., $V_{P1} > V_{P2}$ se traduit par une distance plus grande entre les pics associés aux émissions du quasi-projectile et de la quasi-cible.

Dans les collisions les plus périphériques, en raison du faible recouvrement des deux noyaux qui limite les échanges des nucléons, les deux partenaires initiaux sont peu perturbés et les émissions de mi-rapacité sont faibles. On s'attend donc à ce que les deux composantes, associées aux émissions des deux sources soient bien séparées l'une de l'autre dans l'espace des vitesses.

De fait, dans les spectres en vitesse parallèle des protons mesurés dans les collisions les plus périphériques, dans le référentiel du CM (fig. 3.3), nous retrouvons deux contributions bien séparées que l'on associe aux émissions du quasi-projectile et de la quasi-cible. La sélection en paramètre d'impact (ou bien en paramètre d'impact réduit b_{red}) a été réalisée à partir des multiplicités des particules chargées, calculées dans l'événement (voir l'Annexe 2).

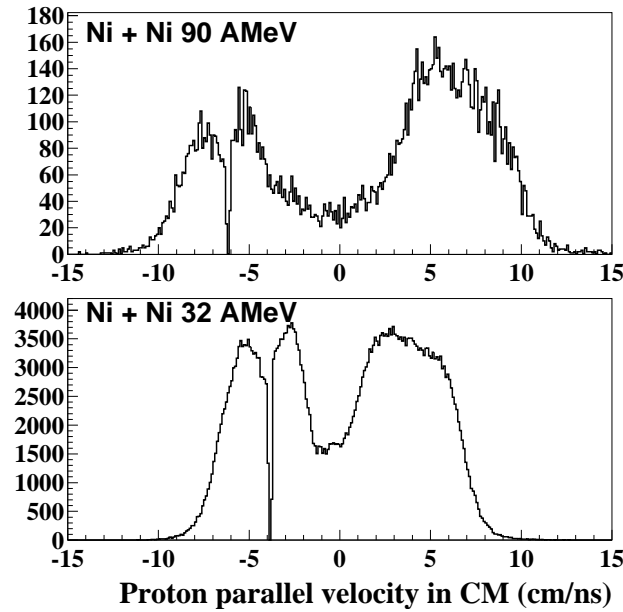


FIG. 3.3 – Spectres en vitesse parallèle des protons pour le système Ni+Ni à 90 et 32 MeV/nucléon, sélection des collisions périphériques, paramètre d'impact réduit $b_{red} = 1$ (tri en paramtre d'impact cf. l'Annexe 2).

Comme prévu, nous remarquons que pour l'énergie de bombardement la plus élevée (Ni+Ni à 90 MeV/nucléon) la distance entre les deux contributions est plus grande que dans le cas de l'énergie plus faible (à 32 MeV/nucléon). Plus les deux contributions se rapprochent, plus la vallée entre elles se remplit et plus difficile sera l'estimation de la contribution de mi-rapacité dans cette région.

3.2.3 Mise en évidence des particules émises à mi-rapacité

Dans les collisions plus centrales, la distance entre les deux partenaires est plus petite (petit paramètre d'impact) et par conséquent la zone de contact créée augmente. Avec cette augmentation, les collisions nucléon-nucléon sont plus nombreuses. Cela conduit à une énergie dissipée plus importante et dans l'espace des vitesses à une com-

3.2. Première méthode : soustraction de la composante non-équilibrée

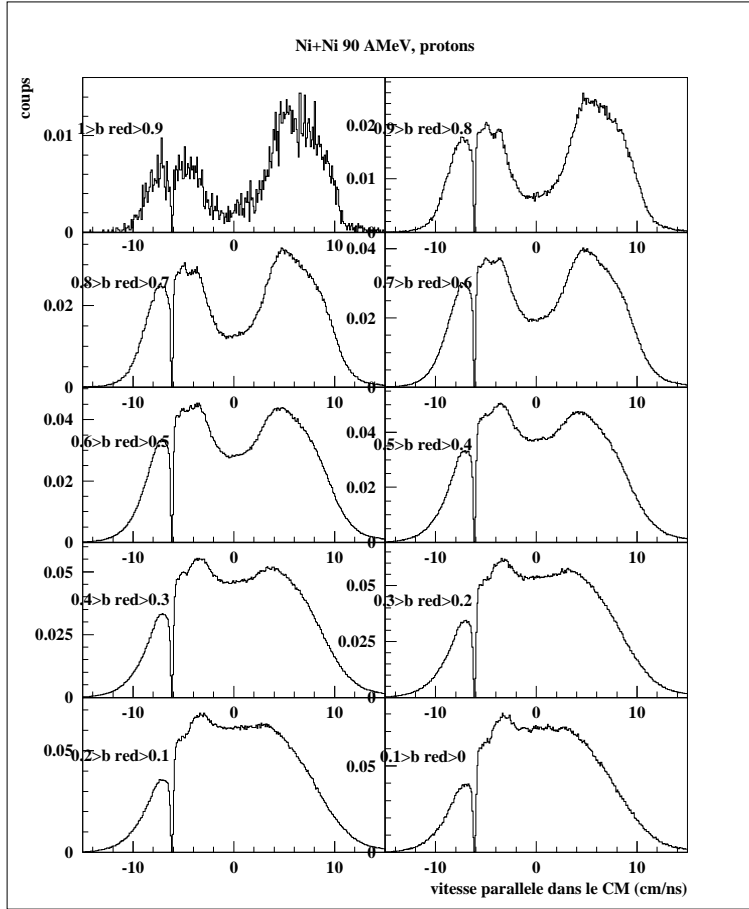


FIG. 3.4 – Évolution avec le paramètre d'impact des distributions en vitesse parallèle des protons (normalisées aux nombres d'événements) dans le centre de masse (CM). En haut les collisions périphériques, en bas les plus centrales.

posante associée aux émissions de mi-rapacité plus importante que dans les collisions périphériques.

La direction de recul des deux sources associées aux quasi-projectile et quasi-cible dans le centre de masse est plus déviée par rapport à la direction de vol du projectile. Par conséquent, les deux contributions associées aux émissions des deux sources se rapprochent.

Ces deux effets nous masquent les composantes des quasi-projectile et quasi-cible.

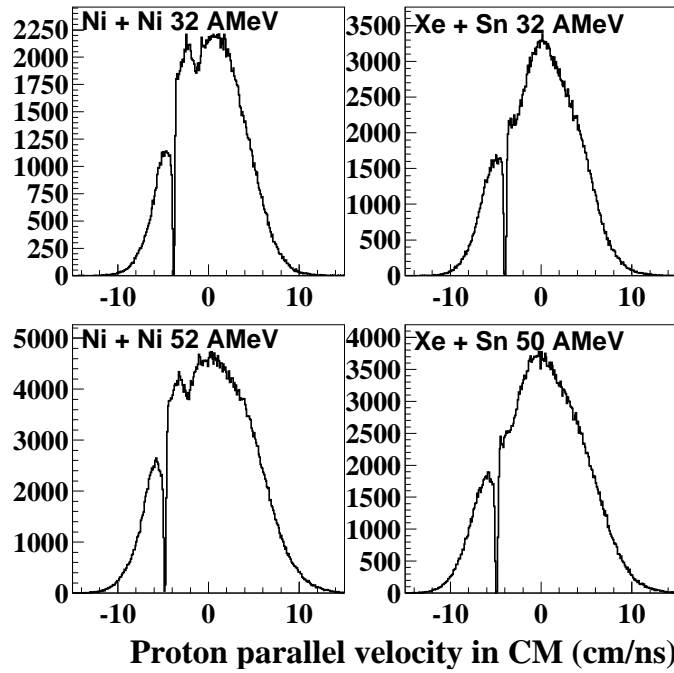


FIG. 3.5 – Distributions en vitesse parallèle des protons dans les collisions les plus centrales : on note l'importance des émissions situées autour du centre de masse par rapport aux émissions du quasi-projectile et de la quasi-cible.

Dans la figure 3.4 est montrée l'évolution en fonction du paramètre d'impact des spectres en vitesse parallèle des protons issus des collisions Ni+Ni à 90 MeV/nucléon.

Dans les collisions périphériques, nous observons deux contributions séparées qui correspondent aux désexcitations du quasi-projectile et de la quasi-cible : ces contributions sont localisées à des vitesses proches des vitesses du projectile et de la cible, en avant et respectivement en arrière du centre de masse. En effet, dans le CM, la vitesse du projectile est de 6.6 cm/ns pour Ni + Ni à 90 MeV/nucléon et d'environ 4 cm/ns pour Ni + Ni à 32 MeV/nucléon. Dans ce spectre, la contribution de mi-rapacité est faible, si on en juge par la contribution faible de particules autour de la vitesse nulle dans le centre de masse.

3.2. Première méthode : soustraction de la composante non-équilibrée

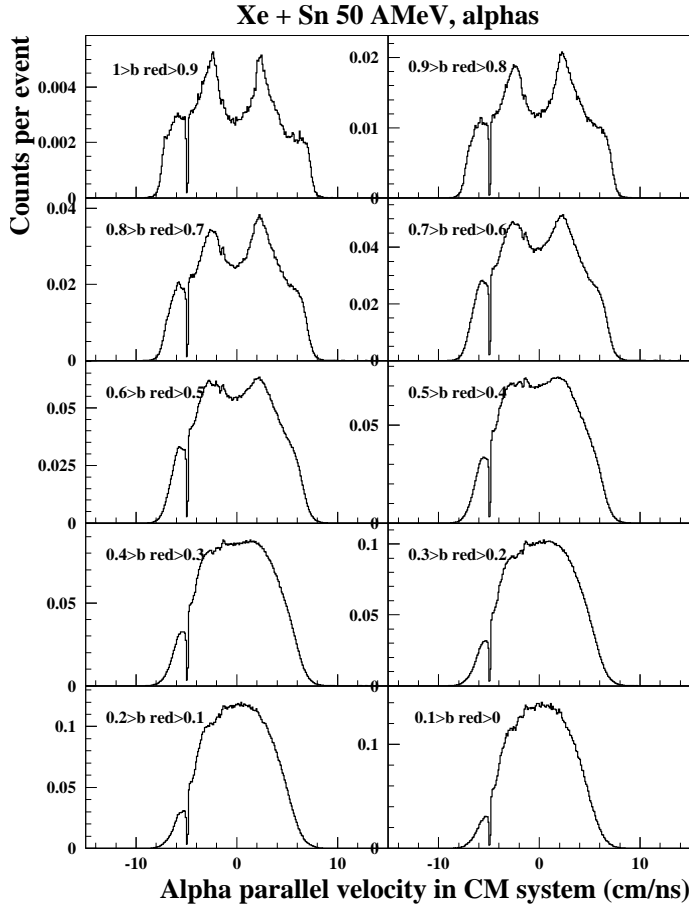


FIG. 3.6 – Évolution avec le paramètre d’impact des distributions en vitesse parallèle des particules α (normalisées au nombre d’événements) dans le centre de masse (CM), des collisions $Xe+Sn$ à 50 MeV/nucléon. En haut les collisions périphériques, en bas les plus centrales.

Au contraire, ces émissions deviennent de plus en plus importantes au fur et à mesure qu’on se déplace vers les collisions plus violentes (à petits paramètres d’impact). Avec l’augmentation de la violence de la collision, nous remarquons également que les émissions associées aux deux sources diminuent. Dans les réactions sélectionnées comme étant les plus violentes, seule la composante autour de la vitesse du centre de masse semble importante (fig. 3.5).

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

La même évolution est observée pour tous les systèmes; dans la fig. 3.6 elle est montrée pour la réaction Xe+Sn à 50 MeV/nucléon.

3.2.4 Hypothèses sur les émissions de mi-rapacité

Nous allons considérer de façon extrême que toutes les particules détectées dans les collisions les plus centrales proviennent de processus non-statistiques, non équilibrés (émissions directes ou de pré-équilibre, émissions d'une source intermédiaire créée entre le quasi-projectile et la quasi-cible ou tout autre processus indépendant de la désexcitation du quasi-projectile ou de la quasi-cible).

Il est clair que les contributions dues au quasi-projectile et à la quasi-cible existent même dans les collisions les plus centrales: elles sont visibles surtout aux grandes vitesses de bombardement (fig. 3.4), quand les deux sources sont mieux séparées. Cependant, dans ce type de collisions, on va les négliger, considérant que toutes les particules proviennent des processus hors-équilibre. Cette image est acceptable dans une approche géométrique.

La deuxième hypothèse concerne la mi-rapacité à un paramètre d'impact donné. Nous supposerons que le spectre en vitesse provenant de ces émissions peut être décrit par une distribution analogue au spectre en vitesse observé dans les collisions les plus centrales.

Dans la mesure où la distribution en vitesse réelle associée à la mi-rapacité est plus large dans les collisions les plus centrales, cette deuxième hypothèse surestimera la contribution de mi-rapacité (à chaque paramètre d'impact donné) et par conséquent fournira une limite inférieure pour les émissions du quasi-projectile.

3.2.5 Particules évaporées - particules de mi-rapacité

À chaque paramètre d'impact et pour chaque type de particule légère détectée, nous construisons la distribution en vitesse parallèle dans le centre de masse de la réaction

3.2. Première méthode : soustraction de la composante non-équilibrée

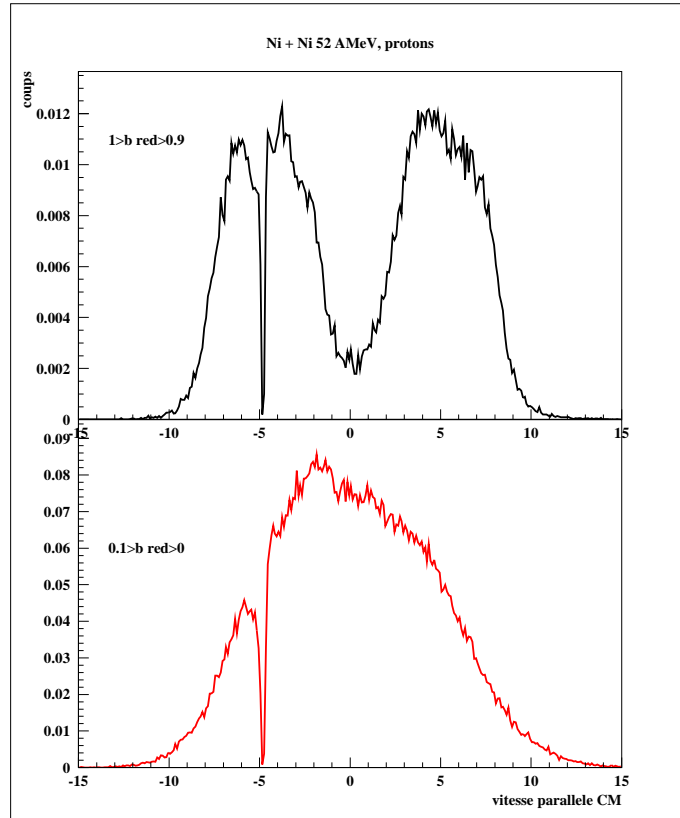


FIG. 3.7 – Spectres en vitesse parallèle des protons dans le CM, normalisés au nombre d'événements, dans les collisions périphériques (en haut) et centrales (en bas).

(fig. 3.7 haut, protons associés à $0.9 < b_{red} < 1.$). Elle est normalisée au nombre d'événements sélectionnés.

Les contributions dues aux quasi-projectile et quasi-cible, à un paramètre d'impact b donné, peuvent être déduites du spectre total par la soustraction de la contribution de mi-rapacité, évaluée à ce paramètre d'impact : la distribution en vitesse parallèle associée aux collisions centrales ($0. < b_{red} < 0.1$), normalisée au nombre d'événements sélectionnés (fig. 3.7 bas), est renormalisée de façon arbitraire sur la distribution de vitesse correspondant au paramètre d'impact donné (voir paragraphe suivant).

À la lumière des hypothèses présentées précédemment, cette distribution renormalisée représentera toutes les particules d'un type donné, émises dans la réaction lors de

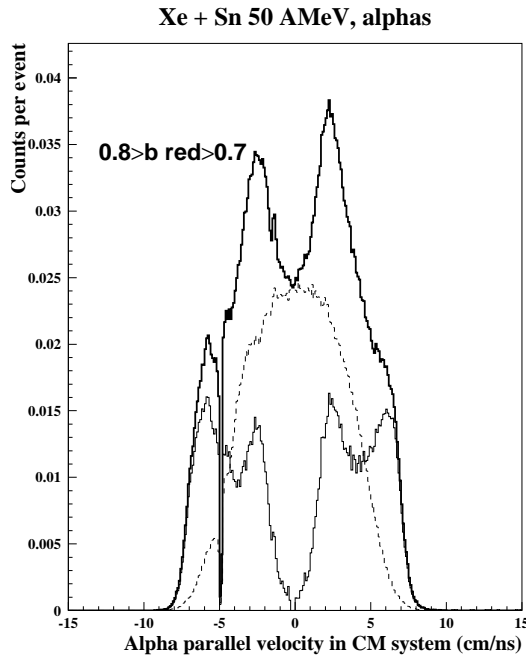


FIG. 3.8 – Illustration de la procédure de soustraction : distribution en vitesse parallèle des particules α obtenues dans les collisions centrales (en pointillés), renormalisée à la distribution associée aux collisions $0.7 < b_{red} < 0.8$ (trait épais). La différence entre les deux histogrammes est donnée par la courbe en trait fin.

processus d'origine autre que l'évaporation du quasi-projectile et de la quasi-cible (la contribution de mi-rapidité).

La soustraction des deux spectres fait apparaître deux contributions attribuées aux émissions du quasi-projectile (dans l'hémisphère avant dans le centre de masse) et de la quasi-cible (dans l'hémisphère arrière dans le CM).

Dans la fig. 3.8 est illustrée la méthode de soustraction de la contribution de mi-rapidité pour un paramètre d'impact réduit donné (soit $0.7 < b_{red} < 0.8$) : en trait plein est montrée la distribution en vitesse des particules alpha provenant de ces collisions. En pointillés est représentée la distribution des particules alpha détectées dans les collisions les plus centrales : $0 < b_{red} < 0.1$. Cette dernière distribution est normalisée à la première (voir paragraphe suivant). La différence entre les deux distributions est

3.2. Première méthode : soustraction de la composante non-équilibrée

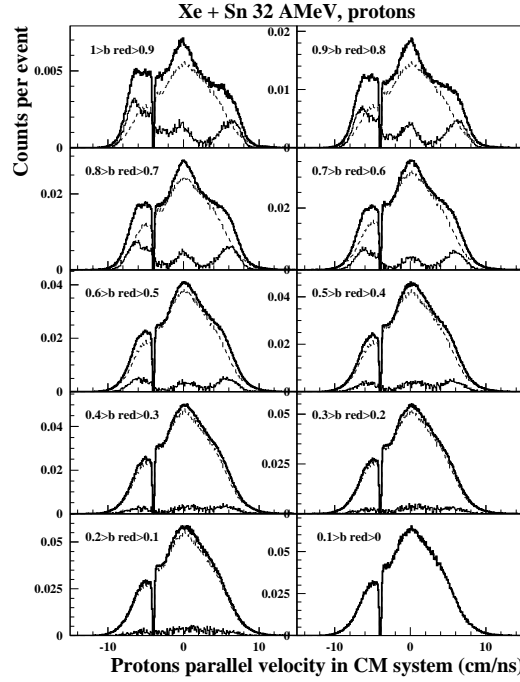


FIG. 3.9 – *Soustraction de la composante de mi-rapidité (en pointillés) des distributions totales en vitesse, des protons de Xe+Sn à 32 MeV/nucléon (trait plein), à chaque paramètre d'impact (en haut les collisions périphériques, en bas les collisions centrales). La différence est représentée en trait fin.*

tracée en trait fin et représente le spectre de vitesse associé aux émissions du quasi-projectile et de la quasi-cible.

La procédure de soustraction a été appliquée pour les particules légères (protons, deutons, tritons, ${}^3\text{He}$, alphas, ${}^6\text{He}$), à tous les paramètres d'impact, pour les systèmes Xe+Sn à 32 MeV/nucléon (fig. 3.9) et 50 MeV/nucléon (fig. 3.10) et Ni+Ni à 32, 52 et 90 MeV/nucléon.

3.2.6 Normalisation des spectres

Nous supposons que le spectre total des particules détectées provient d'une convolution de trois distributions : celles appartenant aux deux sources, quasi-projectile et quasi-cible, localisées autour de la vitesse de chacune de ces sources et une troisième

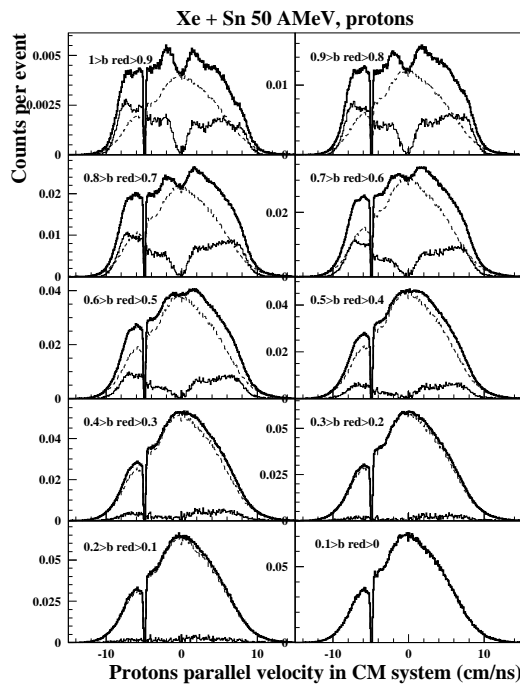


FIG. 3.10 – Soustraction de la composante de mi-rapacité (en pointillés) des distributions totales en vitesse, des protons de Xe+Sn à 50 MeV/nucléon (trait plein), à chaque paramètre d'impact (en haut les collisions périphériques, en bas les collisions centrales). La différence est représentée en ligne pleine fine.

contribution située à des vitesses intermédiaires entre la vitesse du quasi-projectile et la vitesse de la quasi-cible.

Nous cherchons à renormaliser le spectre obtenu dans les collisions les plus centrales (soit Y_{cent} , voir dans la fig. 3.11 la distribution en trait fin) à la distribution associée à un paramètre d'impact donné (Y_{exp} , fig. 3.11, la distribution en trait plein), de façon que le spectre renormalisé décrive la contribution située aux vitesses intermédiaires.

À cet effet, le rapport F_i entre les deux distributions totales, normalisées à leur nombre d'événements respectif, a été calculé à chaque bin i de vitesse parallèle :

$$F_i = \frac{Y_{cent}^i}{Y_{exp}^i} \quad (3.8)$$

Le facteur de normalisation a été choisi comme le rapport maximal :

3.2. Première méthode : soustraction de la composante non-équilibrée

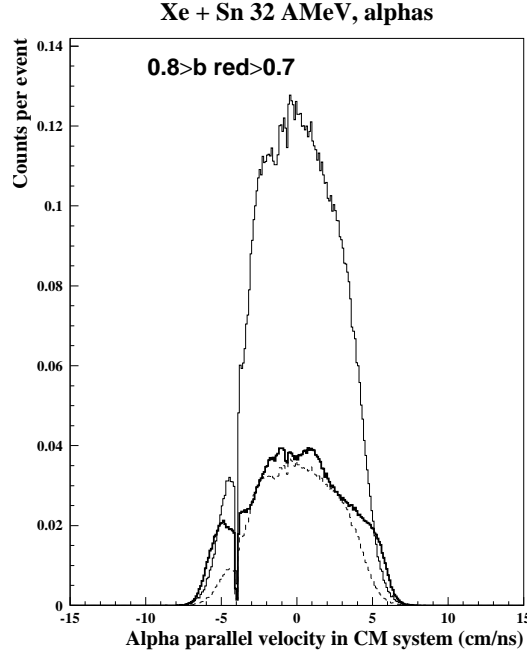


FIG. 3.11 – Renormalisation du spectre des collisions centrales (trait fin) à la distribution correspondant à un paramètre d'impact donné, $0.7 < b_{red} < 0.8$ (trait plein). Le spectre renormalisé (voir texte) est tracé en pointillés.

$$F = \max(F_i) \quad (3.9)$$

et le spectre correspondant aux collisions centrales a été renormalisé par ce facteur :

$$Y_{cent}^{norm,i} = \frac{Y_{cent}^i}{F} \quad (3.10)$$

Dans la fig. 3.11 est montrée la distribution en vitesse de particules alpha associée à un paramètre d'impact donné (trait plein) et la distribution des collisions les plus centrales (trait fin). Elles ont été normalisées à leur nombre d'événements respectif. En pointillés est représenté le spectre des collisions centrales renormalisé ($Y_{cent}^{norm,i}$).

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

TAB. 3.1 – *Multiplicités moyennes par événement, des particules évaporées par le QP dans les collisions les plus périphériques ($0.9 < b_{red} < 1.$), après l'application de la procédure de soustraction de la contribution due aux émissions de mi-rapacité (voir le texte).*

TYPE	XeSn32	XeSn50	NiNi32	NiNi52	NiNi90
proton	0.078	0.125	0.580	0.578	0.602
deuton	0.021	0.026	0.009	0.014	0.062
triton	0.017	0.017	0.004	0.050	0.021
3-Hélium	0.003	0.003	0.005	0.006	0.018
alpha	0.084	0.104	0.135	0.122	0.247
6-Hélium	10^{-3}	10^{-3}	10^{-4}	0.	0.

3.2.7 Multiplicité de particules légères évaporées

Dans le paragraphe 3.2.5, nous avons présenté la procédure qui permet, après la soustraction de la contribution de mi-rapacité, de séparer les particules attribuées aux composantes équilibrées du spectre total.

Dans les distributions ainsi obtenues, nous considérons les particules présentes dans l'hémisphère avant dans le centre de masse comme étant émises par le quasi-projectile et celles présentes dans l'hémisphère arrière dans le CM comme appartenant à la quasi-cible.

Par intégration de la partie avant des spectres, nous extrayons les multiplicités moyennes par événement, des particules légères évaporées par le quasi-projectile, à chaque paramètre d'impact.

Dans le tableau 3.1 sont montrées les multiplicités des particules évaporées par le quasi-projectile dans les collisions les plus périphériques et pour les systèmes étudiés.

Dans la fig. 3.12, nous avons présenté pour le système Xe + Sn à 50 MeV/nucléon l'évolution des multiplicités des particules évaporées avec le paramètre d'impact. Pour les

3.2. Première méthode : soustraction de la composante non-équilibrée

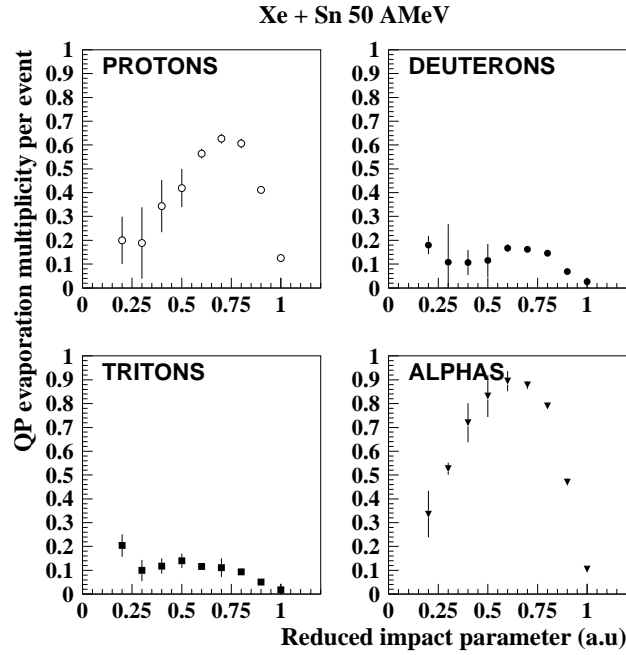


FIG. 3.12 – Multiplicités moyennes des particules légères évaporées par le quasi-projectile dans la réaction $Xe + Sn$ à 50 MeV/nucléon, en fonction du paramètre d'impact réduit.

autres systèmes ou énergies de bombardement, la même allure est obtenue pour cette corrélation, ainsi que l'ordre de grandeur entre les différents types de particules (une abondance des protons et des particules α par rapport aux autres isotopes correspondants).

Nous remarquons l'augmentation des produits évaporés par le QP avec la violence de la collision (ou bien avec la diminution du paramètre d'impact), favorisée par l'excès d'énergie disponible, suivie par une décroissance dans les collisions centrales due à l'hypothèse faite : dans les collisions les plus centrales, aucune évaporation n'est permise, toutes les particules étant considérées comme des produits de mi-rapidité.

L'erreur est essentiellement donnée par les fluctuations dans chaque canal du nombre des particules détectées par événement, dans les spectres en vitesses considérés.

3.2.8 Probabilité d'évaporation

Comme précisé dans l'introduction de ce chapitre, nous proposons d'associer à chaque particule détectée, une probabilité qu'elle soit émise par le quasi-projectile.

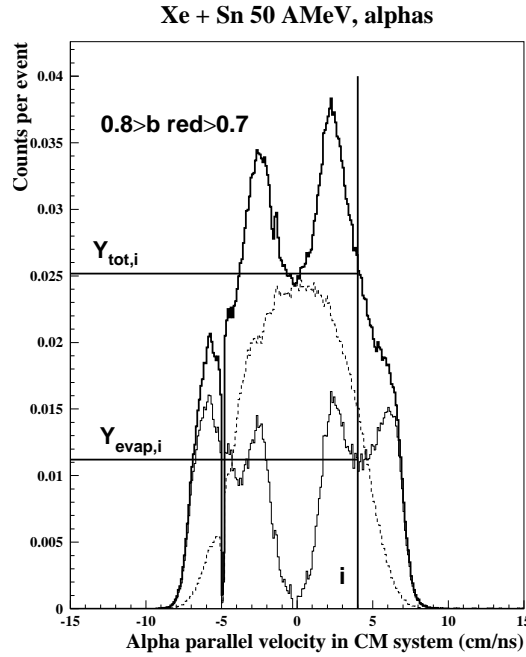


FIG. 3.13 – Probabilité d'évaporation de particules α par le quasi-projectile, exprimée comme le rapport des distributions ; voir légende de la fig. 3.8 pour l'explication des courbes.

Dans la fig. 3.13 nous avons représenté une distribution en vitesse parallèle de particules α , mesurées dans les collisions $0.7 < b_{red} < 0.8$ (en trait plein), et en pointillés le spectre des collisions centrales renormalisé à cette distribution. La courbe en trait fin représente le résultat de la soustraction des deux distributions et correspond aux émissions du quasi-projectile (vitesses positives dans le CM). À chaque canal est calculé le rapport :

$$P(b,type,v_z) = \frac{Y_{evap}(b,type,v_z)}{Y_{tot}(b,type,v_z)} \quad (3.11)$$

3.2. Première méthode : soustraction de la composante non-équilibrée

qui exprime la fraction du spectre total Y_{tot} attribuée à l'évaporation du quasi-projectile.

Comme l'éq. 3.11 le montre, la probabilité d'évaporation d'une particule de type donné est calculée en fonction de sa vitesse parallèle (exprimée dans le référentiel du CM) et du paramètre d'impact réduit.

3.2.9 Reconstruction de la taille du quasi-projectile

La charge de la source QP est reconstruite à l'aide des probabilités d'évaporation de chaque particule (éq. 3.12). Elle est composée de la charge du résidu du quasi-projectile à laquelle s'ajoutent les charges des particules émises par le quasi-projectile, de multiplicité M_c . Chaque charge sera pondérée par sa probabilité d'évaporation (éq. 3.11). Le résidu est choisi comme étant le plus gros fragment de l'hémisphère avant du centre de masse.

$$Z_{QP} = Z_{max} + \sum_{k=1}^{M_c} P_k * Z_k \quad (3.12)$$

Dans la fig. 3.14, nous présentons la distribution en charge du quasi-projectile ainsi reconstruit pour différents paramètres d'impact réduits.

Dans les collisions périphériques une charge moyenne proche de la charge du projectile ($Z_P = 54$) est obtenue (pour $0.9 < b_{red} < 1.$, $\langle Z_{QP} \rangle = 52.8$), les distributions s'élargissant de plus en plus au fur et à mesure que le paramètre d'impact diminue. Pour des collisions plus violentes, nous observons que la taille de la source diminue fortement, par exemple pour $0.4 < b_{red} < 0.5$ une charge moyenne de seulement $\langle Z_{QP} \rangle = 21.9$ est obtenue, et dans des collisions plus centrales (soit $0.2 < b_{red} < 0.3$), le QP reconstruit a une charge moyenne de $\langle Z_{QP} \rangle = 15$, très éloignée de la charge du projectile.

L'évolution de la charge moyenne de la source est représentée en fonction de la violence de la collision dans la fig. 3.15, ainsi que la charge moyenne du résidu d'évaporation.

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

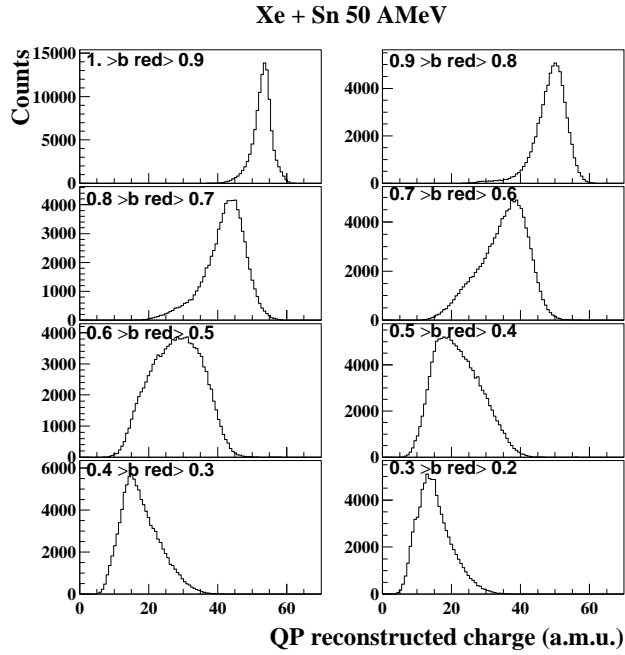


FIG. 3.14 – Évolution de la distribution en charge du quasi-projectile reconstruit à partir de l'équation 3.12, en fonction du paramètre d'impact réduit, pour le système $Xe+Sn$ à 50 MeV/nucléon.

En ce qui concerne la masse du QP, nous avons fait l'hypothèse de la conservation de l'isospin initial. Ainsi, on suppose que le quasi-projectile primaire garde le même rapport $\frac{A}{Z}$ que le projectile (éq. 3.13).

$$A_{QP} = \left(\frac{A}{Z}\right)_{proj} * Z_{QP} \quad (3.13)$$

La même hypothèse est faite pour le résidu du quasi-projectile :

$$A_{max} = \left(\frac{A}{Z}\right)_{proj} * Z_{max} \quad (3.14)$$

3.2. Première méthode : soustraction de la composante non-équilibrée

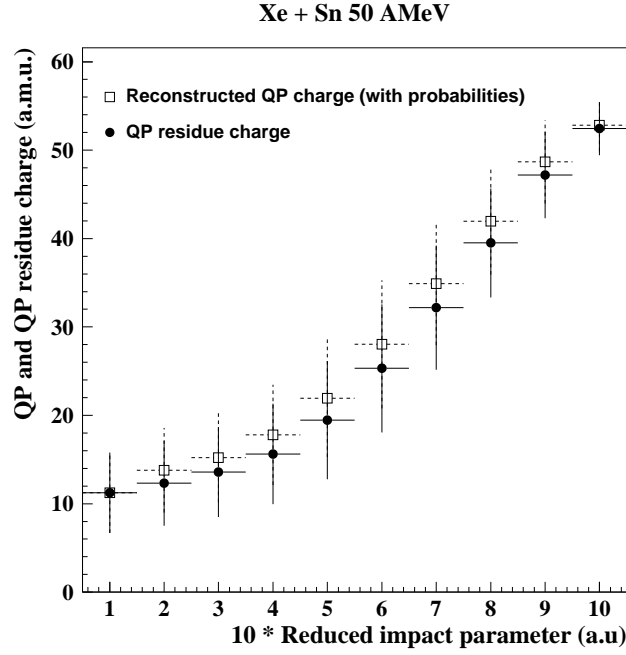


FIG. 3.15 – Évolution de la charge du résidu (points noirs) et de la charge du quasi-projectile reconstruit avec *éq.* 3.12 (carrés vides) avec le paramètre d'impact réduit, dans la réaction *Xe+Sn* à 50 MeV/nucléon.

3.2.10 Multiplicité des neutrons

L'hypothèse faite sur les masses de la source et du résidu du quasi-projectile influence directement les multiplicités reconstruites des neutrons émis par le quasi-projectile. Ces multiplicités, inaccessibles expérimentalement, sont déduites à l'aide d'un bilan de masse. Le nombre de neutrons émis peut être estimé par la différence entre la masse de la source A_{QP} et la masse totale détectée, constituée des masses des particules chargées émises par le quasi-projectile et de la masse du résidu d'évaporation A_{max} . Dans l'*éq.* 3.15, les masses A_k des particules chargées détectées sont pondérées par leur probabilité d'évaporation P_k :

$$M_n = A_{QP} - A_{max} - \sum_{i=1}^{M_c} P_k * A_k \quad (3.15)$$

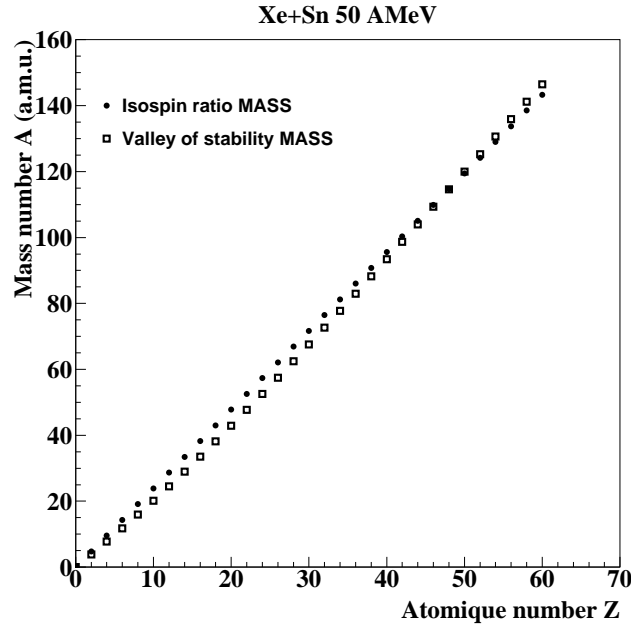


FIG. 3.16 – Évolution de la masse en fonction de la charge en considérant la formule de masse valable pour les noyaux stables, voir éq. 3.16 (les carrés), ou la conservation de l'isospin, avec l'éq. 3.13 (les points noirs).

Pour étudier l'influence des masses sur la multiplicité des neutrons, nous avons utilisé une seconde prescription.

Nous avons supposé que le quasi-projectile primaire et le résidu sont des noyaux appartenant à la vallée de la stabilité, représentée par l'équation suivante :

$$A_{stable}(Z) = 1.867 * Z + 0.016 * Z^2 - 1.07 * 10^{-4} * Z^3 \quad (3.16)$$

L'évolution de la masse en fonction du numéro atomique Z est montrée dans la fig. 3.16 dans le cas des deux hypothèses possibles : conservation de l'isospin et vallée de stabilité. La masse de la source est tracée dans la fig. 3.17 et les multiplicités de neutrons estimées dans la fig. 3.18.

Dans les collisions à grands paramètres d'impact réduits, les multiplicités de neutrons estimées en utilisant les masses de la vallée de stabilité sont plus élevées que les

3.2. Première méthode : soustraction de la composante non-équilibrée

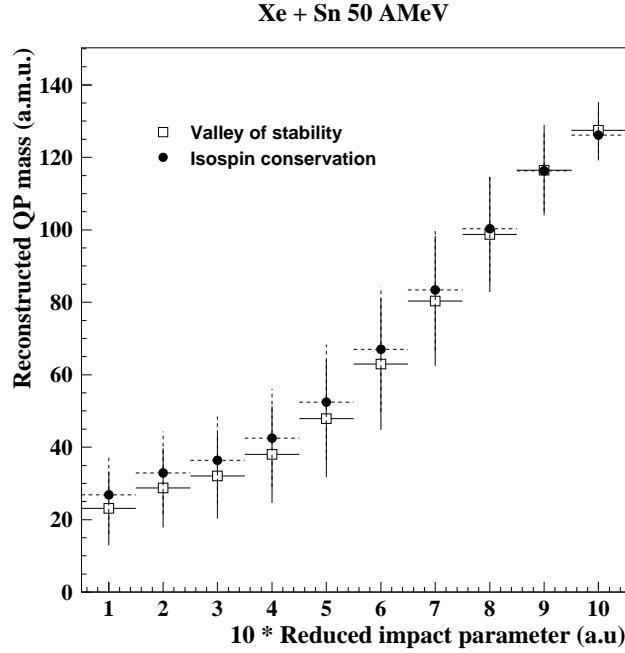


FIG. 3.17 – Masse du quasi-projectile en fonction du paramètre d'impact réduit, évaluée à l'aide de deux hypothèses (voir texte) : le quasi-projectile et son résidu localisés sur la vallée de stabilité (carrés vides) ou conservant l'isospin initial (points noirs).

multiplicités estimées en utilisant la conservation de l'isospin (fig. 3.18). Le comportement est inverse pour les paramètres d'impact plus petits. Ce comportement provient de l'évolution de la masse en fonction de la charge, différente dans les deux hypothèses : un croisement des pentes des courbes $A = f(Z)$ (cf. fig. 3.16) conduit à un croisement des pentes des courbes $A_{source} - A_{max} = f(b_{red})$ (cf. fig. 3.19), ce qui explique l'évolution des multiplicités de neutrons de la fig. 3.18.

3.2.11 Détermination de l'énergie d'excitation

L'énergie d'excitation du quasi-projectile est déterminée par calorimétrie (Annexe 1):

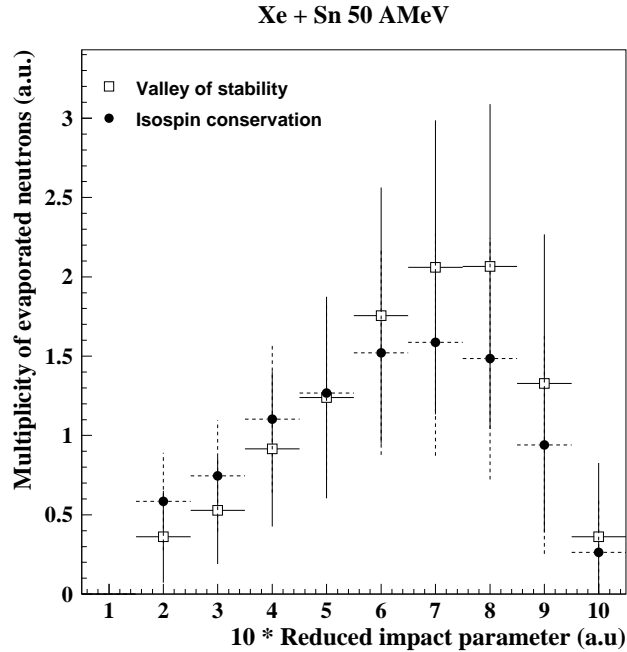


FIG. 3.18 – Multiplicité de neutrons estimée dans la réaction $Xe+Sn$ à 50 MeV/nucléon, en fonction du paramètre d'impact réduit et en utilisant deux hypothèses pour la détermination des masses (voir texte).

$$E^* = \sum_{k=1}^{M_c} (T_k * P_k) + T_n * M_n - Q(P_k) \quad (3.17)$$

Dans l'éq. 3.17, l'énergie cinétique T_k de la particule k dans le référentiel de la source est pondérée avec la probabilité P_k d'appartenance au quasi-projectile. L'énergie de masse Q est construite également en fonction de la probabilité d'évaporation des particules sélectionnées. Les fragments et les particules plus lourdes ne sont pas pris en compte (leur probabilité d'évaporation associée étant nulle par hypothèse).

Vitesse du quasi-projectile

La vitesse de la source nécessaire au calcul des énergies cinétiques T_k a été déterminée de deux façons. Elle peut être calculée à chaque événement en prenant en compte

3.2. Première méthode : soustraction de la composante non-équilibrée

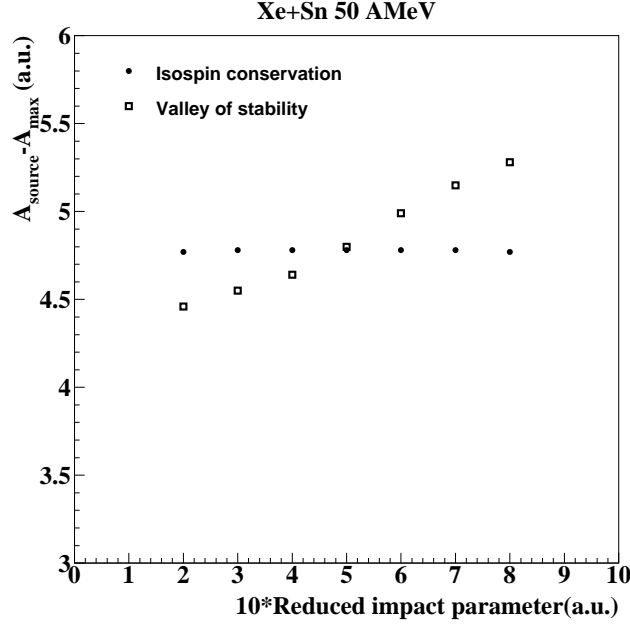


FIG. 3.19 – Différence entre la masse de la source et la masse du résidu pour les deux hypothèses de masse considérées, en fonction du paramètre d'impact réduit (voir texte).

l'ensemble des particules légères chargées de masse A_k . Ses composantes sont données par l'éq. 3.18, où l'indice j représente les coordonnées cartésiennes ($j = x, y, z$).

$$V_{QP}^j = \frac{\sum_{k=1}^{Mc} V_k^j A_k P_k}{\sum_{k=1}^{Mc} A_k P_k} \quad (3.18)$$

Une autre possibilité est de considérer que la vitesse de la source est égale à la vitesse du résidu d'évaporation du quasi-projectile. En moyenne, la vitesse du quasi-projectile est supposée ne pas être affectée par les émissions successives. Dans la fig. 3.20 nous présentons la distribution de vitesse parallèle du résidu en fonction de la violence de la collision, pour le système Xe + Sn à 50 AMeV. Pour les collisions les plus périphériques, cette vitesse est très proche de la vitesse du projectile ($V_{proj}^{CM} =$

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

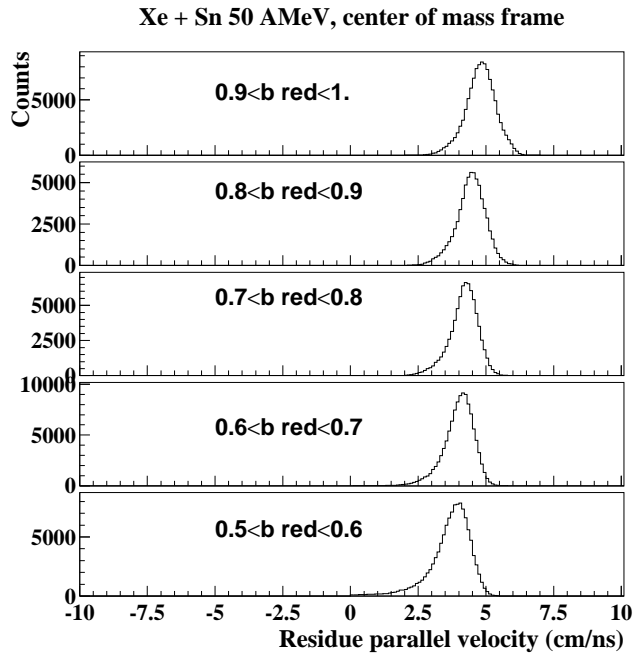


FIG. 3.20 – Distributions en vitesse parallèle du résidu du quasi-projectile pour différents paramètres d'impact réduits.

4.9 cm/ns). Le quasi-projectile est ralenti au fur et à mesure que la violence de la collision croît, ce qui reflète l'amortissement de l'énergie incidente.

Cette évolution apparaît également sur la fig. 3.21, où une comparaison est faite entre la vitesse de la source obtenue dans le cas des deux méthodes.

Les différences légères observées dans les collisions semi-centrales sur la fig. 3.21 contribuent à un décalage d'environ 5% des valeurs moyennes de l'énergie d'excitation correspondante.

Les neutrons

Dans l'éq. 3.17 apparaît l'énergie cinétique moyenne des neutrons T_n .

Dans le cadre de la théorie de Weisskopf de la désexcitation statistique des noyaux ([WEI37]), l'énergie moyenne d'une particule émise par un noyau, dont la température après émission est T , est donnée par :

3.2. Première méthode : soustraction de la composante non-équilibrée

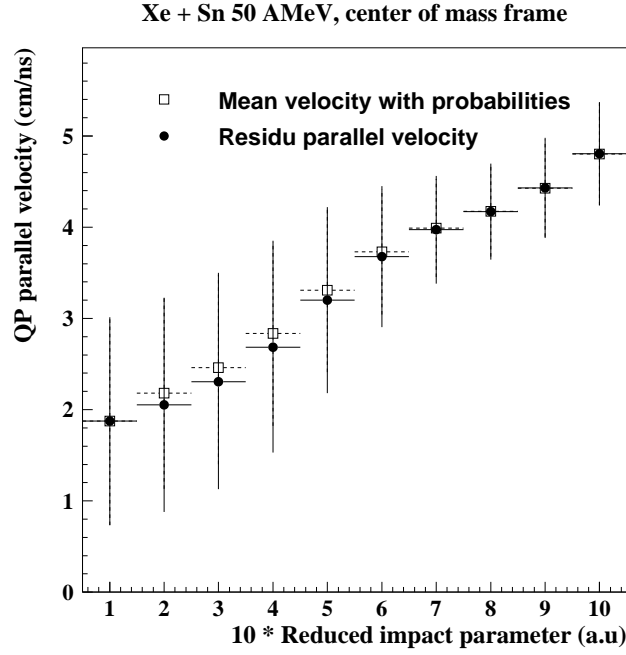


FIG. 3.21 – Vitesse de la source (quasi-projectile) en fonction du paramètre d'impact réduit pour le système $Xe+Sn$ à 50 MeV/nucléon calculée selon les deux hypothèses (voir texte).

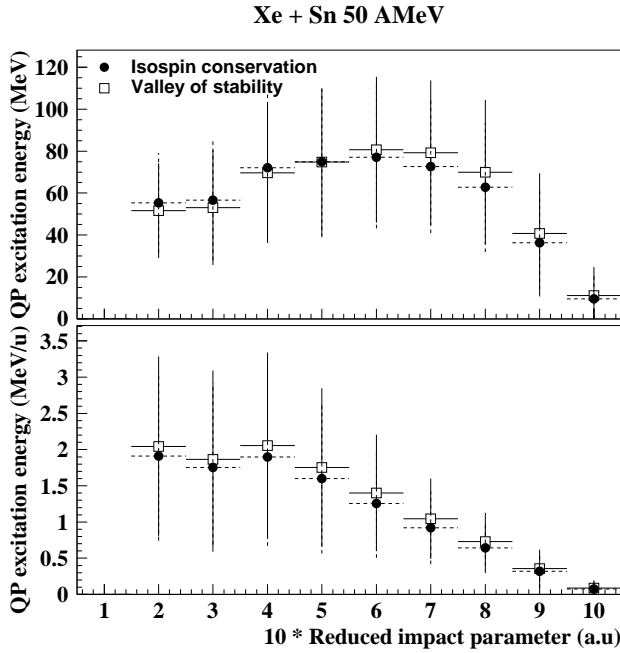


FIG. 3.22 – Énergie d'excitation totale (en haut) et par nucléon (en bas) en fonction du paramètre d'impact réduit, dans le cas des deux hypothèses faites sur les masses du quasi-projectile et du résidu (voir légende précédente et texte); le quasi-projectile est obtenu dans la réaction $Xe + Sn$ à 50 MeV/nucléon.

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

$$\langle E \rangle = 2T + B_c \quad (3.19)$$

où B_c est la barrière coulombienne. Dans le modèle du gaz de Fermi, l'énergie d'excitation est reliée à la température T par la relation :

$$E^* = a * T^2 \quad (3.20)$$

avec a le paramètre de densité de niveaux, $a = \frac{A_{source}}{8}$.

L'énergie cinétique moyenne des neutrons s'écrit donc :

$$T_n = 2T \quad (3.21)$$

puisque $B_c = 0$. Pour prendre en compte la décroissance de la température initiale de la source, survenant au cours des évaporations successives de particules, on a introduit un facteur k tel que :

$$T_n = 2 * k * T \quad (3.22)$$

avec $k = 0.75$. Différents tests sur la valeur de ce paramètre ont été effectués dans le travail [STE96].

La résolution de l'équation du deuxième degré en T , résultant des éq. 3.17, 3.20 et 3.22, permet la détermination de la température de la source, puis de l'énergie d'excitation du quasi-projectile.

L'influence de la multiplicité de neutrons, déterminée selon les deux hypothèses de masse (voir paragraphe 3.2.10), sur l'énergie d'excitation est illustrée dans la fig. 3.22. Les écarts maximum sont de 10-15%.

3.2. Première méthode : soustraction de la composante non-équilibrée

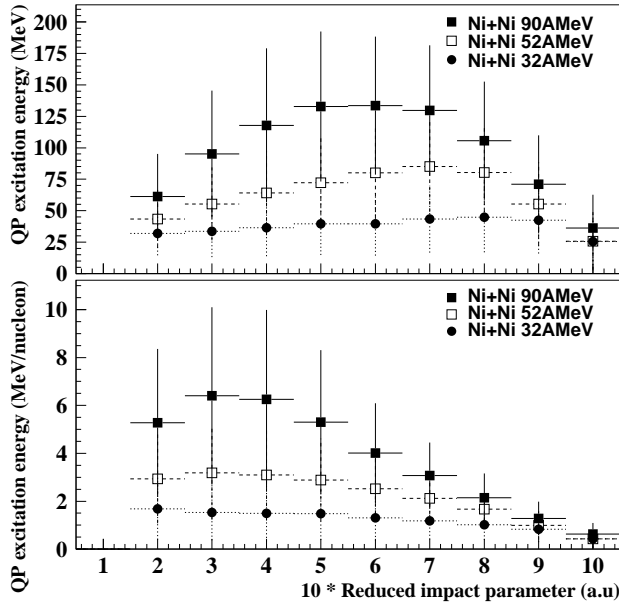


FIG. 3.23 – Évolution de l'énergie d'excitation totale et par nucléon, en fonction du paramètre d'impact réduit pour les réactions Ni+Ni à 32, 52 et 90 MeV/nucléon.

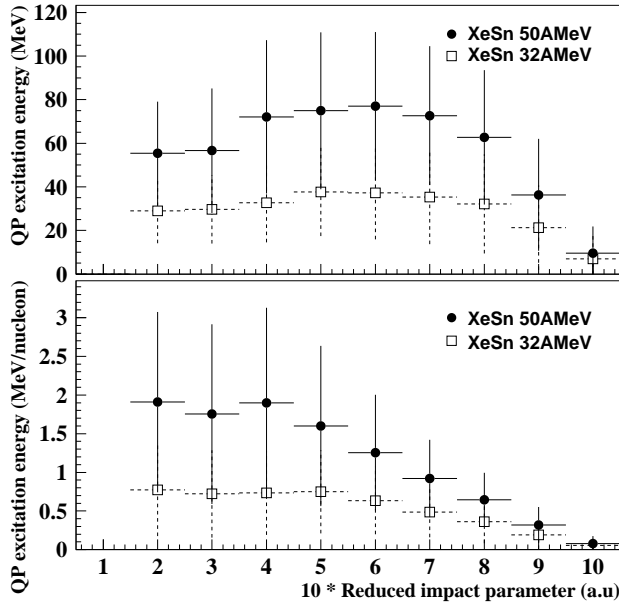


FIG. 3.24 – Évolution de l'énergie d'excitation totale et par nucléon, en fonction du paramètre d'impact réduit pour les réactions Xe+Sn à 32 et 50 MeV/nucléon.

Énergie d'excitation

L'énergie d'excitation du quasi-projectile de nickel produit dans les collisions Ni+Ni à plusieurs énergies de bombardement est montrée en fonction du paramètre d'impact

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

réduit (fig. 3.23). L'énergie d'excitation croît avec la violence de la collision. Ce comportement reflète l'augmentation de la dissipation avec la violence de la collision.

Pour un même paramètre d'impact, on observe une augmentation de l'énergie d'excitation lorsqu'augmente l'énergie de bombardement.

La même allure est obtenue dans le cas du système Xe+Sn à 32 et 50 MeV/nucléon (fig. 3.24).

Les énergies d'excitation obtenues avec la méthode décrite dans ce chapitre sont plus faibles que celles obtenues en utilisant d'autres méthodes pour la sélection des particules associées au quasi-projectile [GEN99][PET95][BEA94]. Cela est dû à l'hypothèse faite : la contribution équilibrée est déduite par soustraction d'une composante surestimant les émissions de mi-rapidité.

Les valeurs ainsi reconstruites indiquent une limite inférieure de l'énergie d'excitation.

3.3 Seconde méthode : sélection de la composante évaporative

3.3.1 Principe de la méthode

Cette méthode se propose de sélectionner dans les spectres expérimentaux les particules chargées émises par le QP.

Ces particules peuvent être mises en évidence grâce à leurs caractéristiques cinématiques dans un domaine angulaire restreint [STE89].

La comparaison des distributions expérimentales avec les résultats d'une simulation décrivant la désexcitation d'une source permettra d'extrapoler les caractéristiques de ces particules à l'ensemble du domaine angulaire, et d'en déduire des probabilités d'évaporation [BU02].

3.3.2 Caractéristiques des particules émises par une source

Soit une source se déplaçant avec une vitesse V_s dans le référentiel du laboratoire et émettant des particules isotropiquement avec une vitesse v dans son référentiel. Si on détecte ces particules à de petits angles par rapport à la direction de recul de la source, on s'attend à observer dans le spectre de vitesse dans le laboratoire deux composantes (ou deux solutions cinématiques) : une associée à des vitesses plus petites que la vitesse du noyau émetteur et une autre associée à des vitesses plus grandes (fig. 3.25).

Ces deux composantes ont des amplitudes différentes, proportionnelles à leur angle solide : la composante à faible vitesse ayant une amplitude plus petite que la composante à haute vitesse.

La distance entre les deux solutions cinématiques est proportionnelle à la vitesse d'émission de la particule dans le référentiel de la source. Elle dépend donc de la nature de la particule.

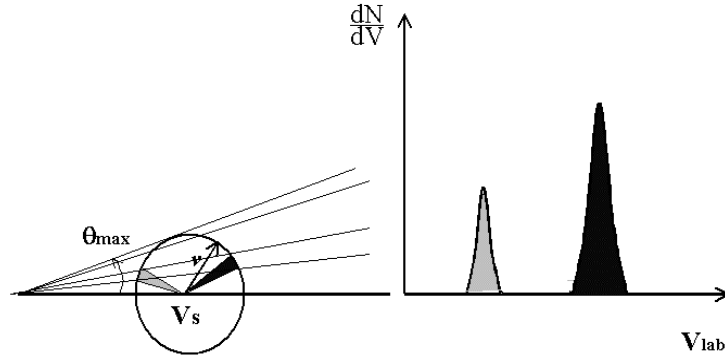


FIG. 3.25 – *Illustration des deux solutions cinématiques (voir texte).*

Au fur et à mesure que l'angle d'observation de la particule augmente, les deux composantes se rapprochent l'une de l'autre pour ne former qu'une seule composante à l'angle maximal d'émission de la particule (θ_{max} dans la fig. 3.25).

3.3.3 Sélections

Dans la Fig. 3.26 est présentée la corrélation entre la charge et la vitesse parallèle du plus gros fragment mesuré dans un événement. On remarque que la charge et la vitesse évoluent sur de larges domaines : avec une vitesse parallèle variant des plus basses vitesses jusqu'à la vitesse du projectile et des charges atteignant la charge 50 et plus. Les fragments ayant une vitesse parallèle proche de celle du projectile ($v_P = 10 \text{ cm/ns}$) sont les résidus d'évaporation du QP primaire créé dans l'interaction avec la cible. Les fragments ayant une vitesse parallèle plus faible que celle du projectile ne proviennent pas du projectile : ceux ayant une très faible vitesse et une charge élevée peuvent être

3.3. Seconde méthode : sélection de la composante évaporative

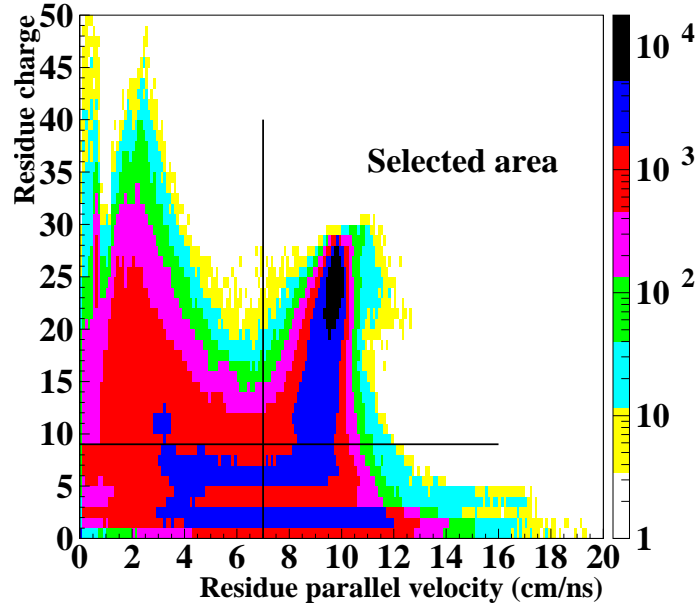


FIG. 3.26 – La charge du plus gros fragment en fonction de sa vitesse parallèle pour le système $Ni + Au$ à 52 MeV/nucléon. Les lignes représentent la sélection d'événements associés à un résidu du QP.

attribués à la cible et ceux ayant une vitesse intermédiaire et une charge plus faible sont associés à la composante de mi-rapacité. Les événements correspondant à ces fragments ne seront pas retenus au cours de l'analyse ultérieure.

Les conditions de sélection du résidu sont les suivantes : la charge du plus gros fragment dans l'événement doit être supérieure à 9 et sa vitesse doit être proche de celle du projectile : $V_{z,zmax} > 7. cm/ns$ pour $Ni + Au$ à 52 MeV/nucléon (fig. 3.26) et $V_{z,zmax} > 9. cm/ns$ à 90 MeV/nucléon.

3.3.4 Mise en évidence des particules émises par le QP

Pour mettre en évidence, selon la géométrie décrite en 3.3.2, les particules émises par la source QP, il est préférable d'étudier les collisions périphériques où la dissipation de l'énergie est modérée.

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

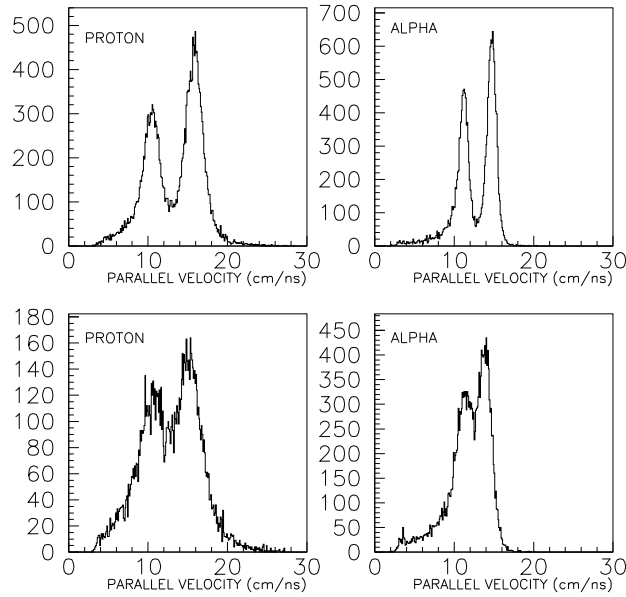


FIG. 3.27 – Vitesse parallèle de protons et alphas détectés dans la couronne 2 ($3^\circ < \theta < 4.5^\circ$). En haut: protons et particules alphas, collisions périphériques ($b_{red} = 0.9$). En bas: protons et alphas, collisions semi-périphériques ($b_{red} = 0.7$).

La trajectoire du quasi-projectile est très peu déviée par rapport à la direction initiale (l'axe du faisceau). Il s'ensuit que les petits angles polaires (mesurés à partir de l'axe du faisceau) sont très proches des angles d'émission des particules par rapport à la direction de recul de la source. C'est pourquoi nous examinons, dans la fig. 3.27, les distributions de vitesse des particules émises aux petits angles polaires.

Dans la figure fig. 3.27 sont présentées les distributions de vitesse parallèle des protons et des particules alphas issus de la réaction Ni+Au à 90 MeV/nucléon, mesurés aux petits angles polaires ($3^\circ < \theta < 4.5^\circ$ deuxième couronne d'INDRA). En haut, nous avons les distributions associées aux collisions périphériques ($b_{red} = 0.9$), tandis qu'en bas sont présentées les distributions en vitesse parallèle des particules issues de collisions plus centrales ($b_{red} = 0.7$). On remarque dans ces figures les caractéristiques attendues :

3.3. Seconde méthode : sélection de la composante évaporative

les deux solutions cinématiques sont bien séparées, pour les deux types de collisions, plus nettement pour les périphériques, avec un écart entre les deux pics plus grand.

Plus la collision est violente, plus le QP est dévié par rapport à l'axe du faisceau. La détection de particules à des angles petits par rapport à la direction de vol de la source, et donc à des angles polaires plus grands, doit néanmoins permettre l'observation des deux solutions cinématiques.

Dans la fig. 3.28, les distributions en vitesse parallèle des particules alpha issues de la réaction Ni+Au à 90 MeV/nucléon sont construites à $b_{red} = 0.9$ en fonction de l'angle polaire de la particule.

Comme attendu, les distributions de vitesse parallèle évoluent en fonction de l'angle polaire : plus l'angle est grand, plus les deux composantes de vitesses se rapprochent pour ne former qu'une seule composante (fig. 3.28, $7^\circ < \theta < 10^\circ$). Pour des angles plus grands apparaissent des particules avec des vitesses intermédiaires. La faible contribution des émissions du QP est noyée à ces angles.

La séparation des deux solutions cinématiques est d'autant plus nette que l'énergie de bombardement est faible, pour une particule et un angle polaire donnés.

Les distributions en vitesse parallèle des particules α mesurées dans les premières couronnes INDRA ($3^\circ < \theta < 14^\circ$) et dans les collisions périphériques, sont construites pour l'énergie de bombardement de 52 MeV/nucléon (fig. 3.29) et 90 MeV/nucléon (fig. 3.30).

Les deux solutions cinématiques sont plus clairement séparées à 52 MeV/nucléon qu'à 90 MeV/nucléon.

À partir des spectres de vitesse expérimentaux présentés dans cette section, on voit qu'il est possible de mettre en évidence les particules évaporées par le QP quand on les détecte à des angles proches de la direction de recul de la source.

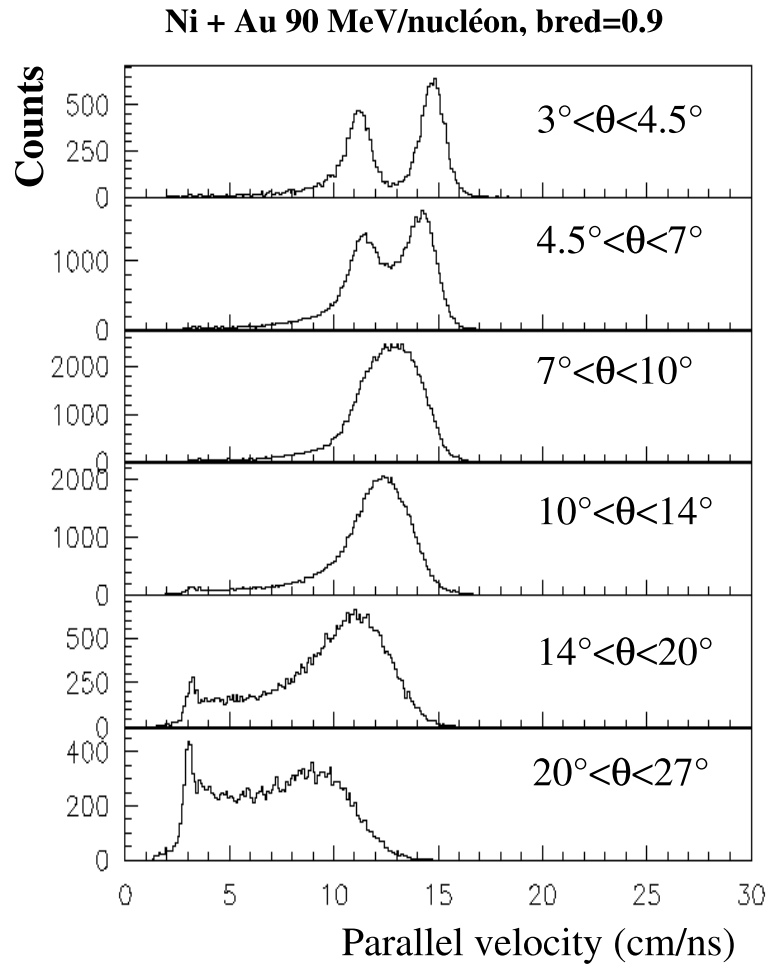
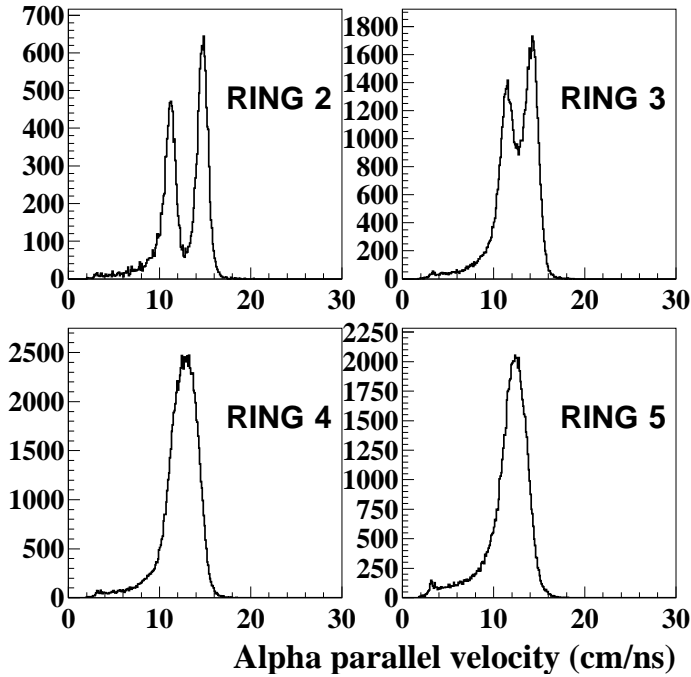
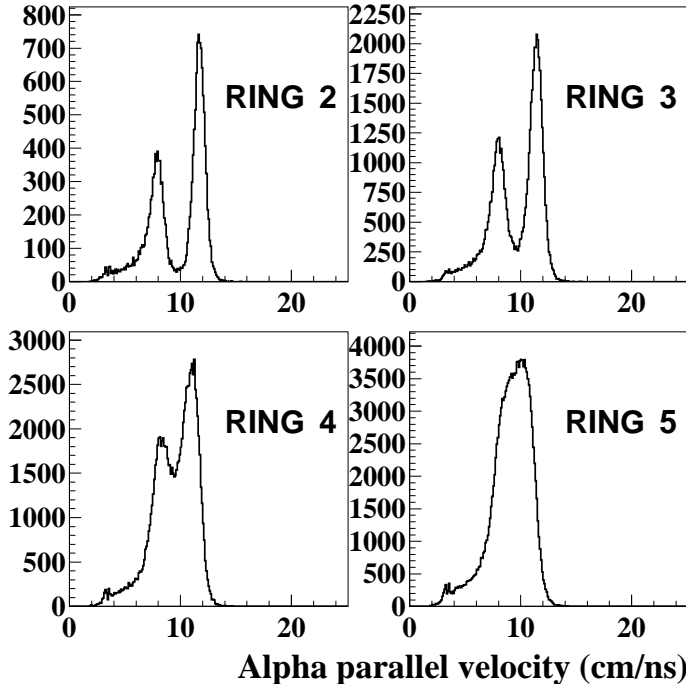


FIG. 3.28 – Evolution de la vitesse parallèle des particules alpha, dans le référentiel du laboratoire, en fonction de l'angle polaire. L'échelle des vitesses en abscisse est donnée en cm/ns.

3.3.5 Simulation

Le but de la simulation est de reproduire les distributions expérimentales de la vitesse parallèle des particules légères détectées aux petits angles dans le référentiel du

3.3. Seconde méthode : sélection de la composante évaporative



laboratoire. À partir de cette simulation, il sera possible d'extrapoler les caractéristiques des particules à plus grands angles et par comparaison avec les spectres expérimentaux d'en déduire la proportion de particules évaporées.

La simulation est faite par type de particule, en considérant l'évaporation isotrope des particules légères par le QP. Seuls ont été considérés protons, particules alphas,

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

deutons, ^3He et IMF (avec la masse moyenne $A=8$). Bien que le quasi-projectile peut évaporer les particules légères lors des émissions successives, la simulation réalisée ne prend pas en compte tous ces effets, car une seule particule est émise par événement. Les conséquences de la simplicité de cette simulation seront discutées dans les paragraphes suivants.

La source

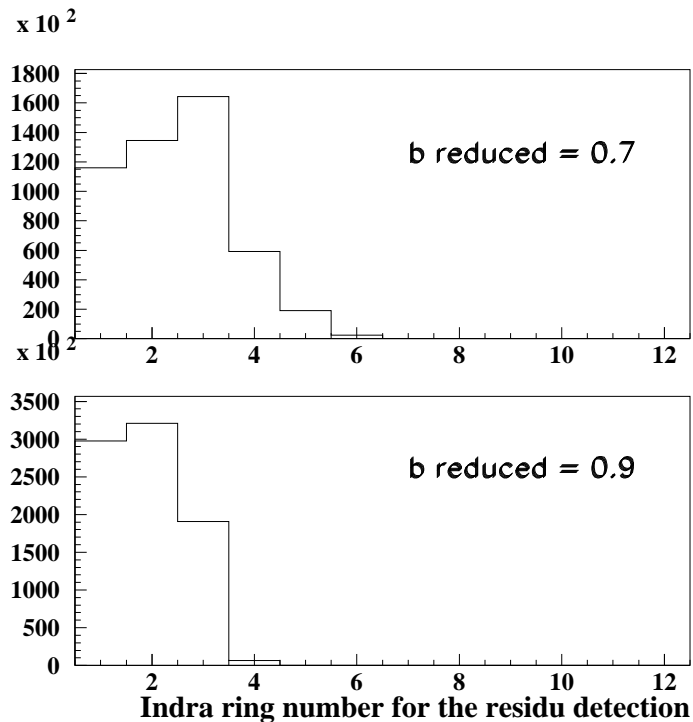


FIG. 3.31 – Distributions de l'angle polaire du résidu pour les collisions de paramètres d'impact réduits 0.7 et 0.9. L'angle polaire est donné par le numéro de la couronne INDRA.

On suppose qu'au cours des désexcitations successives subies par la source (QP), sa direction de vol est peu perturbée. Par conséquent, la mesure de la vitesse du résidu est une bonne indication de la vitesse de la source. La distribution des angles d'émission de la source sera choisie à partir des distributions angulaires du résidu. Dans la fig. 3.31, la distribution de l'angle polaire du résidu est représentée en fonction du numéro de la

3.3. Seconde méthode : sélection de la composante évaporative

couronne d'INDRA, dans les collisions semi-périphériques (en haut) et périphériques (en bas) dans le cas du système Ni + Au à 52 MeV/nucléon.

Le résidu est focalisé aux angles avant : dans les collisions périphériques, il est détecté de préférence dans les couronnes 1 et 2 ($2^\circ < \theta < 4.5^\circ$) et dans les collisions semi-périphériques, dans les couronnes 1 à 3 ($2^\circ < \theta < 7^\circ$).

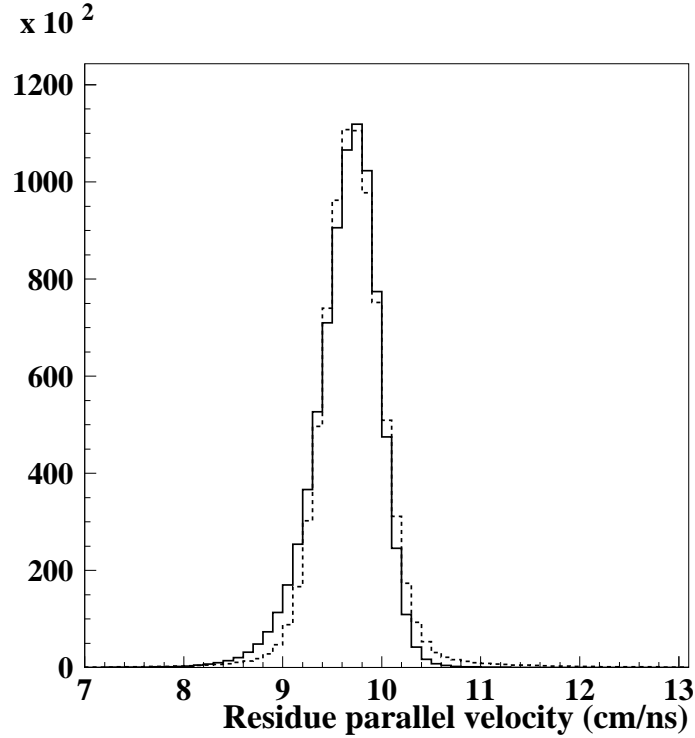


FIG. 3.32 – *Distribution en vitesse parallèle du résidu : le trait plein est la distribution expérimentale, les pointillés l'évaporation d'un proton, pour le système Ni+Au à 52 MeV/nucléon, $b_{red}=0.9$.*

La distribution de l'angle polaire de la source est prise identique à la distribution de l'angle du résidu et la distribution de l'angle azimutal est isotrope dans l'intervalle $0 - 2\pi$.

La vitesse de la source est simulée par une distribution gaussienne de valeur moyenne et de largeur arbitrairement fixées de telle façon que la distribution simulée de la vitesse parallèle du résidu reproduise la distribution expérimentale (fig. 3.32).

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

La distribution de la charge du résidu Z_{res} est décrite par une gaussienne suivant l'allure de la distribution expérimentale du résidu détecté. Sa masse est déduite de la charge en faisant l'hypothèse de la conservation de l'isospin (voir paragraphe 3.2.9).

Les particules dans le référentiel de la source

L'évaporation des particules dans le repère de la source est supposée isotrope et leur distribution d'énergie cinétique est décrite par une distribution de Maxwell (équ. 3.23).

$$P(\epsilon) = K \frac{(\epsilon - B)}{T^2} e^{-\frac{(\epsilon - B)}{T}} \quad (3.23)$$

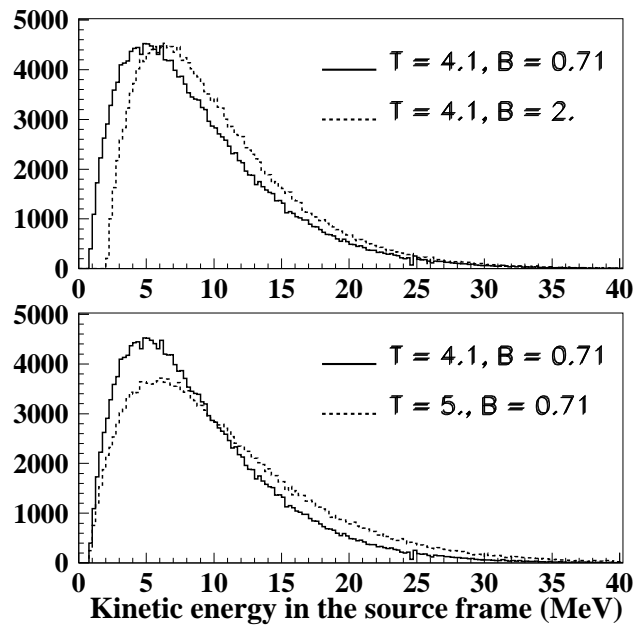


FIG. 3.33 – Simulation de l'énergie cinétique des protons évaporés dans le référentiel de la source (QP) pour le système Ni+Au à 90 MeV/nucléon. En haut : variation du paramètre B à $T = \text{constant}$, en bas variation de T , à $B = \text{constant}$.

L'équation 3.23 exprime la probabilité pour une particule d'être émise avec l'énergie cinétique ϵ dans le référentiel de la source. Cette probabilité dépend de deux paramètres,

3.3. Seconde méthode : sélection de la composante évaporative

la barrière coulombienne B et la température T . K est un facteur lié à l'amplitude des spectres (à la normalisation).

Dans la fig. 3.33 sont représentées pour les protons des distributions en énergie cinétique construites avec différentes valeurs de B et T : plus B ou T augmente, plus la valeur moyenne de l'énergie cinétique augmente.

Dans le référentiel de la source, l'angle polaire θ de la particule est choisi de telle façon que $\cos(\theta)$ soit uniforme entre -1 et 1 et l'angle azimutal ϕ uniforme entre 0 et 2π .

En composant la vitesse de la particule dans le référentiel de la source avec la vitesse de la source, nous déterminons la vitesse de la particule légère dans le référentiel du laboratoire et ses angles polaire et azimutal.

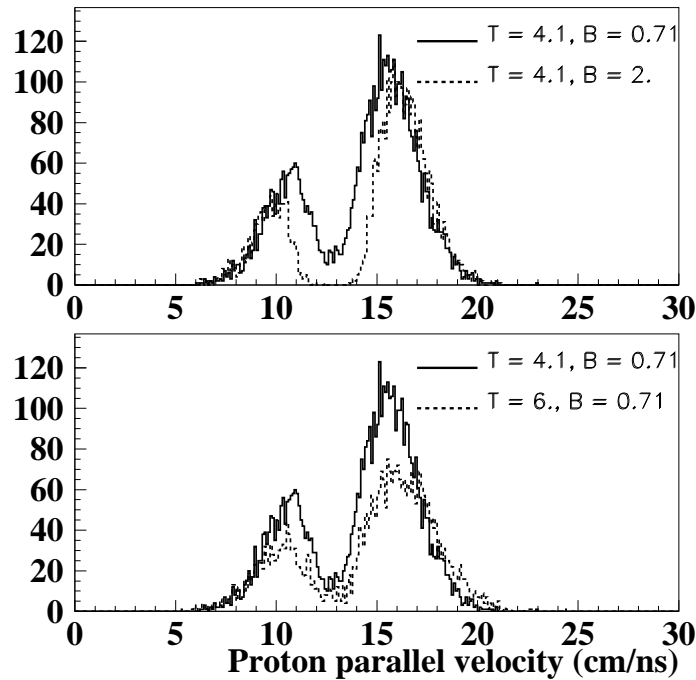


FIG. 3.34 – Simulation de la vitesse parallèle des protons évaporés dans la réaction $Ni+Au$ à $90\text{ MeV}/\text{nucléon}$, $b_{red}=0.9$, dans la deuxième couronne d'INDRA ($3^\circ < \theta < 4.5^\circ$), dans le référentiel du laboratoire. Comparaison des spectres simulés avec différentes valeurs des paramètres B et T .

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

Les événements simulés sont comparés aux événements expérimentaux après avoir été soumis à un filtre géométrique décrivant l'acceptance du détecteur.

Nous avons choisi de comparer les distributions simulées de la vitesse parallèle de la particule et les spectres expérimentaux dans le référentiel du laboratoire. Les distributions en vitesse parallèle sont construites par domaine d'angle polaire correspondant aux différentes couronnes d'INDRA. Cela permet de mettre en évidence le processus d'évaporation des particules par la source, comme vu précédemment.

Comment sont modifiés les spectres en vitesse parallèle des particules, en fonction des valeurs des paramètres (B et T) de l'énergie cinétique de la particule dans le référentiel de la source ?

Dans la fig. 3.34 sont comparées des distributions simulées, construites pour différentes valeurs de B et T, pour les protons. Nous observons que la simulation permet de décrire les deux pics associés aux émissions avant et arrière de la particule dans le référentiel de la source et les amplitudes différentes proportionnelles aux angles solides.

Nous pouvons voir également dans la fig. 3.34 comment les deux pics, associés aux émissions de la particule avant et arrière dans le référentiel de la source s'éloignent lorsque la barrière B augmente : c'est l'image d'un cercle coulombien plus large dans le référentiel de la source qui conduit à une distance plus grande entre les deux pics. De même, quand la température croît, les deux pics deviennent plus larges. Nous voyons quelle est l'influence des paramètres B et T sur la vitesse parallèle de la particule dans le référentiel du laboratoire.

La reproduction des distributions expérimentales de la vitesse parallèle des particules dépend du choix des couples de paramètres B et T.

Procédure d'ajustement

Le but de cette procédure est de déterminer le couple (B,T) qui conduit au meilleur accord entre les spectres expérimentaux et les spectres simulés. À cet effet, on construit la quantité d suivante :

3.3. Seconde méthode : sélection de la composante évaporative

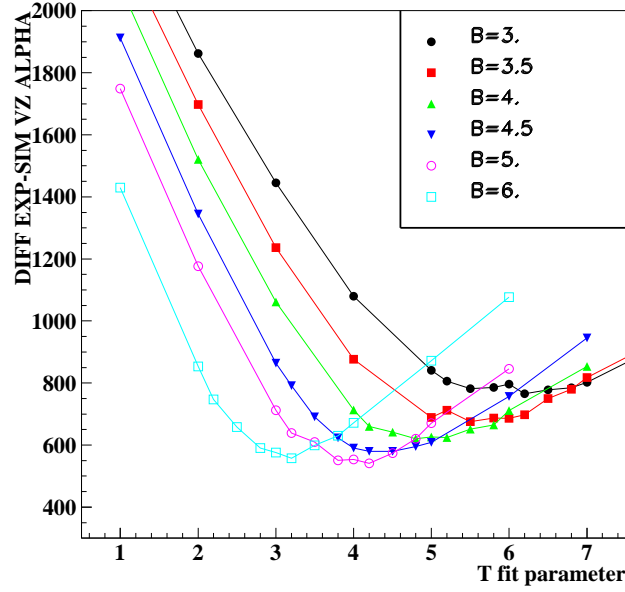


FIG. 3.35 – Évolution de l'écart entre les distributions expérimentales et simulées de la vitesse parallèle de particules alpha produites dans les collision à $b_{red} = 0.9$ pour le système $Ni + Au$ à $52 \text{ MeV}/\text{nucléon}$ et mesurées dans la deuxième couronne d'INDRA ($3^\circ < \theta < 4.5^\circ$). Les valeurs de cet écart sont représentées en fonction du paramètre T pour différentes valeurs de B .

$$d = \sqrt{\sum_i (Y_{exp}(i) - Y_{sim}(i))^2} \quad (3.24)$$

où $Y_{exp}(i)$ et $Y_{sim}(i)$ sont les spectres expérimentaux et simulés, respectivement. Les valeurs de d ainsi obtenues sont portées dans la fig. 3.35 en fonction du paramètre T pour différentes valeurs du paramètre B .

Les minimums observés représentent le meilleur accord entre les spectres simulés et expérimentaux pour une valeur donnée de B . Les valeurs des paramètres correspondant au plus petit minimum sont dans le cas présenté dans la fig. 3.35 : $B=5 \text{ MeV}$, $T=4.2 \text{ MeV}$. Pour chaque type de particule et pour chaque paramètre d'impact réduit, cette procédure d'ajustement donne les valeurs des paramètres qui permettent la meilleure

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

reproduction de la distribution en vitesse parallèle des particules détectées dans la deuxième couronne d'INDRA.

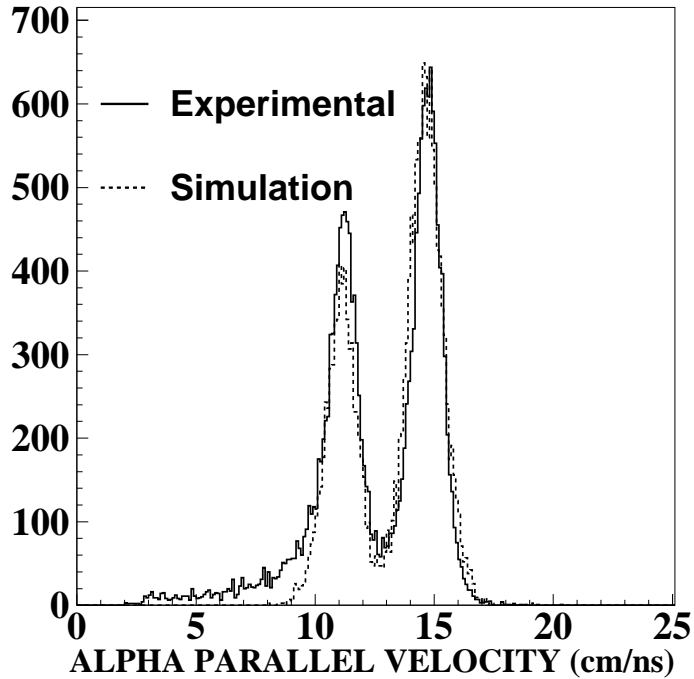


FIG. 3.36 – *Distribution en vitesse parallèle des particules α issues de la réaction $Ni + Au$ à 90 MeV/nucleon à $b_{red}=0.9$ et détectées dans la deuxième couronne d'INDRA ($3^\circ < \theta < 4.5^\circ$). Trait plein: spectre expérimental, en pointillés simulation avec le couple (B,T) correspondant au meilleur ajustement.*

Dans la fig. 3.36, la distribution en vitesse parallèle pour les particules alpha mesurées à $3^\circ < \theta < 4.5^\circ$ est très bien décrite par la simulation.

Les paramètres T et B intervenant dans la distribution maxwellienne (éq. 3.23) représentent la température du noyau fils et la hauteur de la barrière coulombienne que doit vaincre la particule pour être évaporée. Les valeurs déduites de la procédure d'ajustement ne reflètent pas les valeurs physiques attendues.

Par exemple la barrière coulombienne pour une particule alpha et un noyau émetteur de $Z = 25$ est :

3.3. Seconde méthode : sélection de la composante évaporative

$$B_{coul}(MeV) = 1.44 \frac{Z_{alpha} \cdot Z_{res}}{r_0 \cdot (A_{alpha}^{\frac{1}{3}} + A_{res}^{\frac{1}{3}})} \quad (3.25)$$

ce qui conduit à $B_{coul} = 10.32$ MeV pour $r_0=1.22$ fm, valeur très éloignée de la valeur obtenue par ajustement. Si une telle valeur était utilisée, nous n'aurions pas un bon accord entre le spectre expérimental et le spectre simulé.

B et T ne sont considérés qu'en tant que paramètres de fit. Ceci est justifié par le fait que nous essayons de décrire avec des hypothèses simples un processus complexe dans lequel interviennent d'autres effets tels que : effets de spin, émission de plusieurs particules d'un même type, émission de particules de types différents,...

Nous cherchons une fonction permettant la meilleure description des distributions expérimentales des particules légères pour opérer une extrapolation aux plus grands angles afin d'estimer la fraction des particules évaporées par le QP. Tous les effets non pris en compte dans la simulation sont inclus dans les valeurs des paramètres de fit. C'est pourquoi nous n'attachons pas une grande importance à la valeur numérique de ces paramètres.

3.3.6 Résultats de la simulation

La simulation des distributions de vitesse parallèle des particules évaporées dans la deuxième couronne d'INDRA montre un bon accord avec les spectres expérimentaux (fig. 3.37). Cet accord est obtenu sur tout le domaine en vitesse.

Pour déduire les distributions en vitesse des particules évaporées dans tout le domaine angulaire, nous avons utilisé le couple de paramètres (B,T) obtenu par la procédure d'ajustement. Les spectres simulés ont été normalisés aux spectres expérimentaux de la manière suivante : pour la deuxième couronne d'INDRA, la distribution en vitesse parallèle des particules a été normalisée au nombre d'entrées dans le spectre expérimental correspondant, et pour les couronnes supérieures, dans lesquelles apparaissent

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

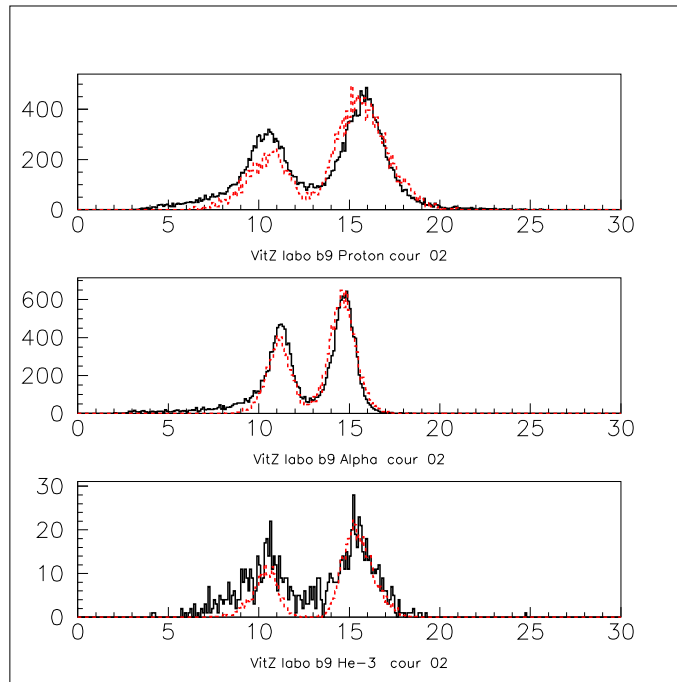


FIG. 3.37 – De haut en bas : distribution en vitesse parallèle des protons, particules α et ${}^3\text{He}$ produits dans la réaction $\text{Ni} + \text{Au}$ à $90 \text{ MeV}/\text{nucléon}$ à $b_{red}=0.9$ et détectés dans la deuxième couronne d'INDRA ($3^\circ < \theta < 4.5^\circ$). Trait plein : spectre expérimental ; en pointillés : simulation.

des particules de mi-rapacité, le facteur de normalisation a été trouvé de telle façon que la partie à haute énergie des deux spectres coïncide.

Les distributions simulées à grands angles montrent que seule une partie du spectre expérimental correspond aux émissions par le QP (fig. 3.38). Cette partie est de plus en plus faible au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la direction de vol de la source. Au-delà d'un certain angle, il n'y a plus de particules émises par le QP, il ne subsiste que les particules de mi-rapacité.

Les distributions de vitesse des protons sont montrées pour le système $\text{Ni} + \text{Au}$ à $90 \text{ MeV}/\text{nucléon}$, dans la fig. 3.39 et pour $\text{Ni} + \text{Au}$ à $52 \text{ MeV}/\text{nucléon}$ dans la fig. 3.40 à $b_{red} = 0.9$.

3.3. Seconde méthode : sélection de la composante évaporative

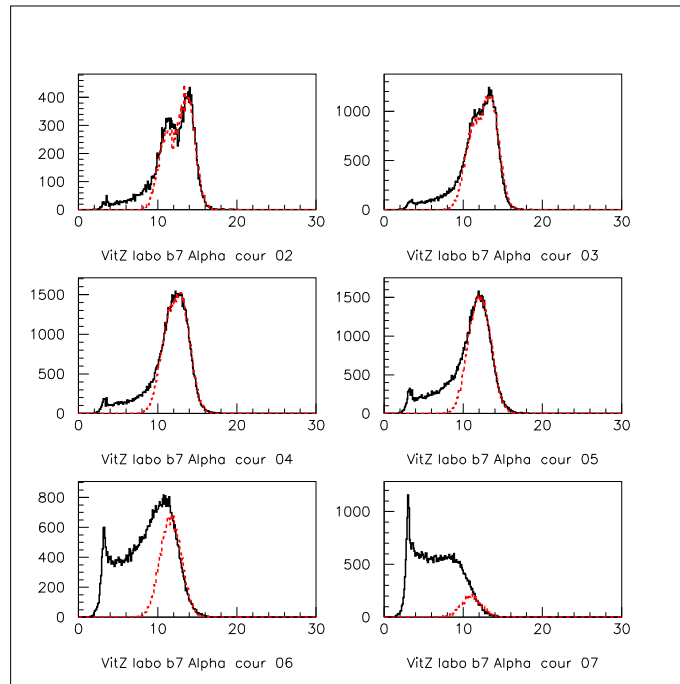


FIG. 3.38 – Spectre de vitesse parallèle des particules α issues de la réaction $Ni + Au$ à 90 MeV/nucleon à $b_{red}=0.7$ en fonction de l'angle polaire. Trait plein : spectre expérimental ; en pointillés : simulation.

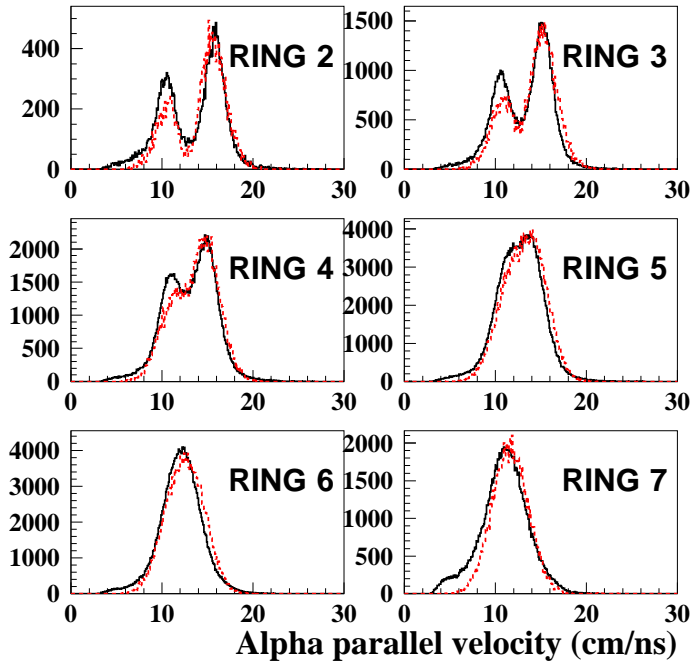


FIG. 3.39 – Vitesse parallèle des protons provenant de la réaction $Ni + Au$ à 90 MeV/nucleon , $b_{red} = 0.9$. Les fenêtres sélectionnées correspondent aux couronnes INDRA de 2 à 7 ; expérimental (trait plein) et simulé (en pointillés) ;

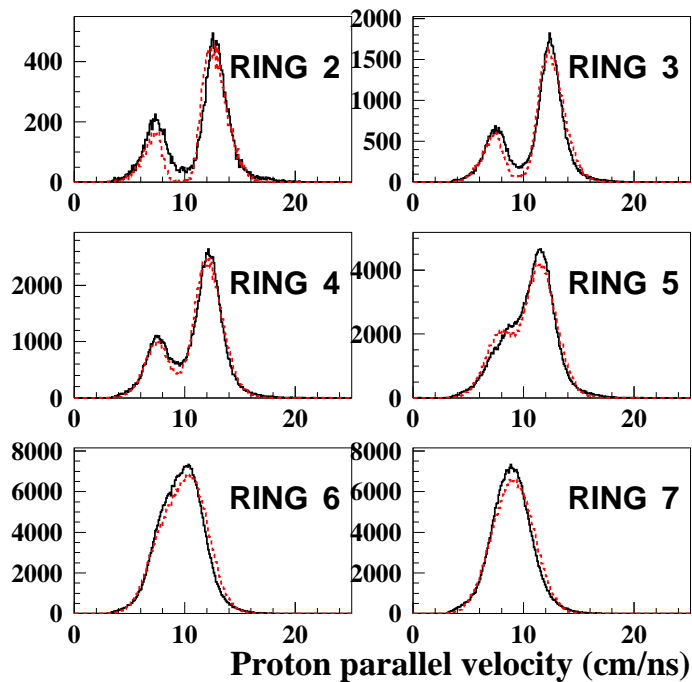


FIG. 3.40 – Vitesse parallèle des protons provenant de la réaction $Ni + Au$ à 52 MeV/nucléon , $b_{red} = 0.9$. Les fenêtres sélectionnées correspondent aux couronnes INDRA de 2 à 7; expérimental (trait plein) et simulé (en pointillés);

3.3.7 Probabilité d'évaporation

Comme nous l'avons expliqué précédemment, le but est d'associer à chaque particule détectée une probabilité qu'elle soit évaporée par le QP.

Pour chaque type de particule, nous avons construit à l'aide de la simulation les spectres d'évaporation dans tout le domaine angulaire.

Pour une particule donnée, détectée à un angle polaire et à un paramètre d'impact donnés, avec une vitesse parallèle donnée, la probabilité d'évaporation peut s'exprimer comme le rapport du nombre de particules dans le spectre simulé au nombre de particules dans le spectre expérimental pour le canal en vitesse parallèle considéré (fig. 3.41). Cette probabilité s'écrit :

$$P(b, type, \theta, v_z) = \frac{N_{sim}(b, type, \theta, v_z)}{N_{exp}(b, type, \theta, v_z)} \quad (3.26)$$

3.3. Seconde méthode : sélection de la composante évaporative

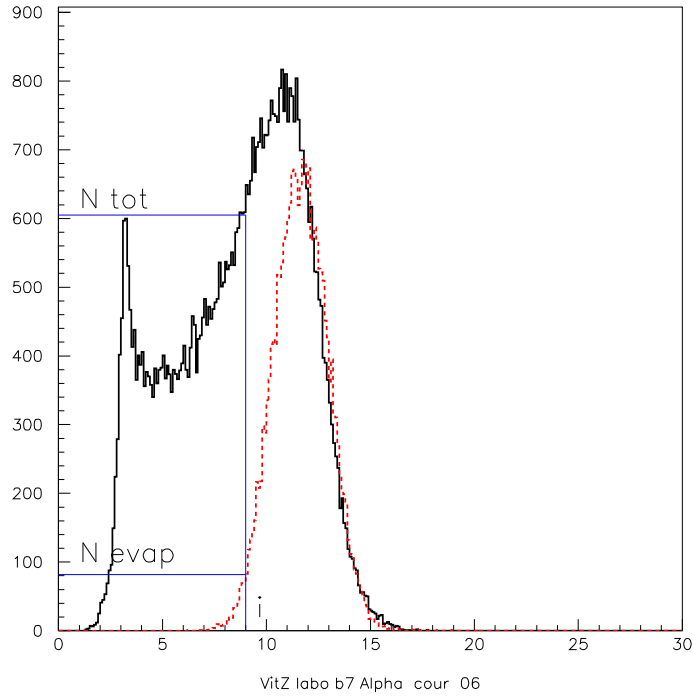


FIG. 3.41 – *Vitesse parallèle des particules α mesurées à $14^\circ < \theta < 20^\circ$ dans la réaction $Ni + Au$ à 90 MeV/nucléon , pour $b_{red}=0.7$. Trait plein : spectre expérimental, en pointillés : spectre simulé. Dans chaque canal, la probabilité d'évaporation est le rapport entre le spectre simulé et expérimental.*

3.3.8 Détermination de l'énergie d'excitation

Le calcul de l'énergie d'excitation du QP est réalisé en appliquant la calorimétrie à chaque événement (voir paragraphe 3.2.11). Nous rappelons l'éq. 3.17 :

$$E^* = \sum_{k=1}^{M_c} (T_k * P_k) + T_n * M_n - Q(P_k) \quad (3.27)$$

Les distributions en énergie d'excitation du quasi-projectile de Ni sont représentées dans la fig. 3.42 pour les réactions $Ni + Au$ à 52 MeV/nucléon et $Ni + Au$ à 90 MeV/nucléon pour les paramètres d'impact réduits $b_{red} 0.7$ et 0.9 .

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

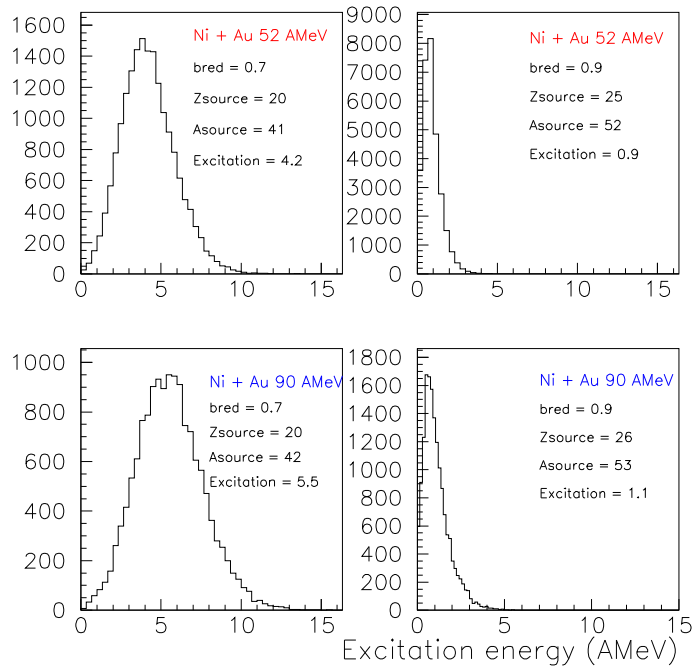


FIG. 3.42 – Énergie d'excitation du QP. En haut: la réaction Ni + Au à 52 MeV/nucléon en bas: Ni + Au à 90 MeV/nucléon; colonne de gauche $b_{red} = 0.7$, colonne de droite $b_{red} = 0.9$.

Nous pouvons voir que pour les deux systèmes un QP de la même taille est reconstruit. La charge moyenne obtenue est $Z = 20$ pour $b_{red} = 0.7$ et $Z = 25 - 26$ pour $b_{red} = 0.9$.

L'énergie d'excitation, quant à elle, a une valeur moyenne en MeV/nucléon de: 0.9 pour Ni + Au à 52 MeV/nucléon et 1.1 à 90 MeV/nucléon dans les collisions périphériques. Dans les collisions semi-périphériques, cette énergie en MeV/nucléon est de: 4.2 à 52 MeV/nucléon et de 5.5 à 90 MeV/nucléon.

Comme attendu, l'énergie d'excitation du QP croît quand la collision est plus violente.

Pour un paramètre d'impact donné, une légère différence entre les énergies d'excitation est observée avec l'augmentation de l'énergie de bombardement. Ce peut être

3.3. Seconde méthode : sélection de la composante évaporative

TAB. 3.2 – Comparaison entre les multiplicités expérimentales des particules émises par le QP (voir le texte) et les prédictions du code statistique GEMINI [CHA88] pour Ni+Au à 90 MeV/nucléon et pour un paramètre d'impact réduit $b_{red} = 0.7$.

TYPE	DATA	GEMINI
proton	2.85	2.83
alpha	1.48	1.34
deuteron	0.73	1.1
triton	-	0.35
3-Helium	0.29	0.22
IMF	0.29	-

une indication de l'augmentation de la dissipation en énergie avec l'augmentation de l'énergie de bombardement.

3.3.9 Comparaison avec GEMINI

Pour juger de la cohérence de cette méthode, nous avons comparé les résultats obtenus avec les prédictions du modèle GEMINI, un code de désexcitation statistique [CHA88].

Les comparaisons ont été effectuées pour le système Ni+Au à 52 et 90 MeV/nucléon, en considérant une source ayant les caractéristiques du QP reconstruit avec notre méthode à $b_{red} = 0.7$, soit une charge $Z=20$, une masse $A=41$ et une énergie d'excitation $E^* = 4.2$ MeV/nucléon à 52 MeV/nucléon et une charge $Z=20$, une masse $A=42$ et une énergie d'excitation $E^* = 5.5$ MeV/nucléon à 90 MeV/nucléon.

Les calculs ont été réalisés en ne prenant en compte que l'émission de particules légères ($Z = 1$ et $Z = 2$). De plus, ces calculs n'ont pas été filtrés par l'acceptance du détecteur.

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

TAB. 3.3 – Comparaison entre les multiplicités expérimentales des particules émises par le QP (voir le texte) et les prédictions du code statistique GEMINI [CHA88] pour Ni+Au à 52 MeV/nucléon et pour un paramètre d'impact réduit $b_{red} = 0.7$.

TYPE	DATA	GEMINI
proton	2.21	2.47
alpha	1.48	1.53
deuteron	0.41	0.73
triton	-	0.19
3-Helium	0.16	0.14
IMF	0.20	-

Le but de la comparaison est de vérifier que les multiplicités des particules et les énergies cinétiques (via l'énergie d'excitation) sont en accord qualitatif avec un code statistique.

Les multiplicités de protons et d'alphas sont reproduites à mieux que 10%, la multiplicité calculée de deutons est supérieure d'environ 50-60% (TAB. 3.2 et TAB. 3.3).

Expérimentalement, il est difficile d'avoir accès à la multiplicité de tritons car une partie de ces particules se trouve mélangée à des deutons d'énergies différentes.

En conclusion, les caractéristiques expérimentales des particules légères (multiplicités et énergies) sont en bon accord avec les prédictions théoriques du code GEMINI.

3.4 Troisième méthode : sélection de la composante évaporative dans l'hémisphère avant

3.4.1 Principe de la méthode

Les produits chargés détectés dans l'hémisphère avant du quasi-projectile [GEN99] [STE01] sont supposés n'avoir été émis que par le quasi-projectile. Dans cette hypothèse, le quasi-projectile peut être reconstruit en doublant la contribution de ces produits chargés.

Cette hypothèse est raisonnable pour une évaporation isotrope dans le référentiel de la source.

3.4.2 Sélections

Les sélections effectuées sur la charge et la vitesse parallèle du résidu sont celles décrites dans le paragraphe 3.3.3, c'est-à-dire une charge supérieure à 9 et une vitesse parallèle supérieure à 7 cm/ns pour le système Ni+Au à 52 MeV/nucléon et supérieure à 9 cm/ns pour le système Ni+Au à 90 MeV/nucléon.

3.4.3 Reconstruction du quasi-projectile

La charge de la source Z_{QP} est reconstruite en ajoutant au résidu d'évaporation Z_{max} deux fois les produits chargés émis dans l'hémisphère avant de la source :

$$Z_{QP} = Z_{max} + \sum_{i=1}^{M_{LCP}^{AVANT}} 2 * Z_i \quad (3.28)$$

Dans l'éq. 3.28, Z_i est la charge de la particule i et M_{LCP}^{AVANT} est la multiplicité de particules chargées dans l'hémisphère avant.

Nous assimilons le repère de la source à celui du résidu, par conséquent les particules émises dans l'hémisphère avant sont les particules ayant une vitesse parallèle supérieure

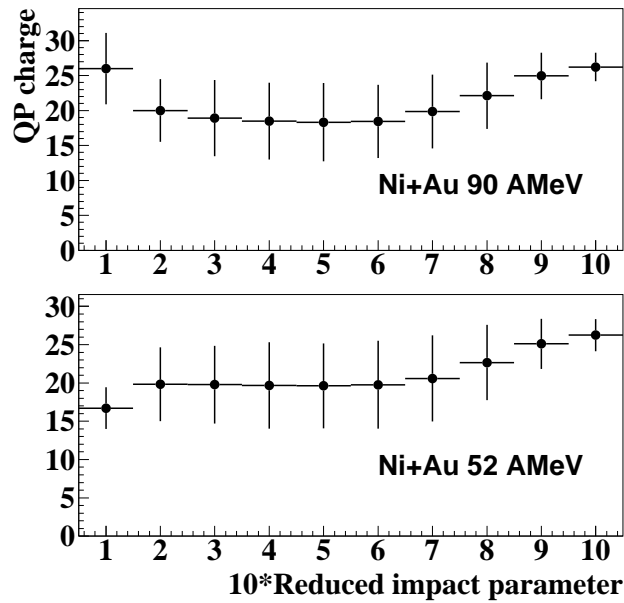


FIG. 3.43 – Charge de la source reconstruite, en fonction du paramètre d'impact réduit, pour la réaction $Ni + Au$ à 90 MeV/nucléon et 52 MeV/nucléon.

à la vitesse parallèle du résidu. Cette reconstruction est illustrée dans la fig. 3.43 en fonction du paramètre d'impact réduit pour le système Ni+Au à deux énergies de bombardement.

Quelle que soit l'énergie de bombardement, la charge du quasi-projectile décroît avec la diminution du paramètre d'impact. Elle atteint un palier dans les collisions semi-centrales ($b_{red} < 0.7$). La reconstruction de la source dans les collisions les plus centrales ($b_{red} < 0.3$), n'est pas significative dans la mesure où les sélections en charge du résidu peuvent introduire des biais importants.

3.4.4 Détermination de l'énergie d'excitation

L'énergie d'excitation de la source est calculée par la calorimétrie (cf. Annexe 1), en prenant en compte les particules sélectionnées dans l'hémisphère avant (paragraphe 3.4.1).

3.4. Troisième méthode : sélection de la composante évaporative dans l'hémisphère av

L'évaluation de la masse de la source (éq. 3.13) et l'estimation des multiplicités neutroniques (éq. 3.15) sont décrites dans les paragraphes 3.2.9 et 3.2.10.

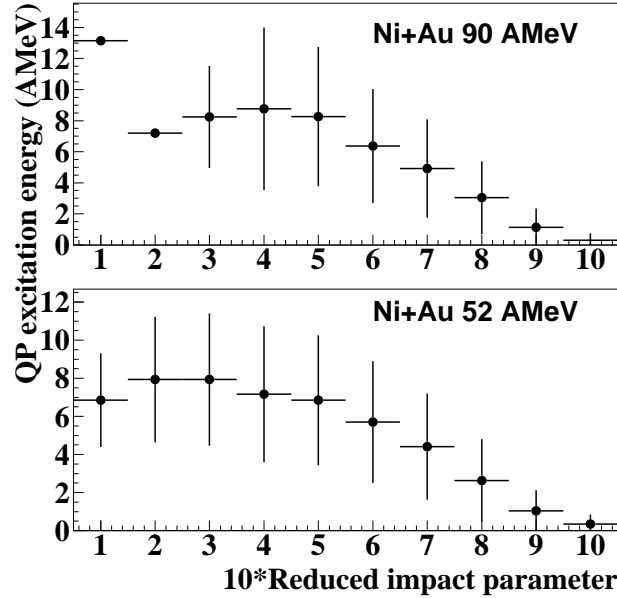


FIG. 3.44 – Évolution de l'énergie d'excitation avec le paramètre d'impact réduit, pour les réactions $Ni + Au$ à 90 MeV/nucléon et 52 MeV/nucléon.

La fig. 3.44 présente l'évolution de l'énergie d'excitation en fonction du paramètre d'impact réduit.

L'énergie d'excitation par nucléon croît avec la violence de la collision. Cette énergie d'excitation augmente de façon quasi linéaire entre les collisions périphériques et les collisions semi-périphériques. L'énergie d'excitation est plus élevée à l'énergie de bombardement de 90 MeV/nucléon. Les valeurs associées aux collisions les plus centrales ne sont pas significatives (cf. remarque paragraphe 3.4.3).

Chapitre 3. Étude de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

Chapitre 4

Comparaison des énergies d'excitation
expérimentales avec les prédictions du
modèle PIRAT

4.1 Présentation du modèle PIRAT

Afin de comprendre les mécanismes de réaction qui gouvernent les interactions entre ions lourds aux énergies intermédiaires, nous allons comparer les résultats expérimentaux avec les prédictions du modèle PIRAT [SOS01].

Il s'agit d'un modèle stochastique qui décrit l'interaction entre le projectile et la cible par des échanges multiples de nucléons entre les deux partenaires.

Le scénario comporte plusieurs étapes. Une première étape consiste à déterminer les nucléons du projectile et de la cible qui participeront aux transferts décrits dans la deuxième étape. Chaque nucléon est confronté à l'action du champ moyen et aux interactions nucléon-nucléon. L'importance relative de chacune de ces contributions dépend de l'énergie de bombardement([SOS01]).

À la fin de cette étape, des nucléons provenant de la zone de recouvrement entre le projectile et la cible seront considérés comme actifs et seront transférés dans la deuxième étape. Le transfert des nucléons se fait sur les états finals disponibles dans l'espace de phase.

Illustration of the nucleon transfer options in the PIRAT model

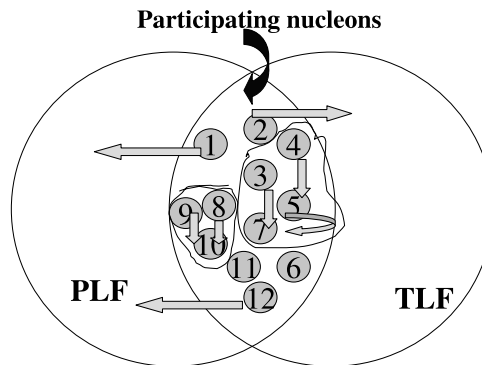


FIG. 4.1 – *Illustration des options de transfert des nucléons dans l'espace de phase*

Chapitre 4. Comparaison des énergies d'excitation expérimentales avec les prédictions d

Dans la figure 4.1, nous avons illustré les quatre options du transfert. Dans cet exemple, les nucléons labellés de 1 à 12 sont les nucléons participants, sélectionnés à la première étape. Le transfert de ces nucléons est réalisé en 12 pas correspondants, le pas k représentant le calcul de la probabilité de transition pour le nucléon k vers une de ces options ou objets :

- Le résidu du projectile (PR) et de la cible (TR) peuvent absorber des particules. Ainsi, les nucléons 1 et 12 vont rejoindre le PR et 2 sera attaché au TR.
- Des nucléons qui n'ont pas encore été transférés peuvent constituer l'espace de phase des nucléons actifs libres. Ils sont traités comme un gaz excité de fermions (NFG). Un nucléon peut rester libre (comme 6) ou former une liaison avec un autre nucléon (voir par exemple le choix des nucléons 3, 4, 5, 8 ou 9).
- La dernière possibilité pour un nucléon est de former un cluster (l'espace de phase des clusters, CL) avec un ou plusieurs nucléons qui ont déjà établi une liaison avec lui (le cas des nucléons 7 et 10)

Les nucléons restés libres à la fin de la chaîne (NFG) et les clusters formés constituent la source à vitesse intermédiaire (IVS).

Le modèle est basé sur l'hypothèse que les probabilités de transfert des nucléons actifs vers un objet donné dépendent de la densité d'états de cet objet.

Ainsi, à chaque nucléon k , la probabilité thermodynamique $\Omega(k,j)$ de transition est calculée pour chaque possibilité j (transfert vers PR, TR, ou liaison avec chacun des nucléons ou clusters de NFG ou CL). Cette probabilité (éq. 4.3) est calculée à partir des deux composantes : la contribution associée à l'énergie interne, représentée par les densités d'états $\Delta\Omega_i$ de chacun des objets possibles i , du système formé après le transfert (éq. 4.1), et une contribution liée au mouvement de translation qui dépend de l'entropie S_{tr} (éq. 4.2).

$$\Delta\Omega_i = \frac{(2s_i + 1)\pi^{1/2}}{12a_i^{1/4}E_i^{5/4}}e^{2(a_iE_i)^{1/2}} \quad (4.1)$$

4.1. Présentation du modèle PIRAT

$$\Delta\Omega_{tr} = e^{S_{tr}} \quad (4.2)$$

$$\Omega(k,j) = \Delta\Omega_{PR}(k,j) \times \Delta\Omega_{TR}(k,j) \times \Delta\Omega_{NFG}(k,j) \times \prod_{CL} [\Delta\Omega_{CL}(k,j)] \times \Delta\Omega_{tr}(k,j) \quad (4.3)$$

Dans l'éq. 4.1, s_i et E_i sont le spin et la composante thermique de l'énergie d'excitation du fragment (obtenu par le transfert du nucléon) et a_i est le paramètre de densité de niveaux (qui est une fonction de la masse du système).

L'énergie d'excitation de chaque système i varie lors des processus de transfert des nucléons, suivant l'hypothèse de la répartition de l'énergie de masse $Q(k,j)$ dans les sous-systèmes présents. Le modèle suppose cette répartition proportionnelle aux densités des niveaux associées. L'énergie $Q(k,j)$ est déduite par la soustraction de l'énergie d'excitation du système au pas k à l'énergie d'excitation obtenue au pas $k - 1$.

À la fin de la chaîne du processus de transferts des nucléons dans les différentes configurations permises par l'espace de phase, trois sources sont formées : le quasi-projectile (PLF), la quasi-cible (TLF) et la mi-rapacité (IVS).

La décroissance des sources est décrite par le code de désexcitation statistique GEMINI ([CHA88]).

4.2 Comparaison des caractéristiques générales

Nous avons étudié le système Ni+Au à 52 MeV/nucléon.

Dans un premier temps, nous cherchons à comparer les caractéristiques globales de la réaction, prédites par le modèle, avec les données expérimentales.

Une variable importante est la multiplicité totale des particules chargées dans l'événement. Elle donne une vue d'ensemble de la réaction. La multiplicité est aussi utilisée comme critère de classement des événements et il est nécessaire d'obtenir un bon accord entre les distributions théorique et expérimentale pour effectuer une comparaison détaillée entre expérience et simulation.

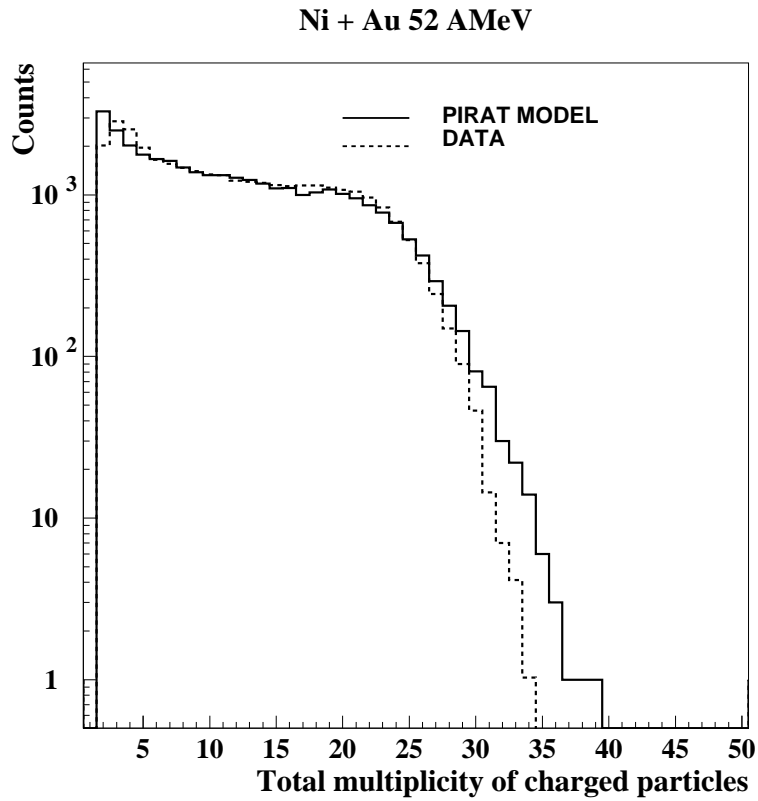


FIG. 4.2 – Distribution de la multiplicité totale des particules chargées, le modèle (trait plein), les données (en pointillés).

4.2. Comparaison des caractéristiques générales

Dans la fig. 4.2, nous comparons les distributions de multiplicité totale expérimentale et simulée. Un filtre géométrique a été appliqué aux événements simulés. Le désaccord majeur concerne les collisions les plus périphériques, caractérisées par une multiplicité totale entre 2 et 5 produits chargés. Dans le modèle, le nombre des événements peu dissipatifs est plus important que dans l'expérience. Cela n'est pas surprenant car une partie de ces collisions n'est pas mesurée en raison du déclenchement expérimental. En effet, dans l'expérience, un événement est enregistré si au moins quatre modules de détection ont été touchés. Comme INDRA ne détecte pas les neutrons, un événement caractérisé par le résidu et les neutrons évaporés n'est pas enregistré par le dispositif expérimental.

Dans la fig. 4.2, nous notons aussi un désaccord entre le modèle et l'expérience dans les collisions les plus centrales ($M_{tot} > 25$), associées cependant à des sections efficaces très faibles.

La distribution totale de charges intégrée sur tous les paramètres d'impact et sur tout le domaine angulaire, est comparée dans la fig. 4.3 avec la distribution prédite par le modèle.

Le plateau associé aux numéros atomiques intermédiaires ($6 < Z < 26$) est bien reproduit par le modèle, ainsi que la production des particules légères, avec une exception pour $Z = 4$ (le béryllium), fortement sous-estimé par le modèle.

Des différences apparaissent autour de la charge du projectile ($Z_{proj} = 28$). La détection des événements obéit à des conditions de déclenchement. De plus, seuls les produits chargés sont détectés. L'excès de résidus proches du projectile peut également s'expliquer par une description sommaire de l'angle de déflexion du quasi-projectile. Les fragments de $Z > 28$ ne sont pas observés expérimentalement.

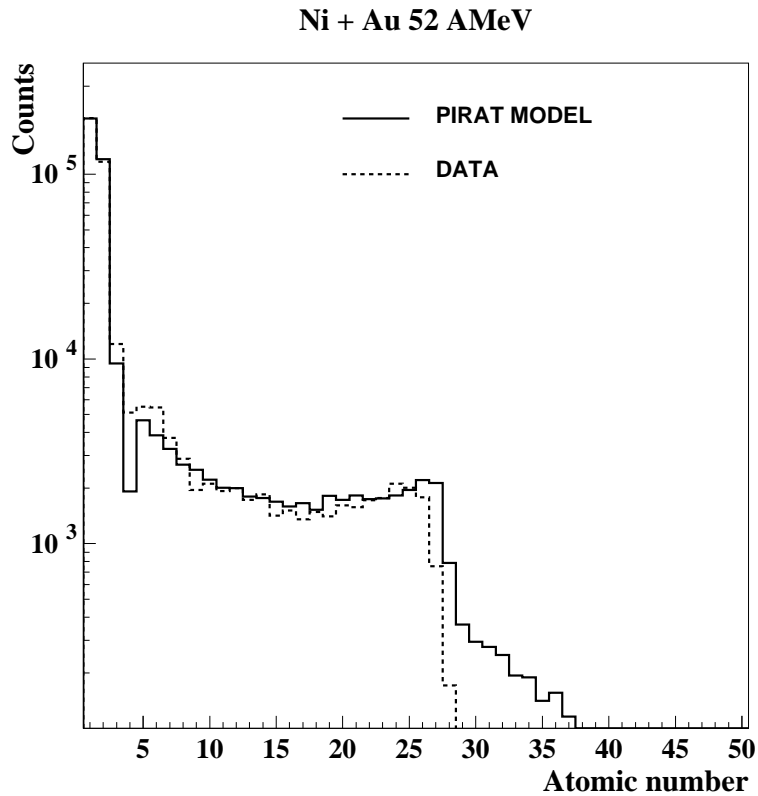


FIG. 4.3 – Distribution de la charge des particules et fragments produits dans la réaction $Ni+Au$ à 52 MeV/nucléon; le modèle (en trait plein), l'expérience (en pointillés).

4.3 Caractéristiques cinématiques des particules légères

Notre méthode de sélection des particules appartenant au quasi-projectile est basée sur la mise en évidence des émissions dans les spectres en vitesse parallèle des particules légères (LCP) détectées aux angles avant, dans chaque classe d'événements triés par paramètre d'impact.

Nous avons d'abord comparé l'allure générale des distributions en vitesse parallèle à l'axe du faisceau des LCPs, en intégrant sur tout le domaine angulaire et sur toutes les valeurs du paramètre d'impact (fig. 4.4).

4.3. Caractéristiques cinématiques des particules légères

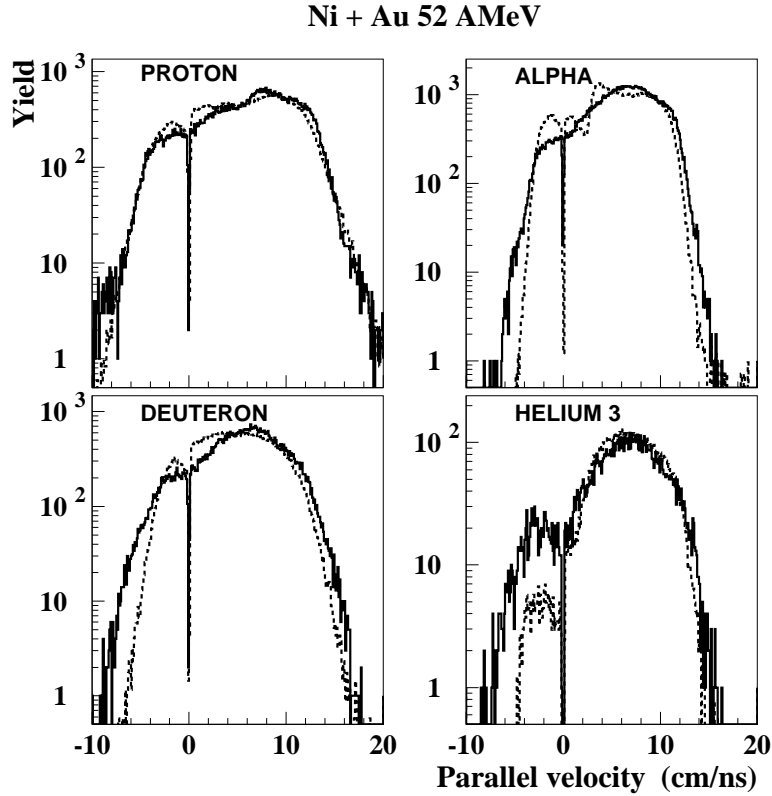


FIG. 4.4 – *Distributions en vitesse parallèle à l'axe du faisceau dans le référentiel du laboratoire, pour les protons, les particules alpha, les deutons et les ${}^3\text{He}$; modèle (ligne pleine), données (en pointillés).*

Le modèle décrit qualitativement les distributions expérimentales. Les largeurs des spectres sont assez bien reproduites. Les désaccords observés aux vitesses négatives peuvent être liés à la simplicité du filtre expérimental utilisé. La contribution avant des ${}^3\text{He}$ est particulièrement bien reproduite. Dans les distributions des protons, autour de la vitesse du projectile ($V_{proj} = 10 \text{ cm/ns}$) le modèle prévoit deux composantes au lieu d'une seule observée dans les spectres expérimentaux. La situation est inversée pour les particules alpha où, à une vitesse légèrement inférieure de $v \simeq 8 \text{ cm/ns}$, un minimum est observé avec le modèle et deux composantes dans les données expérimentales.

4.4 Discussion sur le classement en paramètre d'impact

Les données expérimentales ont été étudiées en fonction de la violence de la collision. La sélection a été réalisée sur la multiplicité totale des produits chargés dans l'événement. Un paramètre d'impact expérimental réduit a été construit à partir de la multiplicité (cf. Annexe 2).

Dans le modèle PIRAT, le paramètre d'impact est connu. Peut-on utiliser ce paramètre pour comparer les données et le calcul ?

4.4.1 Moment cinétique initial

Le moment cinétique orbital de la réaction s'écrit :

$$\vec{L}_0 = \frac{\vec{r} \times \vec{p}}{\hbar c} \quad (4.4)$$

où \vec{r} et \vec{p} sont la distance et l'impulsion relatives des noyaux de la voie d'entrée.

Le paramètre d'impact de chaque collision est relié au moment cinétique initial L_0 par la relation :

$$L_0 = \frac{b \cdot M_{red} \cdot V_{rel}}{197} (\hbar) \quad (4.5)$$

M_{red} et V_{rel} représentent respectivement la masse réduite et la vitesse relative entre le noyau projectile et le noyau cible. Pour le système Ni+Au à 52 MeV/nucléon, $M_{red} = 44.8 * 931.5 \text{ MeV}/c^2$ et $V_{rel}=0.33c$.

Le paramètre d'impact théorique b s'exprime en fonction de L_0 :

$$b = 0.014 * L_0 (fm) \quad (4.6)$$

4.4. Discussion sur le classement en paramètre d'impact

Dans la fig. 4.5 est montrée la distribution du moment cinétique initial. Les événements à des faibles valeurs de L_0 sont des collisions violentes, tandis que les grandes valeurs sont associées aux collisions périphériques.

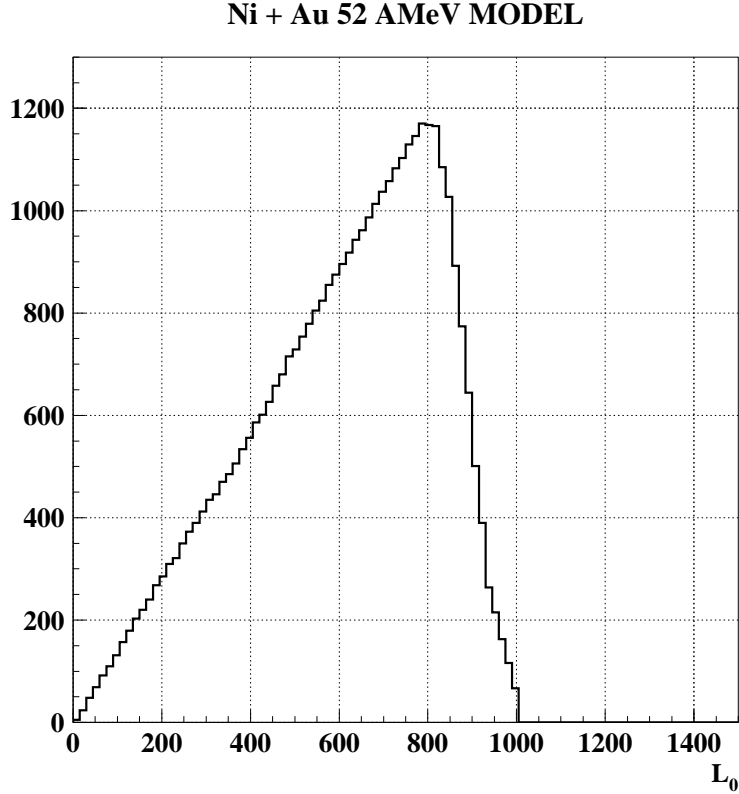


FIG. 4.5 – *Distribution du moment cinétique orbital initial de la réaction Ni+Au à 52 MeV/nucléon.*

La distribution équivalente en paramètre d'impact est représentée dans la fig. 4.6. Par la suite, nous allons considérer comme valeur maximale $b_{max} = 11.2 fm$, qui est la valeur la plus probable de la distribution. Nous faisons cette hypothèse parce que les conditions du déclenchement de l'acquisition ($M \geq 3$) ne donnent pas accès aux collisions les plus périphériques, ce qui a comme effet de diminuer la valeur du paramètre d'impact maximal mesuré.

À partir du paramètre d'impact théorique du modèle peut être défini un paramètre d'impact réduit :

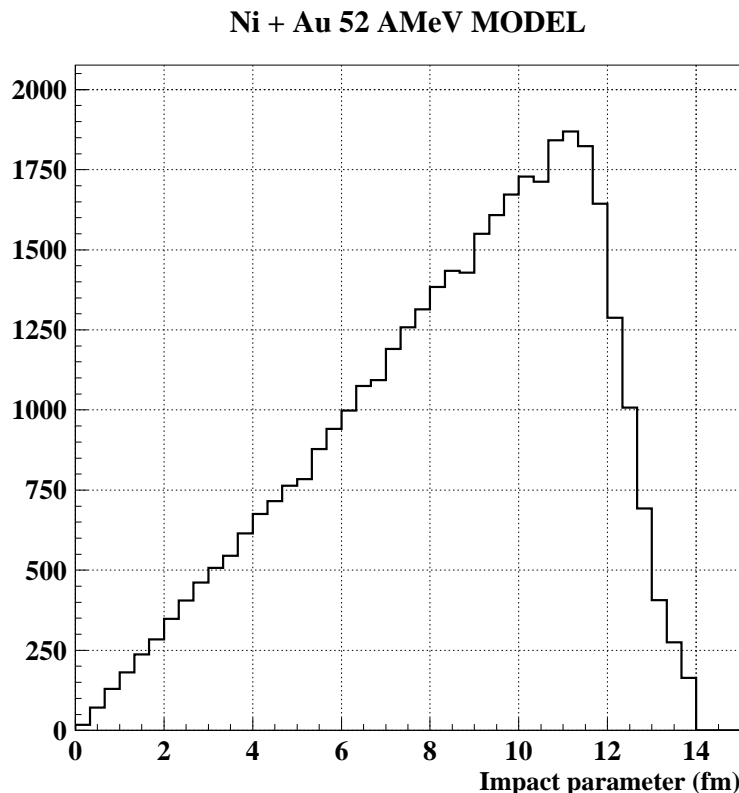


FIG. 4.6 – Distribution du paramètre d'impact dans le modèle.

$$b_{red} = \frac{b}{b_{max}} \quad (4.7)$$

Le domaine $0 < b < 11.2 fm$ sera divisé en dix domaines tels que $0 < b_{red} < 1$.

4.4.2 Multiplicité totale

Dans la fig. 4.7, la distribution de multiplicité totale des produits chargés a été partagée en 10 intervalles de section efficace égale (cf. Annexe 2), comme dans le cas des données expérimentales. Chaque intervalle est caractérisé par un paramètre d'impact réduit de largeur $\Delta b_{red} = 0.1$

Sur la figure, les nombres représentent les indices de chaque bande: la bande 1 avec une grande multiplicité représente les collisions les plus violentes (le paramètre

4.4. Discussion sur le classement en paramètre d'impact

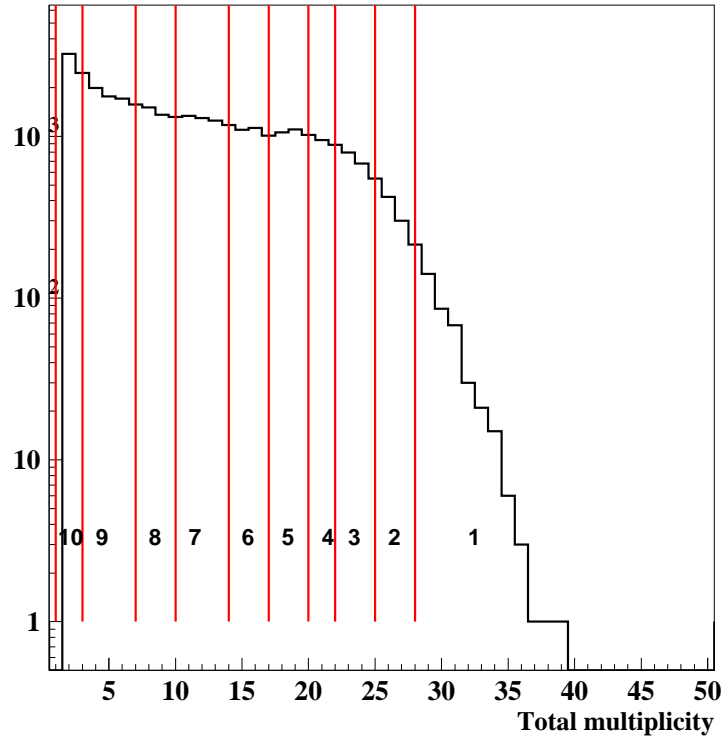


FIG. 4.7 – Application de la méthode de tri en paramètre d'impact avec la multiplicité totale des produits chargés dans l'événement.

d'impact réduit associé est $b_{red} = 0.1$, c'est-à-dire $0 < b_{red} < 0.1$), la bande 10, avec une faible multiplicité, comprend les collisions les moins dissipatives ($b_{red} = 1$, ou bien $0.9 < b_{red} < 1$).

4.4.3 Influence de la variable de sélection

Compte tenu de la largeur de la corrélation entre le moment cinétique orbital initial L_0 et la multiplicité de produits chargés M (fig. 4.8), on ne s'attend pas à ce que les événements sélectionnés à un certain paramètre d'impact réduit par une variable (L_0 par exemple) soient identiques aux événements sélectionnés au même paramètre d'impact réduit par l'autre variable (M).

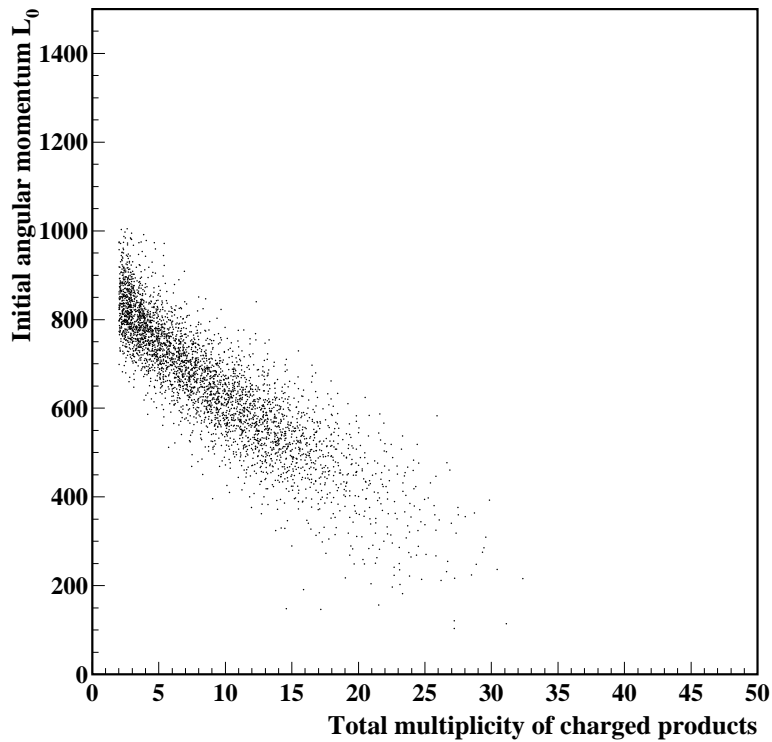


FIG. 4.8 – Corrélation entre le moment cinétique initial L_0 et la multiplicité de produits chargés de l'événement.

Nous avons comparé les événements classés dans les bandes associées au $b_{red} = 0.9$ et $b_{red} = 0.7$, construites par les deux méthodes décrites dans les paragraphes 4.4.1 et 4.4.2.

Dans la fig. 4.9 sont comparées les distributions de vitesse parallèle et de charge du quasi-projectile : les fenêtres en haut pour des collisions périphériques ($b_{red} = 0.9$) et les fenêtres en bas associées à des collisions semi-périphériques de $b_{red} = 0.7$.

Nous observons des différences entre les valeurs moyennes et les largeurs de distributions. En charge, la différence est de ≈ 1.5 unité de charge (ou un décalage d'environ 7%). En vitesse, la différence est de 1%, soit 0.1 cm/ns. Les largeurs des distributions sont légèrement différentes.

4.4. Discussion sur le classement en paramètre d'impact

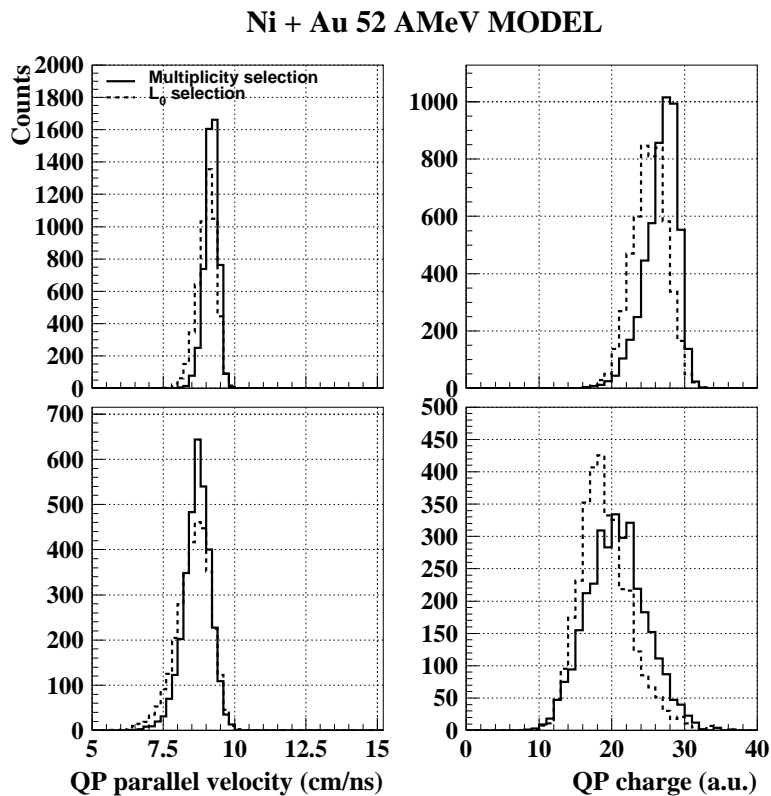


FIG. 4.9 – Distributions de la vitesse parallèle et de la charge du quasi-projectile dans les collisions $b_{red} = 0.9$ (haut) et $b_{red} = 0.7$ (bas); comparaison entre les deux méthodes de classement en paramètre d'impact: avec le moment cinétique (trait plein), avec la multiplicité totale (en pointillés).

Les distributions tracées dans la fig. 4.9 ont été obtenues en prenant en compte le filtre expérimental et des sélections sur la charge et la vitesse du résidu (voir le paragraphe 4.5).

Pour des raisons de cohérence, les prédictions du modèle seront présentées en fonction du paramètre d'impact déduit de la multiplicité totale, comme il a été fait avec les données expérimentales.

4.5 Influence des sélections sur les caractéristiques de la source

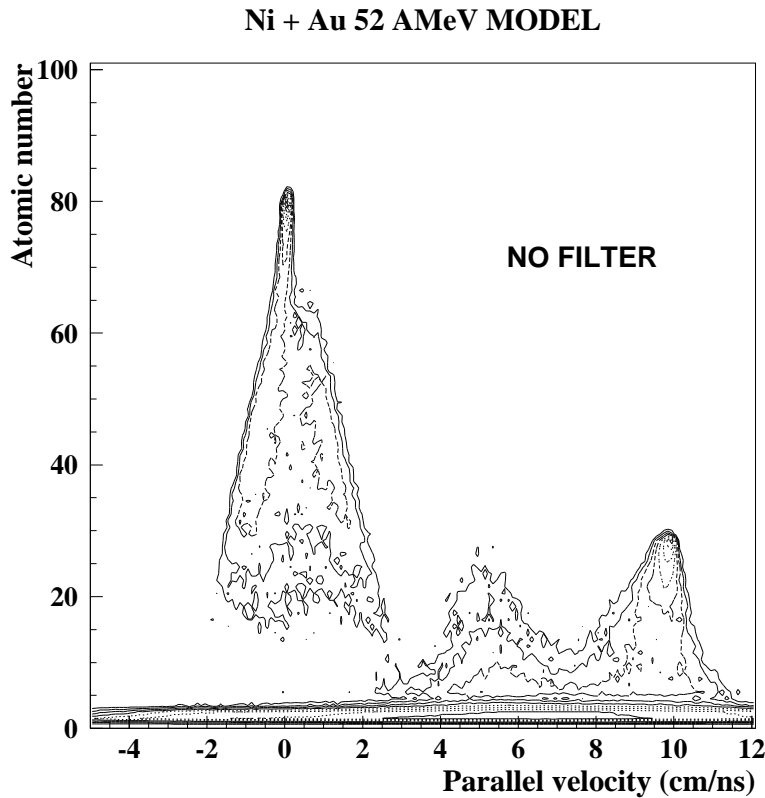


FIG. 4.10 – Corrélation entre la charge (sur l'ordonnée) et la vitesse parallèle (sur l'abscisse) des produits chargés obtenus dans le modèle sans l'application du filtre expérimental.

Dans les données expérimentales, des sélections ont été introduites dans la distribution de charge du résidu et dans la distribution de sa vitesse. Ces sélections étaient nécessaires pour isoler la contribution du quasi-projectile du spectre total.

Pour comparer les résultats expérimentaux avec les prédictions du modèle, les mêmes contraintes doivent être appliquées au modèle. Nous avons étudié l'influence de ces sélections.

4.5. Influence des sélections sur les caractéristiques de la source

Nous rappelons que les sélections utilisées sur les données ont été mises sur la charge du résidu, $Z_{max} > 9$ et sur sa vitesse parallèle, $V_{max} > 7 \text{ cm/ns}$ (paragraphe 3.3.3).

Dans la figure 4.10, nous avons représenté la corrélation entre la charge et la vitesse des particules produites dans le modèle sans appliquer le filtre expérimental. La contribution de la cible est nettement détachée, autour de la vitesse de la cible ($V_C = 0 \text{ cm/ns}$ dans le laboratoire). Les noyaux quasi-cible produits dans les collisions les plus périphériques se trouvent autour de la charge de la cible ($Z_C = 79$).

Autour de la même vitesse (V_C), nous remarquons les produits provenant de la cible. Ces produits ont des charges s'étendant sur une large gamme allant de $Z \approx 80$ à $Z \approx 10$ (fig. 4.10).

Deux autres familles apparaissent dans la fig. 4.10.

La contribution du QP est localisée à des vitesses proches de la vitesse du projectile ($V_P = 10 \text{ cm/ns}$), la charge variant de $Z \approx 30$ jusqu'aux valeurs les plus faibles.

La famille située au milieu, entre la contribution du projectile et celle de la cible, correspond aux émissions de mi-rapacité. Elle est située autour de la vitesse du système nucléon-nucléon, $v \approx 5 \text{ cm/ns}$.

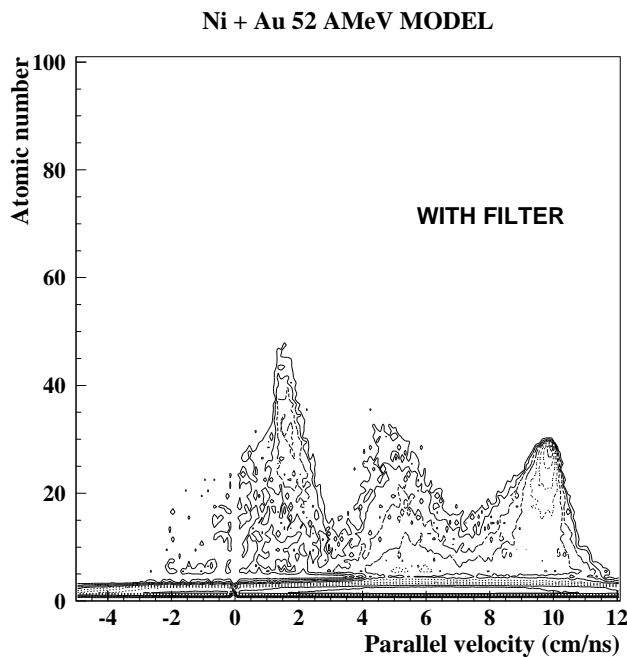


FIG. 4.11 – *Corrélation entre la charge et la vitesse parallèle des produits chargés après l'application du filtre expérimental.*

Si le filtre expérimental est pris en compte, la composante lente associée à la cible disparaît, les fragments lourds et lents ne franchissant pas les seuils de détection (fig. 4.11).

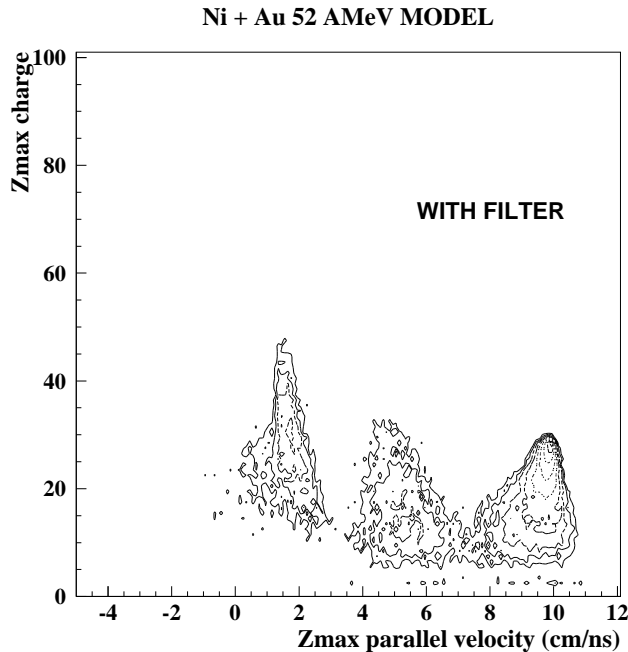


FIG. 4.12 – *Corrélation charge-vitesse parallèle du plus gros fragment dans l'événement, sans sélection sur la provenance et prenant en compte le filtre expérimental.*

Dans la fig. 4.12 la même corrélation est tracée pour le plus gros fragment dans l'événement, sans spécifier son origine et avec application du filtre expérimental. Les trois familles se distinguent clairement : la contribution de la cible, la contribution de mi-rapacité et celle associée au quasi-projectile. L'appartenance des particules à l'une de ces trois contributions est connue dans le modèle ; elle a été vérifiée en contrôlant l'origine des particules associées aux trois sources formées dans la réaction.

Appliquons aux événements calculés les mêmes sélections que celles appliquées sur les données, c'est-à-dire $Z_{max} > 9$ et $V_{max} > 7 \text{ cm/ns}$. Des différences apparaissent notamment dans les collisions les plus dissipatives (voir fig. 4.13). Dans cette figure, nous avons effectué deux types de sélection des résidus d'évaporation du quasi-projectile :

- (1) le résidu est le plus gros fragment qui provient de la source (fig. 4.13 haut) et
- (2) le résidu est le plus gros fragment qui respecte les conditions en charge et vitesse spécifiées auparavant (fig. 4.13 bas).

4.5. Influence des sélections sur les caractéristiques de la source

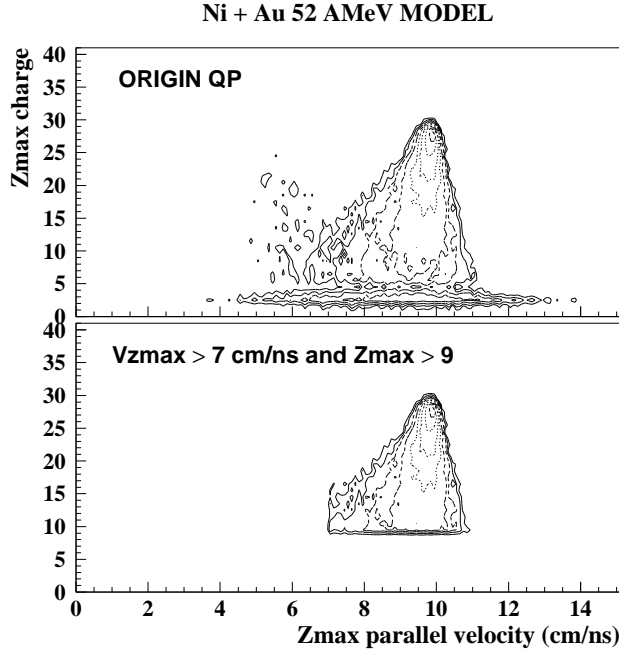


FIG. 4.13 – Corrélation charge-vitesse parallèle du plus gros fragment dans l'événement: en haut, fragment issu du quasi-projectile (origine connue); en bas, fragment sélectionné avec une vitesse supérieure à 7 cm/ns et une charge supérieure à 9.

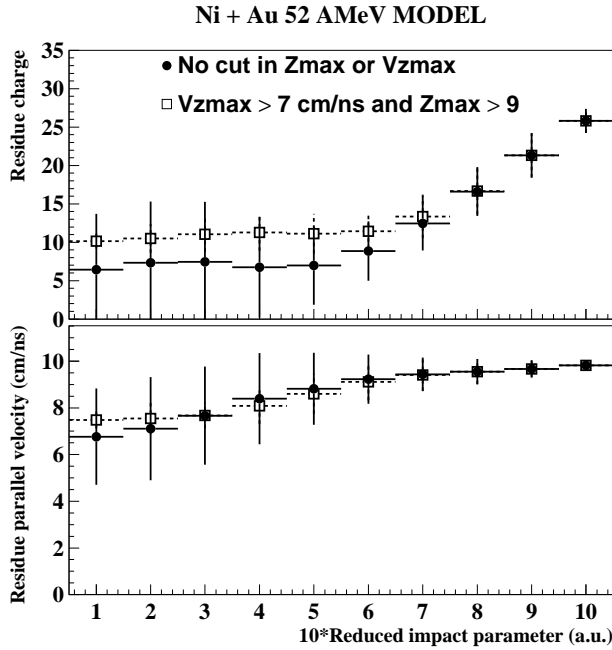


FIG. 4.14 – Évolution avec le paramètre d'impact de la charge (en haut) et de la vitesse parallèle (en bas) du plus gros fragment de l'événement; les points représentent la sélection basée sur l'origine du quasi-projectile et les carrés la sélection des événements par sélection en charge et en vitesse.

La première condition est facilement applicable dans le modèle où nous connaissons l'origine de toutes les particules. Elle est, en revanche, inapplicable sur les données pour lesquelles la deuxième condition a été utilisée.

Dans la fig. 4.13, nous observons que les sélections expérimentales éliminent les résidus de charge ou de vitesse faibles associés aux collisions centrales.

L'influence de ces conditions est illustrée dans la fig. 4.14 : la distribution de la charge du quasi-projectile (en haut) et de sa vitesse (en bas). Les collisions périphériques ne sont pas influencées (les points et les carrés coïncident), car la taille et la vitesse du résidu sont bien supérieures aux limites de sélection. Par contre, à partir d'un paramètre d'impact intermédiaire ($b_{red} = 0.7$), ces coupures conduisent à une augmentation de la charge (jusqu'à 50-60%) et de la vitesse du résidu jusqu'à 5%. Ce sont les collisions les plus dissipatives qui sont concernées.

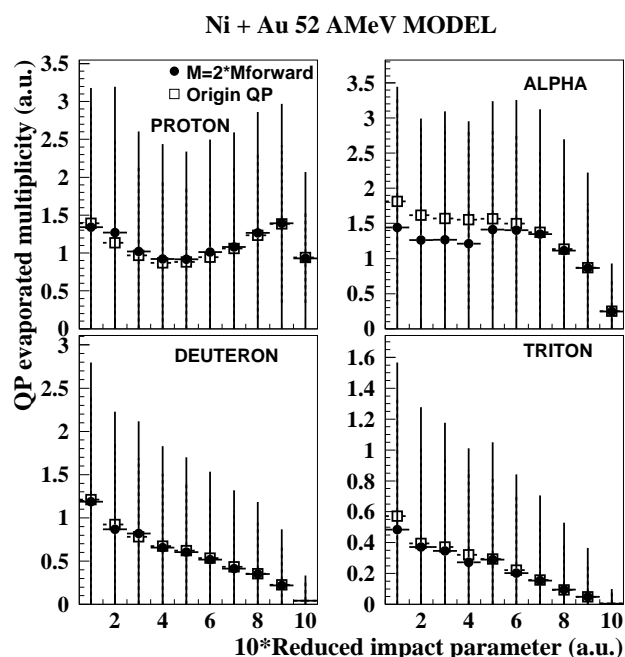


FIG. 4.15 – *Multiplicités des particules évaporées dans le cas de la sélection (1) (résidu du quasi-projectile); les particules appartenant au quasi-projectile (les carrés), multiplication par 2 de la contribution avant (les points).*

Cette influence est également observée sur les multiplicités des particules évaporées. Cela est illustré dans les figures 4.15 et 4.16, où les multiplicités ont été estimées successivement dans le cas de chacune des deux sélections appliquées (1) et (2).

Ainsi, quand on sélectionne le résidu en exigeant qu'il provienne du quasi-projectile (fig. 4.15), la méthode utilisée pour estimer les multiplicités des LCP n'introduit pas des biais sensibles. Les carrés représentent les multiplicités des particules ayant comme origine le quasi-projectile. Les points noirs représentent les multiplicités estimées en multipliant par 2 les multiplicités des particules évaporées dans l'hémisphère avant du résidu :

4.5. Influence des sélections sur les caractéristiques de la source

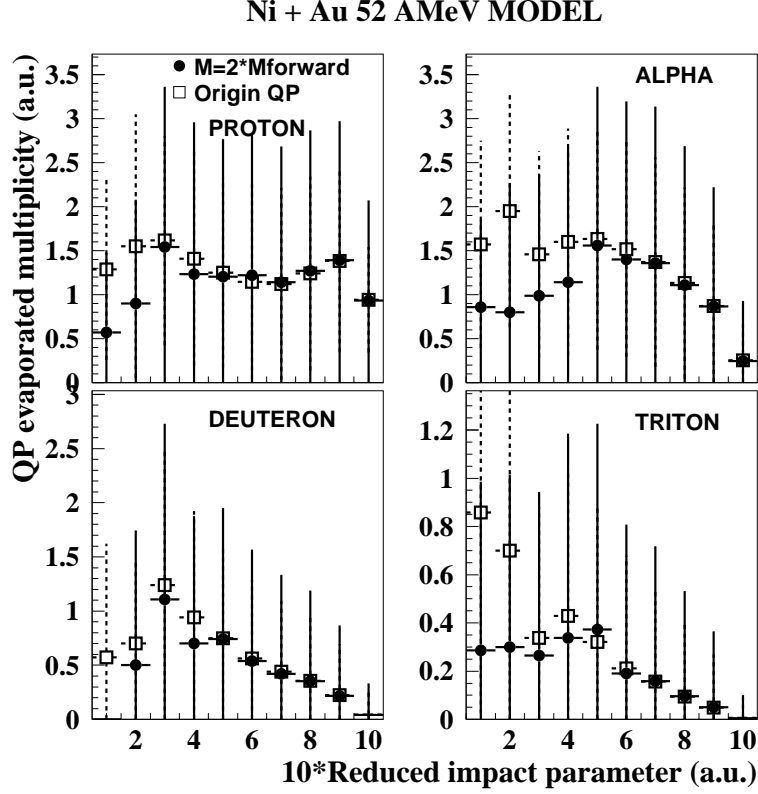


FIG. 4.16 – Multiplicités des particules évaporées dans le cas de la sélection (2) du résidu (sélections en charge et en vitesse); les particules appartenant au quasi-projectile (les carrés), multiplication par 2 de la contribution avant (les points).

$$M_{LCP} = 2 * M_{LCP}^{AVANT} \quad (4.8)$$

c'est-à-dire toutes les particules appartenant au quasi-projectile et ayant une vitesse parallèle supérieure à la vitesse du résidu: $V_{LCP}^{\parallel} > V_{max}^{\parallel}$.

L'accord entre les deux déterminations de la multiplicité montre d'un côté que l'émission est isotrope dans le référentiel de la source et que d'un autre côté la vitesse du résidu est peu influencée par la chaîne de désexcitations successives de la source. Ce fait permet d'utiliser comme vitesse de la source la vitesse de son résidu d'évaporation.

Chapitre 4. Comparaison des énergies d'excitation expérimentales avec les prédictions d

Des désaccords de l'ordre de 15% sont observés pour les particules alphas dans les collisions centrales.

Nous avons comparé les deux méthodes d'estimation des multiplicités de particules pour s'assurer que les méthodes "expérimentales" de sélection sont cohérentes quand elles sont appliquées sur le modèle.

Quand le résidu est sélectionné en appliquant les contraintes en vitesse et en charge mises sur les données (hypothèse (2)), un désaccord est enregistré dans les collisions centrales ($b_{red} < 0.3$) entre les multiplicités obtenues en doublant les multiplicités de particules émises dans l'hémisphère avant du résidu (les points noirs sur la fig. 4.16) et les multiplicités prédites par le modèle (carrés dans la fig. 4.16). La faible statistique engendrée par les sélections en charge et en vitesse explique les fluctuations importantes. Le désaccord se manifeste par une baisse des multiplicités calculées dans l'hémisphère avant par rapport aux multiplicités prédites par le modèle pour les particules provenant du quasi-projectile. Cet effet est associé à une mauvaise identification du résidu : un fragment lourd respectant les conditions imposées ($Z_{max} > 9$ et $V_{max} > 7$ cm/ns) est incorrectement associé au résidu du quasi-projectile, ce résidu étant créé dans le modèle avec une vitesse et/ou une charge plus faibles. Dans une telle situation, les particules étiquetées présentes dans l'hémisphère avant du résidu retenu sont en nombre plus faible.

Les contraintes en vitesse et en charge sur la sélection du résidu privilégie dans les collisions centrales des résidus avec une taille et une vitesse plus grandes que celles que le modèle prédit.

4.6 Application de la calorimétrie

4.6.1 Influence du détecteur sur les caractéristiques du quasi-projectile

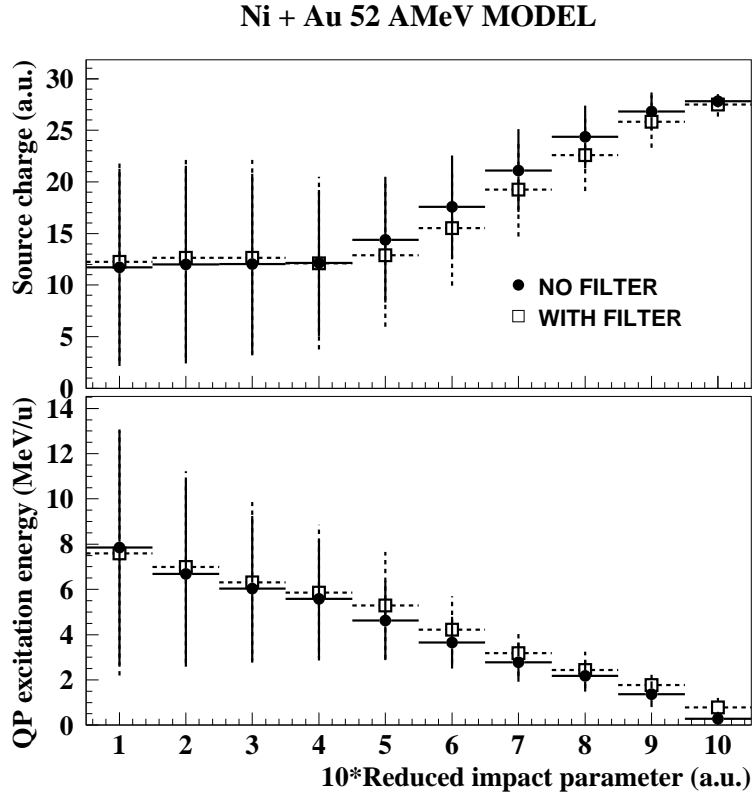


FIG. 4.17 – Charge de la source (en haut) et énergie d'excitation par nucléon (en bas) sans filtre expérimental (les points noirs) et avec filtre (les carrés).

Nous avons étudié l'influence du dispositif expérimental sur les caractéristiques du quasi-projectile données par le modèle (fig. 4.17). La charge de la source et son énergie d'excitation (en MeV/nucléon) ont été représentées dans le cas d'une détection complète (sans filtre expérimental, les points noirs) et dans le cas où le filtre a été appliqué (les carrés).

L'application du filtre expérimental élimine les collisions les plus périphériques, peu dissipatives. Ces collisions sont associées aux quasi-projectiles les plus lourds (ayant perdu peu de nucléons) et aux énergies d'excitation les plus faibles. En conséquence, les événements simulés filtrés auront en moyenne une charge plus faible et une énergie d'excitation plus élevée que celle des événements simulés non filtrés.

4.6.2 Influence de la méthode expérimentale

La méthode de reconstruction de la source a été exposée au paragraphe 3.4 sur les données expérimentales. Elle repose sur le doublement de la contribution des particules émises dans l'hémisphère avant de la source.

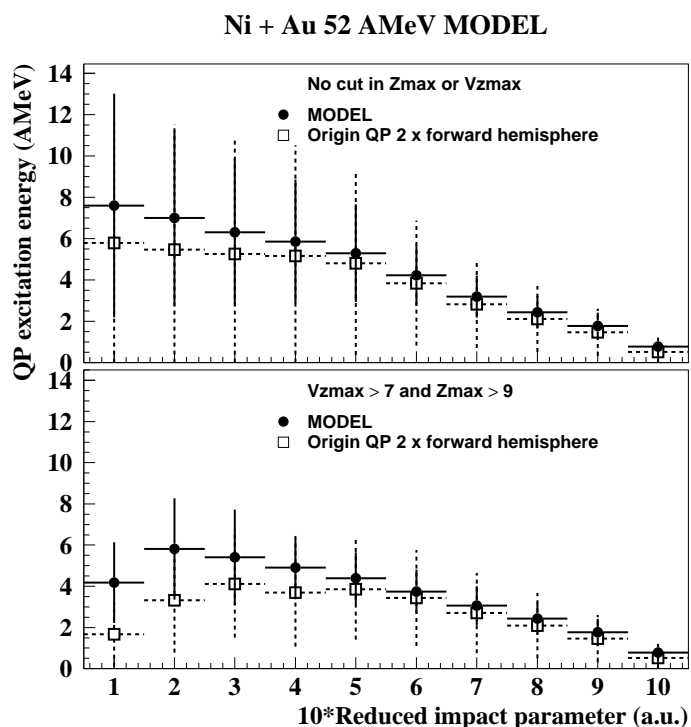


FIG. 4.18 – L'énergie d'excitation du quasi-projectile (en MeV/nucléon) en fonction du paramètre d'impact, donnée par le modèle (points noirs) et reconstruite en doublant la contribution des particules émises dans l'hémisphère avant (carrés); en haut la sélection du résidu (1) et en bas la sélection (2) (voir le texte).

Comme vitesse de la source nous considérons la vitesse du résidu d'évaporation du quasi-projectile. Ce résidu est sélectionné conformément aux descriptions du paragraphe 4.5: soit le plus gros fragment appartenant au quasi-projectile (sélection (1)), ou le plus gros fragment ayant une vitesse $V_{max}^{\parallel} > 7cm/ns$ et une charge $Z_{max} > 9$ (sélection (2)).

4.6. Application de la calorimétrie

Dans la fig. 4.18, nous présentons l'énergie d'excitation prédite par le modèle (les points noirs) et déterminée par la calorimétrie (les carrés), en haut avec l'hypothèse (1), en bas avec l'hypothèse (2).

Les particules sélectionnées pour la calorimétrie sont les particules étiquetées (leur origine est le quasi-projectile).

La charge de la source Z_{QP} est reconstruite comme au paragraphe 3.4.3 et sa masse est estimée à partir du rapport $\frac{A}{Z}$ du projectile).

Cette comparaison montre un accord raisonnable de la reconstruction de la source avec le modèle, sauf pour les collisions les plus centrales, dans lesquelles la différence entre les valeurs calculées et reconstruites atteint $\simeq 1.5$ MeV/nucléon.

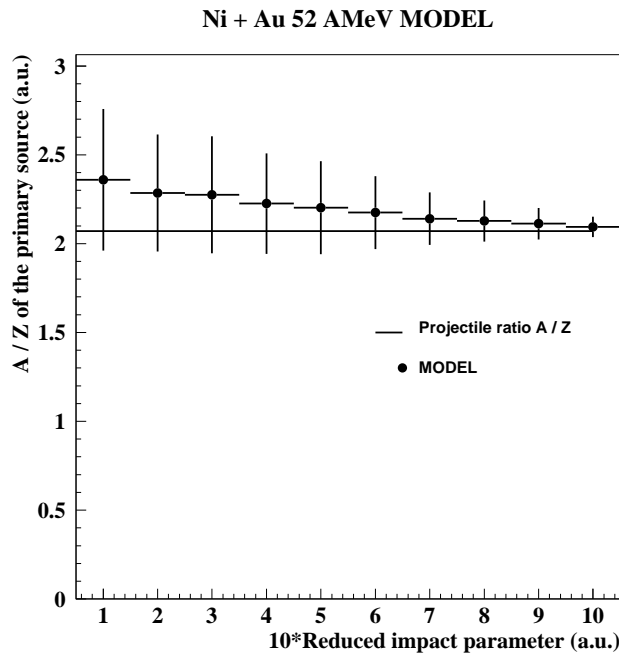


FIG. 4.19 – *Rapport entre la masse et le numéro atomique de la source, donné par le modèle (points) et supposé dans la reconstruction (ligne).*

Les différences observées dans la fig. 4.18 en haut et en bas peuvent provenir des différences constatées sur les multiplicités (fig. 4.15 et 4.16). De plus, l'estimation des neutrons (non détectés), comme la différence entre la masse de la source et la masse totale détectée (cf. paragraphe 3.2.10), contribue aussi au désaccord observé dans la mesure où les masses des fragments sont déduites d'une hypothèse (conservation du rapport $\frac{A}{Z}$ du projectile). La différence entre la masse de la source calculée par le

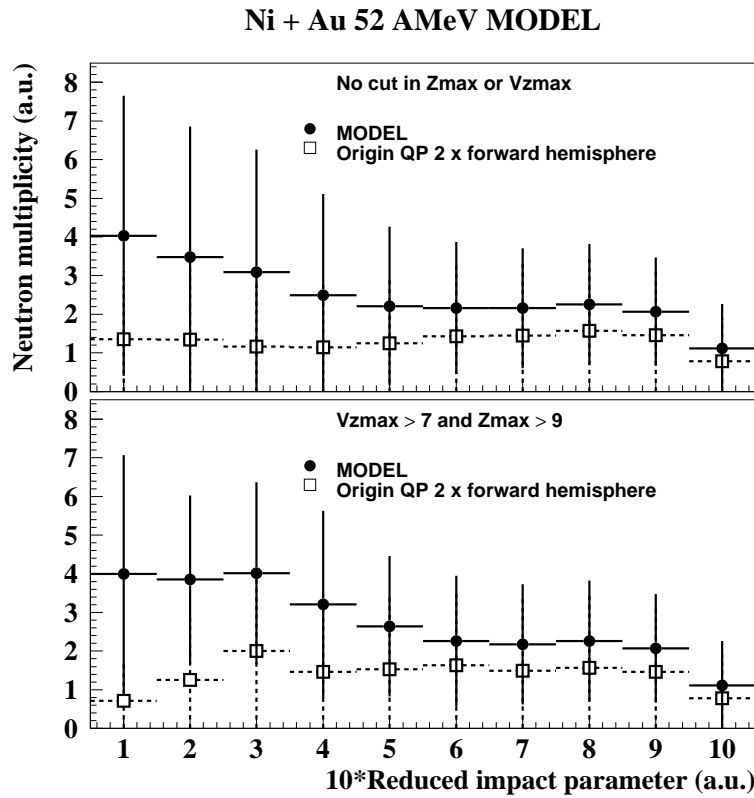


FIG. 4.20 – Multiplicité de neutrons en fonction du paramètre d'impact, donnée par le modèle (points noirs) et déduites par la calorimétrie (carrés); origine du résidu connue (en haut), résidu sélectionné selon la charge et la vitesse (en bas).

modèle et celle estimée à partir du rapport $\frac{A}{Z}$ du projectile est illustrée dans la fig. 4.19 et conduit aux désaccords observés dans les multiplicités de neutrons (fig. 4.20) et dans les énergies d'excitation (fig. 4.18). Ces désaccords augmentent avec la diminution du paramètre d'impact.

4.7 Comparaison avec les données (I)

Dans cette section, nous comparons les prédictions du modèle, filtrées par le dispositif expérimental, aux données reconstruites en doublant la contribution des particules émises dans l'hémisphère avant de la source (cf. paragraphe 3.4).

4.7.1 Caractéristiques du résidu

La charge et la vitesse parallèle du résidu prédites par le modèle sont comparées aux valeurs expérimentales en fonction du paramètre d'impact (fig. 4.21).

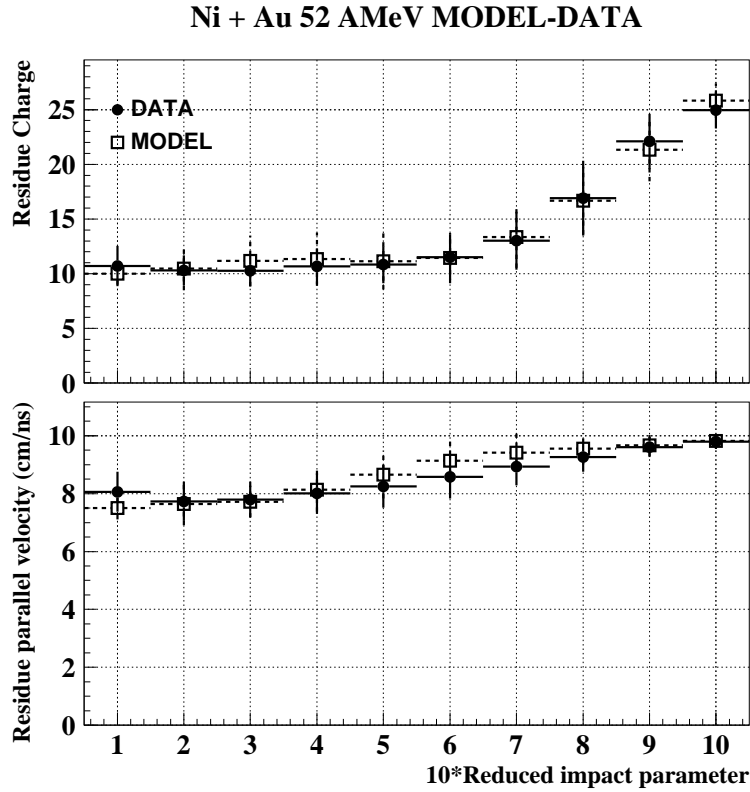


FIG. 4.21 – La charge (en haut) et la vitesse parallèle (en bas) du résidu du quasi-projectile en fonction du paramètre d'impact réduit. Les données sont représentées par les points et le modèle par les carrés.

La même décroissance de la charge et de la vitesse avec la violence de la collision est obtenue dans le modèle et les données. Un accord satisfaisant est constaté pour la charge comme pour la vitesse du résidu, les écarts entre les valeurs moyennes étant au maximum de 5% (ce qui représente 1 unité en charge dans les collisions les plus périphériques et 0.3-0.5 cm/ns en vitesse dans les collisions semi-périphériques).

4.7.2 Multiplicités des particules évaporées

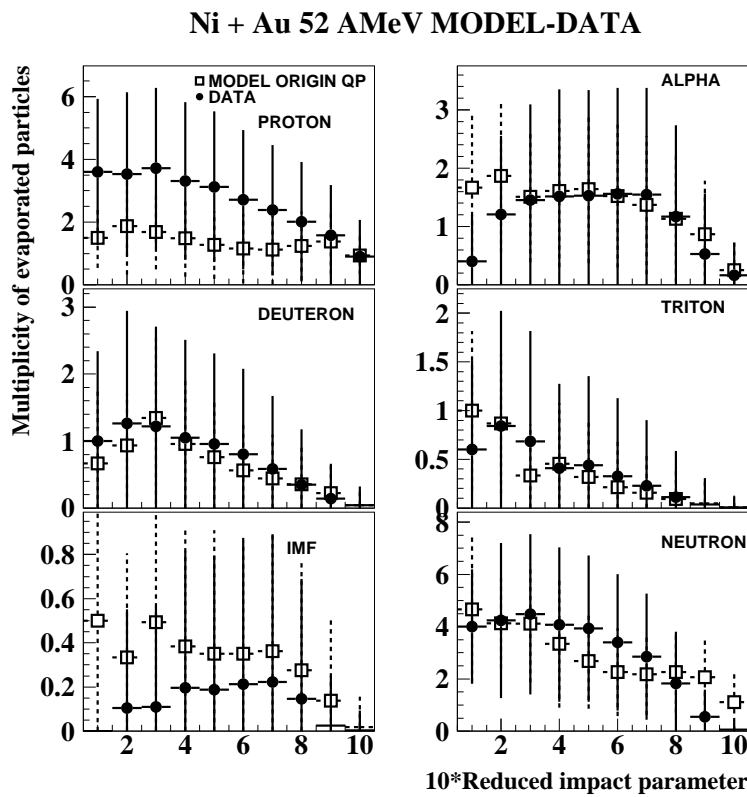


FIG. 4.22 – Multiplicités des particules légères en fonction du paramètre d'impact: le modèle (les carrés), les données (les points).

Un accord raisonnable entre les données et le modèle est obtenu pour les particules alpha dans les collisions semi-périphériques, ainsi que pour les deutons et les tritons.

4.7. Comparaison avec les données (I)

Des grandes différences sont observées pour les fragments de masses intermédiaires (les IMF) et pour les protons. On s'attend à ce que les faibles multiplicités calculées de protons conduisent à des valeurs plus faibles de l'énergie d'excitation dans le modèle que dans les données.

4.7.3 Énergies cinétiques des particules évaporées

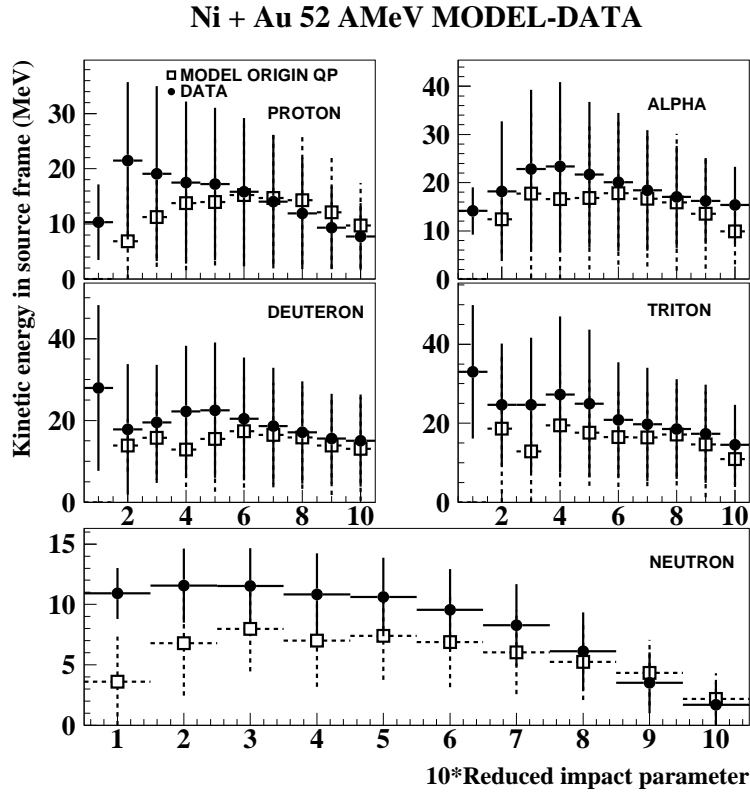


FIG. 4.23 – Énergies cinétiques des particules légères associées au quasi-projectile (voir fig. précédente), dans le référentiel de la source, construites en fonction du paramètre d'impact.

Les énergies cinétiques emportées par les particules légères sont présentées dans la fig. 4.23. Quelle que soit la nature de la particule chargée, le modèle sous-estime les valeurs des énergies cinétiques pour les paramètres d'impact réduits inférieurs à 0.6.

Il en est de même pour les énergies cinétiques des neutrons dont l'énergie cinétique est déduite de la température de la source (éq. 3.22, chapitre 3). Ces différences se reflèteront dans les énergies d'excitation calculées.

Dans les collisions périphériques en revanche, les surestimations des énergies cinétiques (protons et neutrons) et des multiplicités (alphas, IMF et neutrons) calculées par rapport aux valeurs expérimentales correspondantes conduiront à des écarts pour ces paramètres d'impact ($b_{red} = 0.9, 1.$) dans les énergies d'excitation.

4.7.4 Taille de la source

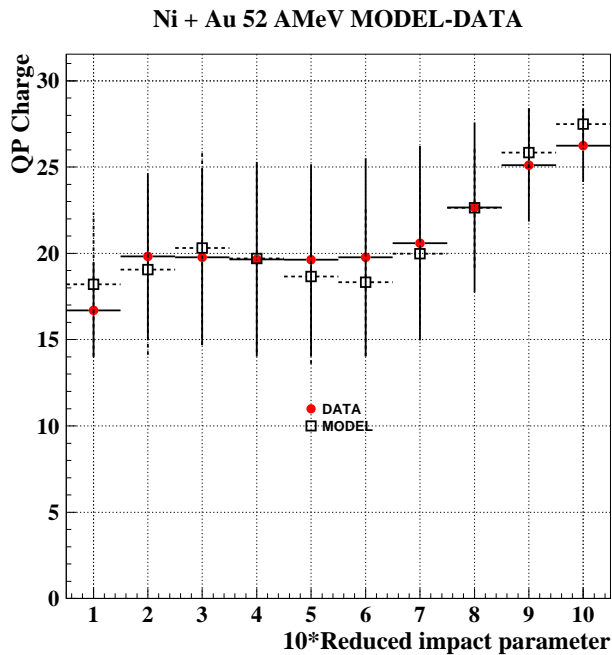


FIG. 4.24 – Évolution de la charge du quasi-projectile avec le paramètre d'impact: les données (points) et le modèle (carrés).

Un accord raisonnable est obtenu entre les données (points dans la fig. 4.24) et le modèle représenté par les carrés.

Le modèle semble capable de bien décrire les données, en produisant des quasi-projectiles de même taille qui après désexcitation conduisent à des résidus ayant également la même charge que dans les données, dans tous les types de collisions. Bien qu'il y ait un accord en ce qui concerne la charge, les multiplicités individuelles par type de particule présentent des différences (voir les protons dans la fig. 4.22).

4.7.5 Énergie d'excitation

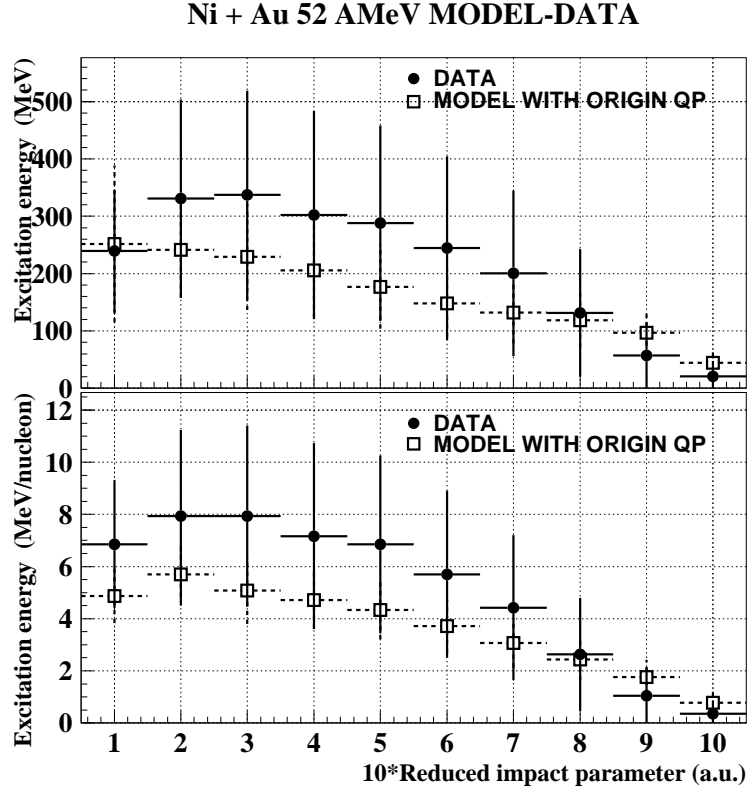


FIG. 4.25 – Évolution de l'énergie d'excitation totale (en haut) et par nucléon (en bas) avec le paramètre d'impact. Les points représentent les données et les carrés les prédictions du modèle.

Dans la fig. 4.25, l'énergie d'excitation du quasi-projectile, déterminée expérimentalement, est comparée avec l'énergie d'excitation prédite par le modèle.

Comme attendu, nous remarquons un désaccord dans les collisions périphériques où le modèle surestime les énergies d'excitation et dans les collisions centrales où les valeurs calculées sont en moyenne de l'ordre de 40% plus faibles que les valeurs expérimentales.

Ces grands écarts proviennent des différences observées dans les multiplicités et les énergies cinétiques des particules émises (cf. paragraphes 4.7.2 et 4.7.3).

Chapitre 4. Comparaison des énergies d'excitation expérimentales avec les prédictions d

Nous rappelons que, dans les événements simulés par le modèle, les particules sélectionnées proviennent de façon non ambiguë du quasi-projectile, car leur origine est connue. Il n'en est pas de même pour les données expérimentales. Qu'en est-il lorsque l'on ignore l'origine des particules ?

4.8 Comparaison avec les données (II)

Les prédictions du modèle de transport ne reproduisent pas les résultats expérimentaux. Le quasi-projectile primaire créé dans la réaction a, dans le modèle et par rapport aux données, une énergie d'excitation plus importante dans les collisions périphériques et plus faible dans les collisions plus dissipatives.

Nous utilisons maintenant pour le modèle les mêmes hypothèses que nous avons utilisées pour les données, c'est-à-dire nous remontons aux caractéristiques de la source en doublant la contribution de *tous* les produits détectés dans l'hémisphère avant du résidu. Mais en plus, nous ne prendrons pas en compte l'origine de chaque particule, tout comme dans les données expérimentales.

4.8.1 Caractéristiques du résidu

Le résidu du quasi-projectile est choisi de la même façon que dans le paragraphe 4.7.1 (voir fig. 4.21).

4.8.2 Multiplicités des particules évaporées

Dans la fig. 4.26 nous comparons les multiplicités de particules estimées dans les données (points) avec celles déduites des événements simulés traités avec la procédure expérimentale (triangles). Des différences apparaissent sur les isotopes de l'hydrogène (fig. 4.26) : les deutons et tritons sont surestimés.

Dans l'hémisphère avant du résidu, le modèle produit des deutons et des tritons qui ne proviennent pas du quasi-projectile. Cet excès trouve son origine dans d'autres sources créées dans la réaction. Dans une moindre mesure, un léger excès de particules α peut être décelé également dans l'hémisphère avant.

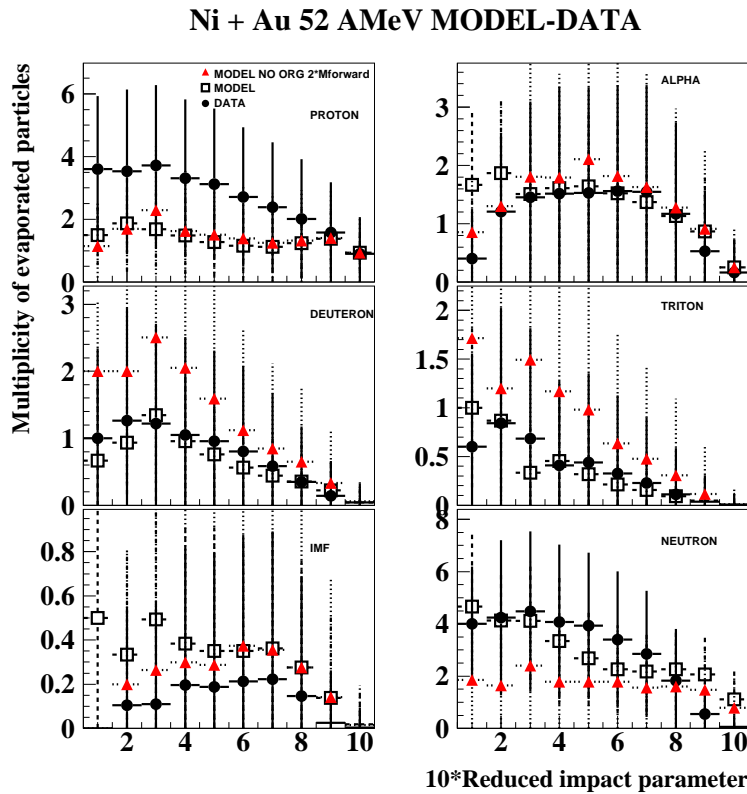


FIG. 4.26 – Multiplicités des particules légères en fonction du paramètre d'impact: les données (les points), le modèle (les carrés) et les événements simulés avec doublement de la contribution de l'hémisphère avant, sans origine des particules (triangles).

4.8.3 Énergies cinétiques des particules évaporées

Dans la fig. 4.27, nous voyons un meilleur accord entre les données et les calculs lorsque les événements simulés sont traités selon la même procédure que les données. L'accord sur l'énergie cinétique est très bon pour les particules α et les neutrons. Il est amélioré pour les autres particules dans les collisions semi-centrales, mais les valeurs simulées sont supérieures aux valeurs expérimentales dans les collisions périphériques.

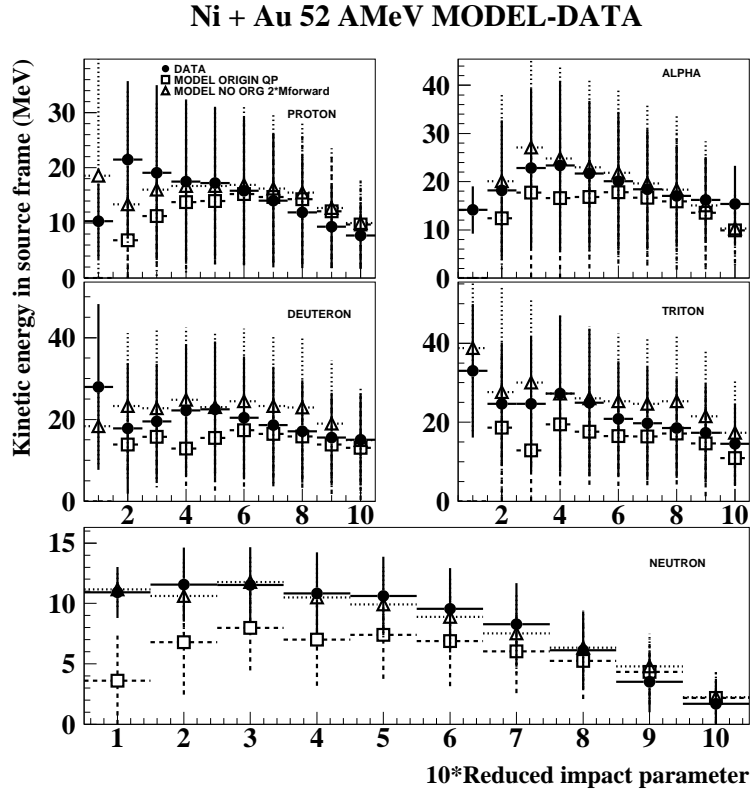


FIG. 4.27 – Énergie cinétique des particules légères sélectionnées dans l'hémisphère avant du résidu, calculée dans le référentiel de la source, en fonction du paramètre d'impact. Les données sont représentées par les points, les carrés donnent les valeurs du modèle et les triangles montrent les valeurs obtenues en traitant les événements simulés comme l'expérience.

4.8.4 Taille de la source

Selon la même prescription que celle appliquée sur les données (paragraphe 3.4.3), la charge de la source est calculée dans le modèle en sélectionnant les particules émises dans l'hémisphère avant, sans connaître leur origine.

Si toutes les particules légères détectées dans l'hémisphère avant du résidu sont considérées comme ayant été émises par le quasi-projectile, la taille de la source créée

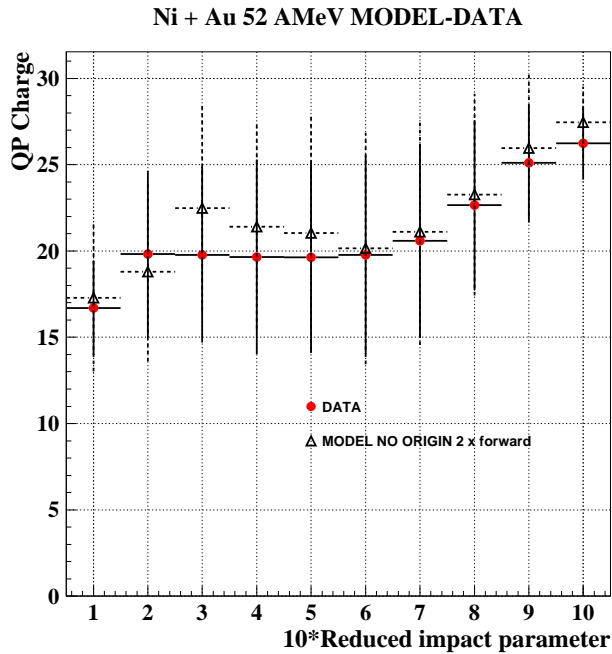


FIG. 4.28 – Évolution de la charge du quasi-projectile avec le paramètre d'impact: les données (points) et les événements simulés avec double contribution de l'hémisphère avant (triangles).

est surestimée, dû à la surestimation du nombre des clusters (IMF) créés dans le modèle par rapport à l'expérience (fig. 4.28).

4.8.5 Énergie d'excitation

Sur l'ensemble de la gamme en paramètre d'impact, l'énergie d'excitation du quasi-projectile, reconstruite à l'aide du modèle avec la procédure expérimentale, est en bon accord avec l'énergie d'excitation reconstruite avec les mêmes hypothèses sur les données (fig. 4.29). Dans la fig. 4.29, nous avons représenté pour la comparaison les énergies d'excitation expérimentales (points noirs) et celles estimées en doublant la contribution des particules simulées et présentes dans l'hémisphère avant du quasi-projectile (triangles).

Un bon accord est obtenu entre les énergies d'excitation expérimentales et celles déduites du modèle en appliquant la même procédure que celle utilisée dans l'analyse des données. Cet accord s'étend sur l'ensemble du domaine en paramètre d'impact.

Cependant, cet accord est fortuit dans la mesure où on a constaté un désaccord sur les multiplicités de protons, de deutons et de tritons, pour ne considérer que ces

4.8. Comparaison avec les données (II)

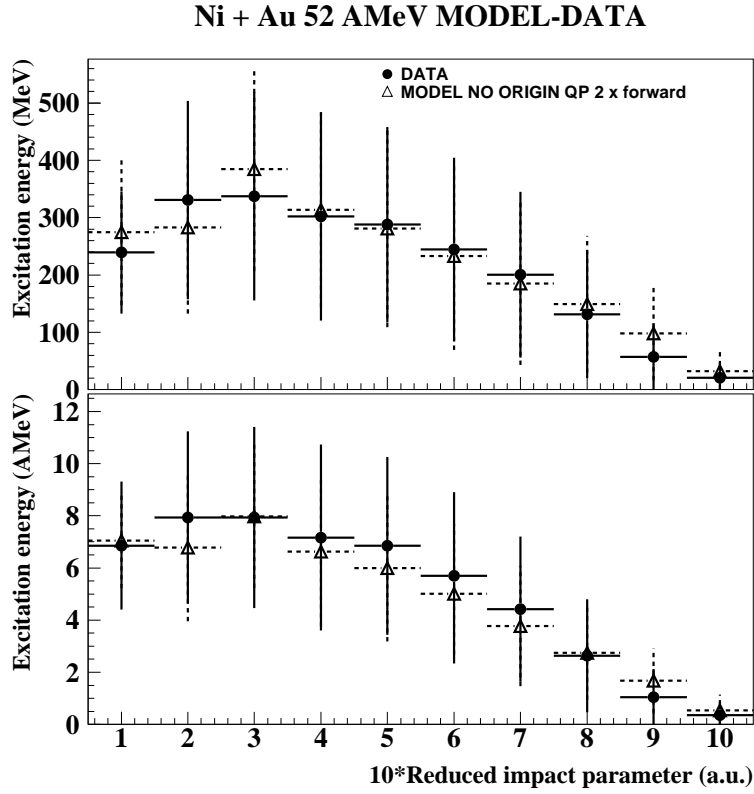


FIG. 4.29 – Évolution de l'énergie d'excitation totale (haut) et par nucléon (bas) avec le paramètre d'impact: données (les points), modèle avec doublement de la contribution de l'hémisphère avant et calorimétrie (triangles).

particules. L'accord n'est le résultat que d'une compensation entre ces différentes multiplicités, qui conduit à une masse reconstruite et une énergie d'excitation totale, et donc par nucléon, similaires aux données. Dans les collisions semi-centrales, la reconstruction des événements simulés crée une source plus lourde que celle observée dans les données (cf. fig. 4.28), mais les énergies cinétiques des particules étant plus faibles (voir les protons, fig. 4.27), l'énergie d'excitation totale est la même.

4.9 Discussion

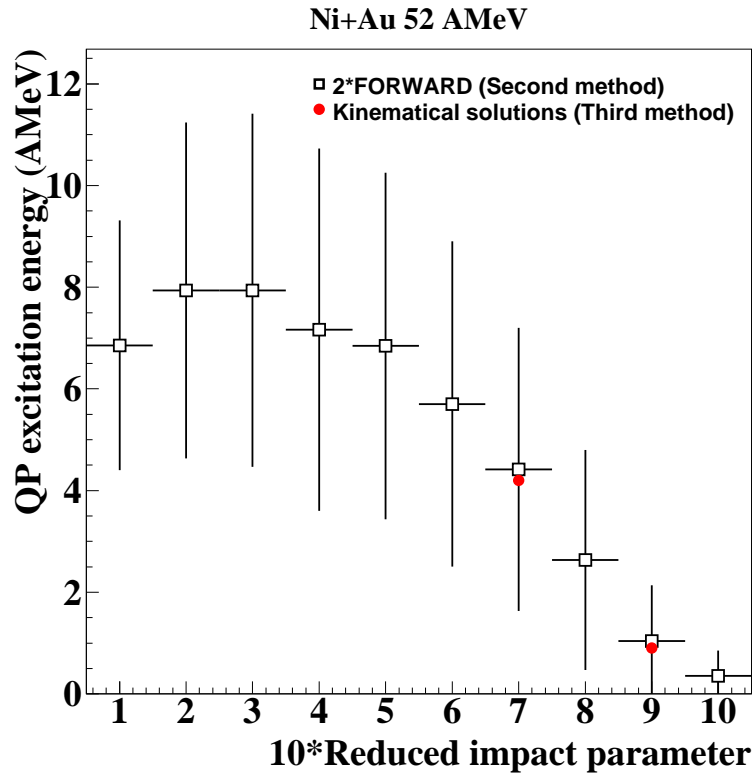


FIG. 4.30 – Comparaison de l'énergie d'excitation du quasi-projectile calculée à l'aide de la méthode développée en 3.3 (deux solutions cinématiques, points) et calculée à l'aide de la méthode développée en 3.4 (double contribution avant, carrés).

L'un des objectifs de ce travail est la détermination de l'énergie d'excitation de la source quasi-projectile. Initialement, il était prévu d'effectuer une comparaison entre les données expérimentales et le modèle PIRAT [SOS01] en utilisant la même technique opératoire, à savoir la mise en évidence des particules émises par la source quasi-projectile à l'aide des deux solutions cinématiques. Devant la complexité de la méthode (cf. section 3.3), nous avons préféré effectuer cette comparaison avec la méthode développée dans la section 3.4 (doublement de la contribution des particules émises dans

TAB. 4.1 – *Multiplicités des particules légères émises par le quasi-projectile de la réaction Ni+Au à 52 MeV/nucléon dans les collisions $b_{red} = 0.7$, estimées avec la seconde méthode de sélection des particules (voir section 3.3) et avec la troisième méthode (voir section 3.4).*

TYPE	Seconde méthode	Troisième méthode
proton	2.21	2.46
alpha	1.48	1.58
deuteron	0.41	0.58
triton	-	0.23
3-Helium	0.16	0.17
IMF	0.20	0.22

l'hémisphère avant) pour deux raisons : cette méthode est plus rapide à mettre en œuvre et elle conduit à des résultats équivalents.

Dans la figure 4.30, l'énergie d'excitation calculée selon les deux méthodes évoquées ci-dessus est tracée en fonction du paramètre d'impact réduit. Un très bon accord est constaté entre ces deux estimations. Dans la table 4.1, les multiplicités de particules évaporées obtenues avec les deux méthodes précédentes sont comparées entre elles. Un très bon accord est également constaté.

La démarche expérimentale utilisée pour reconstruire l'énergie d'excitation suppose que les particules observées dans l'hémisphère avant du quasi-projectile ont été émises par ce quasi-projectile. En est-il réellement ainsi ? Des calculs réalisés avec le code semi-classique Landau-Vlasov [EUD97] indiquent que des particules émises à mi-rapidité sont présentes dans l'hémisphère avant du quasi-projectile. Leurs caractéristiques en énergie et angulaires empêcheraient de les distinguer des particules réellement émises par le quasi-projectile. Si tel est le cas, les multiplicités de particules seraient surestimées, ainsi que l'énergie d'excitation du quasi-projectile.

Dans l'étude du système $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$ à 95 MeV/nucléon [DOR00], une analyse en trois sources (la source quasi-projectile, la source quasi-cible et une troisième source centrée à mi-rapacité) met en évidence la présence de particules de mi-rapacité sur l'ensemble du domaine en vitesse parallèle au faisceau. L'énergie d'excitation du quasi-projectile est fortement diminuée d'un facteur ≈ 2 dans les collisions à paramètres d'impact intermédiaires par rapport à un scénario binaire dans lequel toutes les particules émises à mi-rapacité sont attribuées soit au quasi-projectile, soit à la quasi-cible.

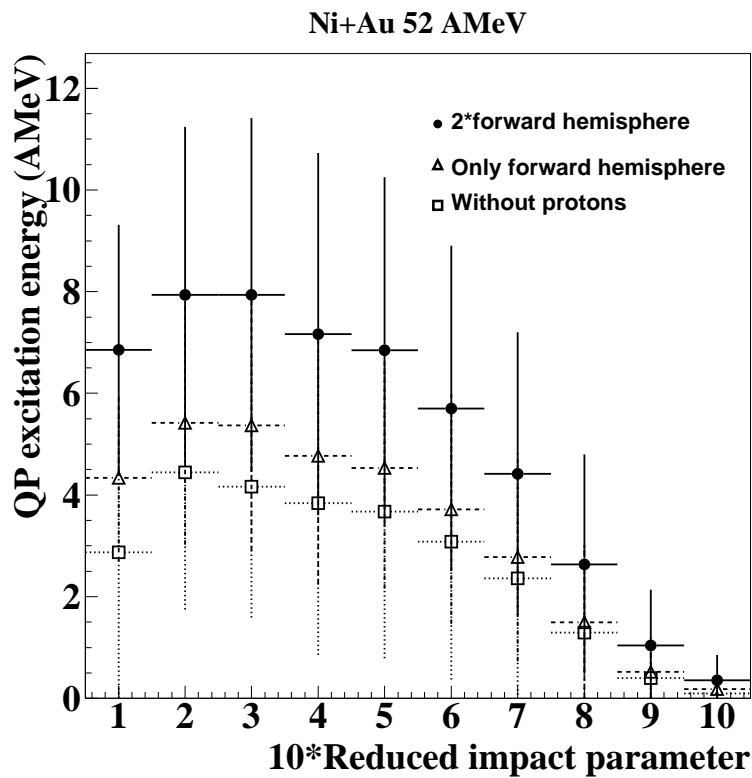


FIG. 4.31 – Comparaison de l'énergie d'excitation du quasi-projectile calculée en doublant la contribution des particules émises dans l'hémisphère avant (cercles), en doublant la contribution des particules émises dans l'hémisphère avant sans prendre en compte les protons (carrés) et en ne prenant en compte qu'une seule fois les particules émises dans l'hémisphère avant (triangles).

4.9. Discussion

Peut-on avoir une idée de l'influence qu'auraient les particules de mi-rapacité sur la reconstruction de l'énergie d'excitation du quasi-projectile dans le système $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$ à 52 MeV/nucléon? Nous nous attendons à ce que les protons soient les particules contribuant le plus à la composante de mi-rapacité. Aussi avons-nous calculé l'énergie d'excitation du quasi-projectile en supposant que tous les protons émis dans l'hémisphère avant provenaient de la mi-rapacité. Dans la figure 4.31 sont comparées les énergies d'excitation calculées en doublant la contribution de toutes les particules émises dans l'hémisphère avant en prenant et en ne prenant pas en compte les protons. Comme on peut le voir, l'énergie d'excitation est diminuée de 40% lorsque les protons ne sont pas pris en compte (carrés dans la figure 4.31). Autre estimation : si nous supposons que la moitié des particules émises dans l'hémisphère avant appartiennent à la mi-rapacité, c'est-à-dire si nous calculons l'énergie d'excitation à partir des particules émises dans l'hémisphère avant sans doubler leur contribution, nous obtenons sensiblement les mêmes valeurs, bien que légèrement supérieures (triangles dans la figure 4.31). Ces valeurs ne sont pas très éloignées des valeurs prédites par le modèle PIRAT (cf. fig. 4.25). La détermination de l'énergie d'excitation du quasi-projectile est très dépendante des multiplicités des particules sélectionnées, d'autant plus que dans le cas du système $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$ nous avons affaire à un quasi-projectile léger. La moindre incertitude sur les multiplicités se répercute sur l'énergie d'excitation.

Que peut-on déduire des comparaisons des données avec le modèle PIRAT? Dans la figure 4.26, les multiplicités expérimentales sont comparées aux multiplicités simulées. La production de protons est sous-estimée par le modèle d'un facteur 2. La multiplicité des particules α est bien reproduite. Quant aux deutons, tritons et fragments de masse intermédiaire, ils sont surestimés dans la simulation d'un facteur ≈ 2 . Que peut-on en conclure? Si l'on en croit la figure 4.26, les particules α proviendraient bien du quasi-projectile. En ce qui concerne les deutons et les tritons, l'excès de production doit être associé aux émissions à mi-rapacité puisque les particules étiquetées (carrés dans la fig. 4.26) reproduisent les multiplicités expérimentales.

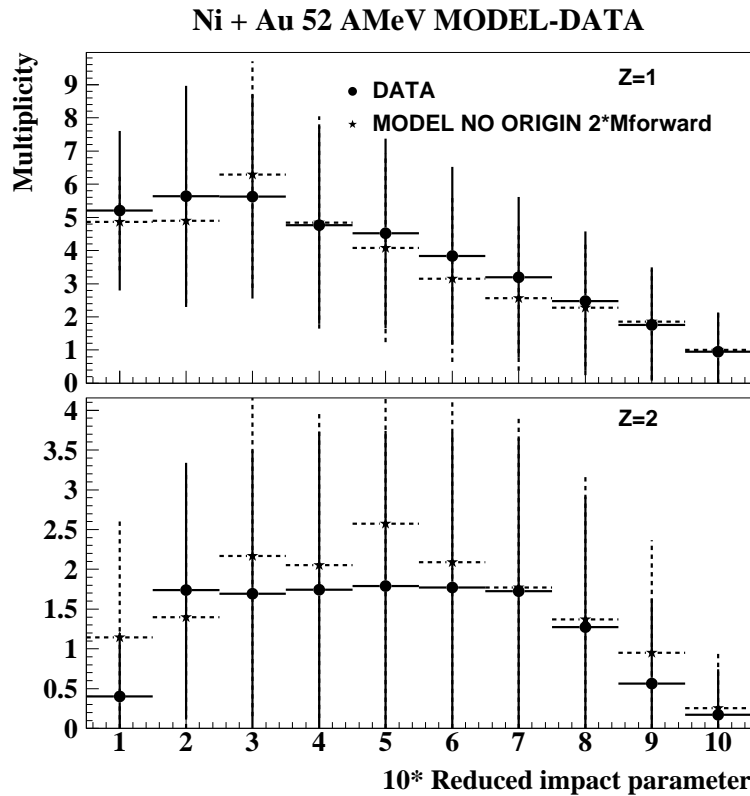


FIG. 4.32 – Multiplicités des isotopes de $Z = 1$ (en haut) et $Z = 2$ (en bas) en fonction du paramètre d'impact. Les données sont représentées par les points et le modèle par les étoiles. Dans le modèle, la contribution avant des particules simulées a été doublée, sans spécification de l'origine de la particule (cf. section 4.8).

Le modèle PIRAT sous-estime la multiplicité des protons, protons venant du quasi-projectile et protons venant de la mi-rapacité, et surestime la production des deutons et des tritons à mi-rapacité. L'excès de deutons et de tritons est corrélé au manque de protons : le potentiel d'interaction utilisé favorise la formation d'agrégats au détriment de la production de particules légères. Comme le montre la fig. 4.32 les multiplicités calculées des $Z=1$ et $Z=2$ sont en bon accord avec les multiplicités expérimentales. Si l'on suppose que la seconde étape du modèle n'est pas correctement décrite et que les deutons et tritons en excès devraient être des protons, la comparaison des résultats donnés dans les figures 4.22 et 4.26 semble indiquer que les multiplicités expérimentales

4.9. Discussion

des particules émises dans l'hémisphère avant sont reproduites par les multiplicités du modèle (particules dont on connaît l'origine). Dans ce cas la contamination des particules de mi-rapacité serait faible.

La comparaison entre les prédictions du modèle PIRAT et les données obtenues dans l'étude du système $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$ à 52 MeV/nucléon ne permet pas de statuer sur la présence d'une composante de particules de mi-rapacité dans l'hémisphère avant du quasi-projectile. Les conclusions obtenues dans l'étude du système $^{36}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$ à 65 MeV/nucléon [EUD97] ne sont pas aisément transposables au système $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$ à 52 MeV/nucléon : les caractéristiques très différentes des systèmes étudiés et l'absence de "vraies" particules dans le modèle Landau-Vlasov [EUD97] sont un obstacle à une comparaison quantitative. Des conclusions définitives ne pourront être tirées qu'avec des modèles dont les prédictions s'approcheront davantage des mesures expérimentales.

Chapitre 5

Corrélation entre l'énergie d'excitation et le spin du quasi-projectile

Chapitre 5. Corrélation entre l'énergie d'excitation et le spin du quasi-projectile

Au cours d'une collision entre ions lourds, une partie de l'énergie cinétique incidente est convertie en énergie d'excitation des fragments primaires issus de l'interaction. Simultanément à la dissipation de l'énergie cinétique, se produit une dissipation du moment cinétique orbital (encore appelé moment angulaire dans la littérature). En effet, une fraction du moment cinétique orbital de la voie d'entrée :

$$\vec{L} = \vec{R} \times \vec{P}$$

est transférée en moments cinétiques intrinsèques (ou spins) aux fragments primaires, de telle façon que la conservation du moment cinétique conduit à l'équation :

$$\vec{L} = \vec{L}_{rel} + \vec{J}_{QP} + \vec{J}_{QT}$$

où \vec{L}_{rel} est le moment cinétique orbital du mouvement relatif en voie de sortie et \vec{J}_{QP} et \vec{J}_{QT} les spins des noyaux QP et QT primaires. De la même façon que les noyaux excités tendent à revenir à un état d'énergie minimum en évacuant leur énergie en excès par évaporation de particules chargées et neutres, les noyaux possédant un spin (et donc une énergie de rotation) vont chercher à perdre ce surplus d'énergie. Le spin étant une fonction du moment d'inertie, les noyaux ayant un spin émettront préférentiellement des particules lourdes. L'émission de particules α sera ainsi favorisée par rapport à l'émission de protons.

La détermination du spin d'un noyau repose sur le même principe que la détermination de son énergie d'excitation. C'est à partir des caractéristiques des particules, que le noyau considéré a émises, que l'on peut accéder à ses paramètres. Plus le spin est important, et plus l'on s'attend à ce que les particules émises le soient dans un plan perpendiculaire au spin. Au contraire, en l'absence de spin, les particules peuvent être émises dans toutes les directions. Dans le premier cas nous observerons une distribution angulaire fortement anisotrope, dans le second, une distribution angulaire isotrope.

La détermination du spin repose donc essentiellement sur les caractéristiques des distributions angulaires des éjectiles, que ce soit des gammas, des particules légères ou

des fragments de fission [COL95]. Compte tenu des performances de détection d'INDRA aux angles à l'avant et du fait que les produits de désexcitation du quasi-projectile bénéficient d'une vitesse d'entraînement en général élevée, les caractéristiques des produits émis sont connues avec précision sur l'ensemble du domaine angulaire qui leur est accessible. Le spin du quasi-projectile sera donc estimé à partir des caractéristiques des particules légères émises, puisque la multiplicité d'IMF observée est faible.

5.1 Le code de désexcitation statistique GEMINI

Le code GEMINI [CHA88] simule l'évolution d'un noyau composé qui se désintègre par étapes successives binaires. Toutes les combinaisons sont possibles : des plus asymétriques (émission de particules légères) jusqu'aux symétriques (fission). Le calcul s'arrête lorsque tous les produits créés ont atteint leur niveau fondamental.

L'émission des particules est traitée dans le cadre du formalisme de Hauser-Feshbach [HAU52], tandis que l'émission des fragments est traitée dans le cadre du formalisme de l'état transitoire [MO75].

Dans le cas des particules légères ($Z \leq 2$) le processus de désexcitation est caractérisé par la largeur d'émission Γ qui dépend des charges, des masses et des spins de la particule émise (Z_1, A_1, J_1) et du résidu (Z_2, A_2, J_2), du moment cinétique orbital l , de l'énergie thermique U_2 et de la densité de niveaux ρ_2 du noyau résiduel :

$$\Gamma(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{(2J_1 + 1)}{2\pi\rho_0} \sum_{J_2=0}^{\infty} \sum_{l=|J_0-J_2|}^{J_0+J_2} t_2 \rho_2(U_2, J_2) \quad (5.1)$$

$$U_2 = E^* - B - E_{rot}(J_2) - E_{coul} - \frac{\hbar l(l+1)}{2\mu R^2} \quad (5.2)$$

Dans l'éq. 5.1, t_2 représente la température nucléaire $t_2 = \sqrt{U_2/a}$, et $a = \frac{A}{8.5} \text{ MeV}^{-1}$ le paramètre de densité de niveaux. Dans l'éq. 5.2, E^* , B et R sont l'énergie d'excitation du système initial, l'énergie de liaison et le rayon d'absorption, respectivement.

5.2. Simulations réalisées avec GEMINI

La masse réduite est représentée par μ , les énergies de rotation et Coulombienne par E_{rot} et E_{coul} .

Dans le cas d'émission des fragments plus lourds ($Z > 2$), le point selle détermine la largeur Γ par son énergie thermique U_S (éq. 5.4) et sa température t_S (éq. 5.5) :

$$\Gamma(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{1}{2\pi\rho_0} t_S \rho_S(U_S, J_0), \quad (5.3)$$

$$U_S = E^* - E_S(J_0), \quad (5.4)$$

$$t_S = \sqrt{U_S/a}. \quad (5.5)$$

Dans l'éq. 5.3, J_0 est le spin du noyau initial.

Dans les deux cas d'émission, la prescription du gaz du Fermi a été utilisée pour la densité de niveaux :

$$\rho(U, J) = (2J + 1) \left[\frac{\hbar^2}{2I} \right]^{3/2} \frac{\sqrt{a}}{12} \frac{e^{2\sqrt{aU}}}{U^2} \quad (5.6)$$

5.2 Simulations réalisées avec GEMINI

La simulation de la désexcitation d'un noyau de ^{58}Ni a été réalisée pour différents couples de valeurs de l'énergie d'excitation et du spin, l'énergie d'excitation variant entre 0.25 et 6 MeV/nucléon et le spin entre 0 et $45 \hbar$ (le moment angulaire pour lequel la barrière de fission d'un noyau de ^{58}Ni s'annule étant de $46 \hbar$) [SIE86].

Dans la figure 5.1 est tracée la corrélation entre l'énergie d'excitation et la charge moyenne du résidu d'évaporation, c'est-à-dire ce qui reste du noyau de ^{58}Ni après la cascade de désexcitations. Cette corrélation est donnée pour différentes valeurs du

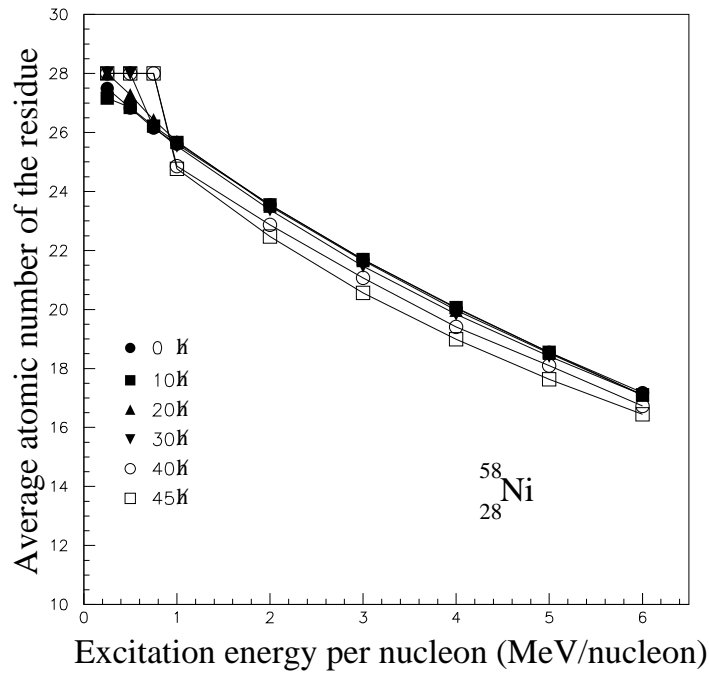


FIG. 5.1 – Numéro atomique du résidu en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon et pour différentes valeurs du moment angulaire J .

spin. Au premier ordre, la charge moyenne ne dépend que de l'énergie d'excitation, sa variation en fonction du moment angulaire étant plus faible. Pour un noyau de ${}^{58}\text{Ni}$ ayant perdu dix unités de charge, l'énergie d'excitation varie entre 4.8 et 5.4 MeV/nucleon, selon la valeur du moment angulaire. A partir de la corrélation de la figure 5.1, il est possible d'obtenir une estimation de l'énergie d'excitation du noyau primaire, dès lors que l'on connaît sa nature.

Dans la figure 5.2 est représentée l'évolution de la multiplicité de protons émis en fonction de l'énergie d'excitation et pour différentes valeurs du moment angulaire du noyau émetteur (${}^{58}\text{Ni}$). Le nombre de protons émis croît lorsque l'énergie d'excitation croît, et décroît lorsque le moment angulaire croît.

Dans la figure 5.3 est représentée l'évolution de la multiplicité de particules α émises en fonction de l'énergie d'excitation et pour différentes valeurs du moment angulaire du noyau émetteur (${}^{58}\text{Ni}$). Le nombre de particules α émises croît lorsque l'énergie d'excitation croît, et croît également lorsque le moment angulaire croît. Le comporte-

5.2. Simulations réalisées avec GEMINI

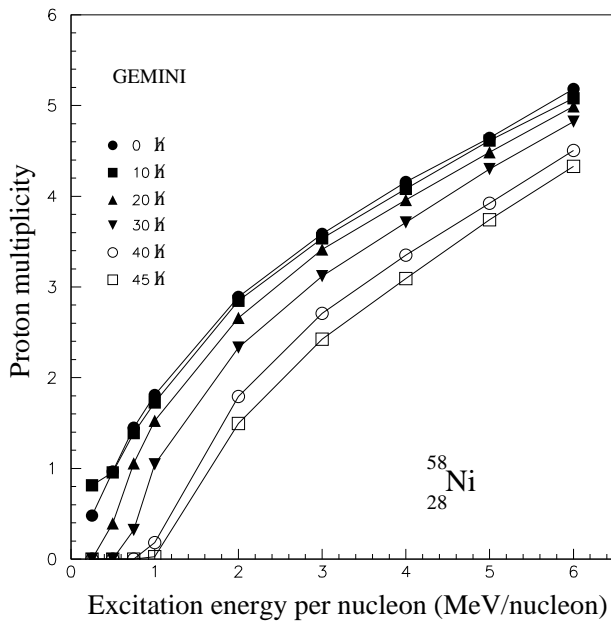


FIG. 5.2 – Multiplicités de protons en fonction de l'énergie d'excitation et pour différentes valeurs du moment angulaire J .

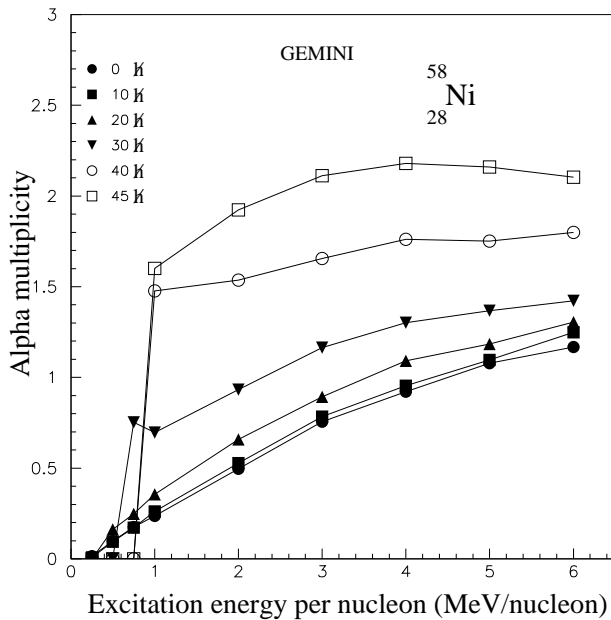


FIG. 5.3 – Multiplicités de particules α en fonction de l'énergie d'excitation et pour différentes valeurs du moment angulaire J .

ment en fonction du moment angulaire est à l'opposé de celui qui est observé avec les protons : plus le moment angulaire est important et plus le noyau cherche à le dissiper en émettant des particules lourdes (particules α et fragments légers) au détriment des particules plus légères (protons, neutrons).

L'évolution opposée des multiplicités de protons et d'alphas en fonction du moment angulaire constitue la base de la méthode développée dans l'étude du système $^{107}\text{Ag}+^{58}\text{Ni}$ à 52 MeV/nucléon pour extraire la corrélation entre l'énergie d'excitation et le spin [STE02].

5.3 Principe de la méthode d'extraction de la corrélation E^*/A -J

Le principe de la méthode est illustré dans la figure 5.4. En raison du comportement opposé des multiplicités de protons et d'alphas en fonction du moment angulaire, les corrélations $E^*/A=f(J)$ pour des multiplicités données M_p et M_α se croisent, et le point de croisement correspond au seul couple $(E^*/A-J)$ reproduisant les valeurs des multiplicités. Dans la figure 5.4 sont représentées des corrélations pour les multiplicités de protons et d'alpha, la même analyse peut être faite sur les multiplicités des noyaux d'hydrogène ($Z=1$) et d'hélium ($Z=2$).

5.4 Simulations

Les simulations réalisées pour comparer les prédictions du code GEMINI aux résultats expérimentaux suivent la même démarche que celle adoptée dans l'étude du système $^{107}\text{Ag}+^{58}\text{Ni}$ à 52 MeV/nucléon [STE02].

Les calculs et les prédictions seront confrontés sur les particules émises dans l'hémisphère avant du quasi-projectile.

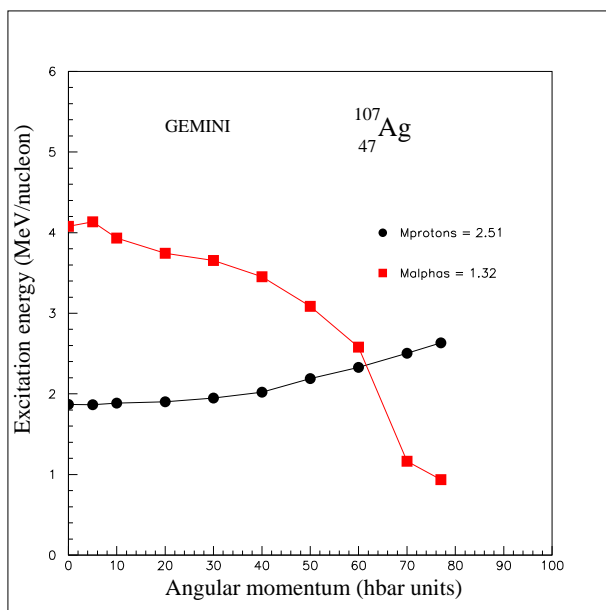


FIG. 5.4 – Ensemble des couples $(E^*/A-J)$ pour une multiplicité de particules α égale à 1.32 (carrés) et pour une multiplicité de protons égale à 2.51. Ces valeurs ont été calculées pour un noyau de ^{107}Ag .

Les comparaisons doivent être faites en fonction d'un paramètre relié à la dissipation. Le paramètre retenu est le paramètre d'impact réduit. Les simulations ont été réalisées pour les paramètres d'impact réduits $b_{red} = .7$ et $.9$.

Le code GEMINI donne, pour chaque particule émise, son énergie et ses angles d'émission dans le repère de la source, le quasi-projectile primaire. Ces quantités sont ensuite calculées dans le référentiel du laboratoire en donnant à la source une distribution de vitesse (vecteur). Puis les événements calculés sont filtrés à l'aide d'un programme simulant l'acceptance du dispositif expérimental. La distribution de vitesse de la source est fixée de telle façon que la distribution correspondante du résidu détecté soit reproduite. Cette procédure est itérative (cf. 5.4.3).

5.4.1 Collisions associées à $b_{red} = .9$

La comparaison des calculs GEMINI réalisés sur un noyau de ^{58}Ni avec les données expérimentales obtenues à $b_{red} = 0.9$ est illustrée dans les figures 5.5-a et 5.5-b. Seuls

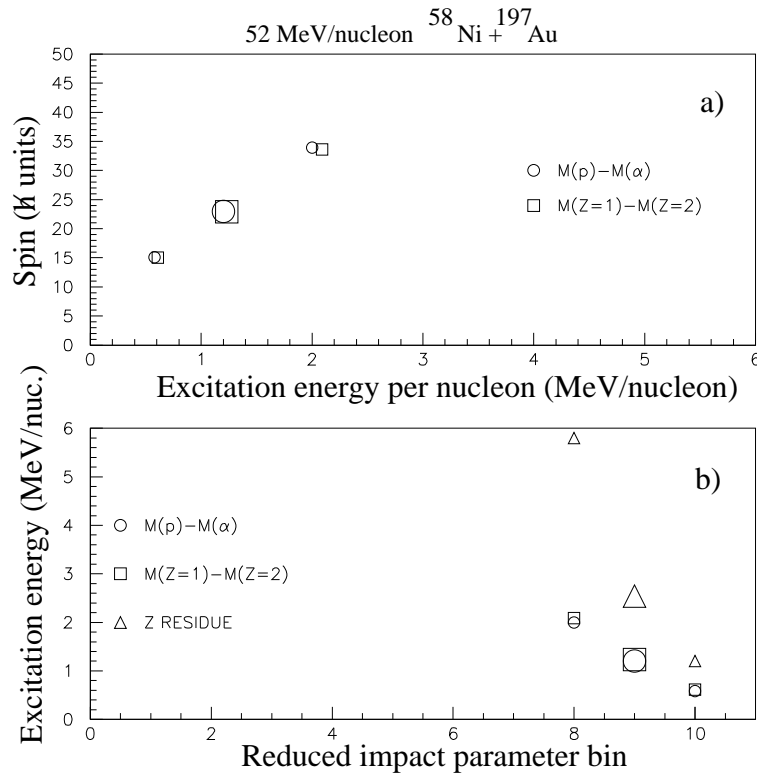


FIG. 5.5 – a) Corrélation entre le spin et l'énergie d'excitation du quasi-projectile, déduite des multiplicités de particules légères à $b_{red} = 0.9$. b) Energie d'excitation du quasi-projectile déduite des multiplicités de particules légères et de la charge moyenne du quasi-projectile. Ces calculs ont été réalisés pour un noyau de ^{58}Ni .

les grands symboles associés à $b_{red} = 0.9$ sont significatifs dans ces figures, les autres symboles n'indiquant que la tendance. Dans la figure 5.5-a, la valeur du spin est de l'ordre de $25 \hbar$. La même valeur est obtenue en considérant les couples ($M_p - M_\alpha$) ou ($M_{Z=1} - M_{Z=2}$). Par contre la valeur de l'énergie d'excitation (cf. figure 5.5-b) pour le paramètre d'impact réduit $b_{red} = .9$ est différente selon que l'on considère la valeur déduite des multiplicités (≈ 1.2 MeV/nucléon) ou celle déduite de la valeur moyenne de la charge du résidu (≈ 2.5 MeV/nucléon). Cette différence s'explique par le fait que le quasi-projectile primaire est supposé être un noyau de ^{58}Ni . Or nous savons qu'au

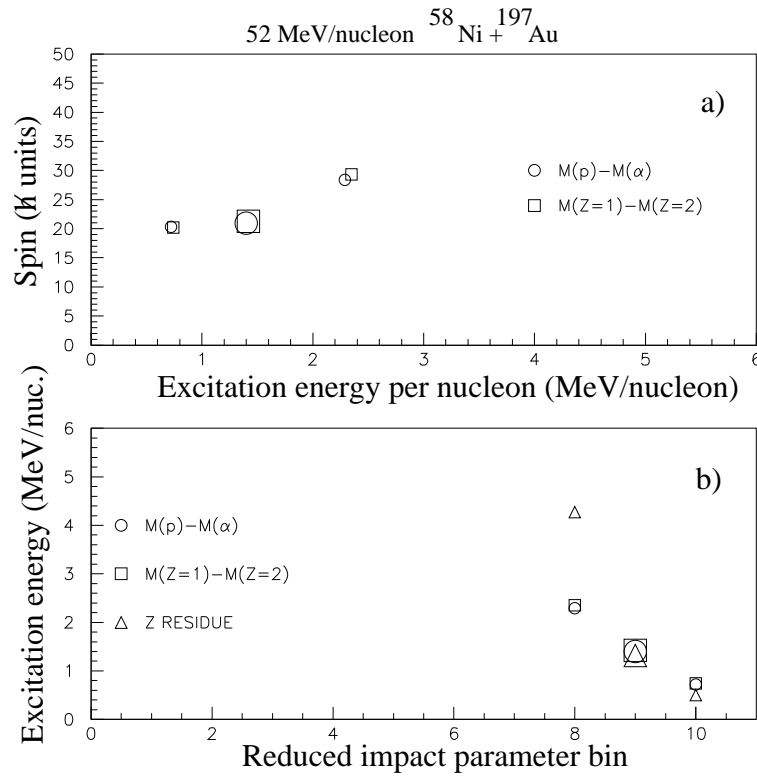


FIG. 5.6 – a) Corrélation entre le spin et l'énergie d'excitation du quasi-projectile déduite des multiplicités de particules légères. b) Energie d'excitation du quasi-projectile déduite des multiplicités de particules légères et de la charge moyenne du quasi-projectile. Ces calculs ont été réalisés pour un noyau de ^{52}Mn .

cours de la collision, le quasi-projectile perd des nucléons et possède une masse plus faible que celle du projectile (cf. fig. 4.24).

De la figure 4.24, on peut estimer que le quasi-projectile primaire doit être proche d'un noyau de ^{52}Mn . Si l'on utilise un tel noyau à la place du noyau de ^{58}Ni , les résultats sont modifiés. La valeur du spin est peu changée (cf. figure 5.6-a). Par contre, la valeur de l'énergie d'excitation déduite des multiplicités ou de la charge moyenne du résidu est la même, de l'ordre de 1.3-1.4 MeV/nucléon (cf. figure 5.6-b). Ce meilleur accord peut être considéré comme étant un argument en faveur de la perte de nucléons subie par le projectile léger.

Chapitre 5. Corrélation entre l'énergie d'excitation et le spin du quasi-projectile

Les incertitudes sur les valeurs de spin et d'énergie d'excitation dépendent des incertitudes expérimentales des multiplicités de particules et de la charge moyenne du résidu. Une incertitude de 10 % sur les multiplicités entraîne une incertitude de $4 \hbar$ sur la valeur du spin et de 0.15 MeV/nucléon sur l'énergie d'excitation. Une incertitude de 0.5 unité de charge sur la valeur moyenne du résidu conduit à une incertitude de 0.25 MeV/nucléon sur son énergie d'excitation.

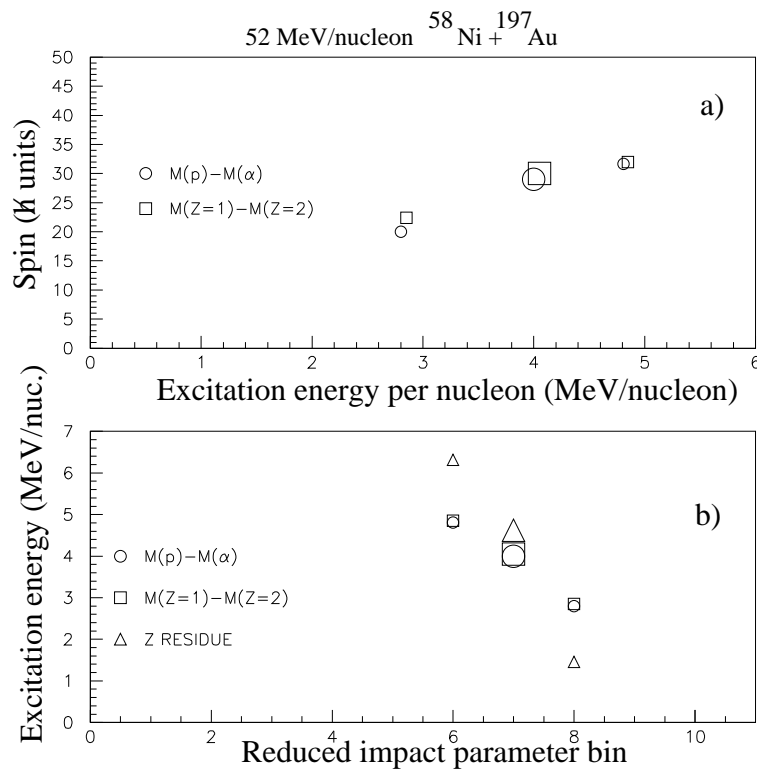


FIG. 5.7 – a) Corrélation entre le spin et l'énergie d'excitation du quasi-projectile déduite des multiplicités de particules légères à $b_{red} = 0.7$. b) Energie d'excitation du quasi-projectile déduite des multiplicités de particules légères et de la charge moyenne du quasi-projectile. Ces calculs ont été réalisés pour un noyau de ^{41}Ca .

5.4.2 Collisions associées à $b_{red} = .7$

Les collisions associées à $b_{red} = 0.7$ peuvent être associées à un quasi-projectile primaire dont les caractéristiques moyennes en charge et en masse se rapprochent de celles d'un noyau de ^{41}Ca (cf. figure 4.21). Les calculs faits sur ce noyau conduisent aux résultats montrés dans les figures 5.7-a et 5.7-b. Seuls les grands symboles associés à $b_{red} = .7$ sont significatifs dans ces figures, les autres symboles n'indiquant que la tendance. La valeur du spin est de l'ordre de $30 \hbar$. La même valeur est obtenue quel que soit le couple considéré, $(M_p - M_\alpha)$ ou $(M_{Z=1} - M_{Z=2})$ (cf. figure 5.7-a). Quant à la valeur de l'énergie d'excitation (cf. figure 5.7-b), les estimations faites, soit à partir des multiplicités, soit à partir de la charge moyenne du résidu, conduisent à des valeurs pas très éloignées l'une de l'autre, compte tenu des incertitudes, 4.1 et 4.6 MeV/nucléon, respectivement. En adoptant une incertitude de 10 % sur les multiplicités expérimentales, les incertitudes sur le spin et l'énergie d'excitation sont de $3 \hbar$ et de 0.55 MeV/nucléon, respectivement. L'incertitude est plus importante sur l'énergie d'excitation que sur le spin.

La figure 5.7-b mérite que l'on s'y attarde. La valeur de l'énergie d'excitation associée au paramètre $b_{red} = .8$ et estimée à partir de la charge moyenne du résidu est plus faible que celle estimée à partir des multiplicités, tandis que pour le paramètre $b_{red} = .6$, la valeur de l'énergie d'excitation estimée à partir de la charge moyenne du résidu est plus élevée que celle estimée à partir des multiplicités. Ceci peut s'expliquer si le quasi-projectile primaire associé au paramètre $b_{red} = .8$ est plus lourd qu'un noyau de ^{41}Ca , et si le quasi-projectile primaire associé au paramètre $b_{red} = .6$ est plus léger qu'un noyau de ^{41}Ca . Car, dans le premier cas la perte en protons est plus faible et conduit à une énergie d'excitation plus faible. Dans le second cas, la perte en protons est plus importante et conduit à une énergie d'excitation plus importante. Et c'est effectivement ce que l'on observe : les charges et masses du quasi-projectile primaire diminuent lorsque le paramètre d'impact réduit diminue (cf. figure 4.24).

5.4.3 Caractéristiques des particules légères

Les informations obtenues sur le spin et l'énergie d'excitation du quasi-projectile sont extraites des multiplicités des particules et de la charge moyenne du résidu du quasi-projectile. Encore faut-il vérifier que les caractéristiques des particules, à savoir les distributions angulaires et en énergie, sont correctement reproduites par la simulation.

Comme il a été mentionné plus haut, les événements calculés avec le modèle GEMINI sont produits dans le référentiel attaché à la source quasi-projectile. La source recule dans le système du laboratoire avec un vecteur vitesse ayant une certaine distribution. Nous choisissons comme distribution de départ, la distribution de vitesse du résidu détecté. Après application du filtre expérimental, les distributions du résidu simulé détecté sont comparées aux distributions expérimentales. Une procédure itérative permet d'ajuster la simulation sur les données. Ensuite les caractéristiques des particules légères peuvent être confrontées aux données.

La figure 5.8 est relative à un paramètre d'impact réduit de .9. Dans la rangée du haut sont comparées les distributions expérimentale et simulée de la charge et des angles azimutal et polaire du résidu. A la place de l'angle polaire, nous traçons le numéro de la couronne, puisque c'est la seule information expérimentale disponible. La distribution du résidu est fortement piquée aux angles avant. L'isotropie de l'angle azimutal est liée au déclenchement de l'expérience qui ne privilégie aucune direction particulière de l'espace.

Dans la figure 5.8 (rangée du milieu) sont comparées les distributions expérimentale et simulée de la multiplicité, de l'énergie, de l'angle azimutal et de l'angle polaire des protons émis dans l'hémisphère avant dans le repère de la source quasi-projectile. Les mêmes distributions sont tracées dans la figure 5.8 (rangée du bas) pour les particules alpha. Seules les particules émises dans l'hémisphère avant de la source sont prises en compte. Les distributions sont construites dans le référentiel du laboratoire.

L'angle azimutal est plat comme il se doit (voir remarque ci-dessus). On observe un bon accord entre l'expérience et la simulation. Les accidents observés dans les dis-

5.4. Simulations

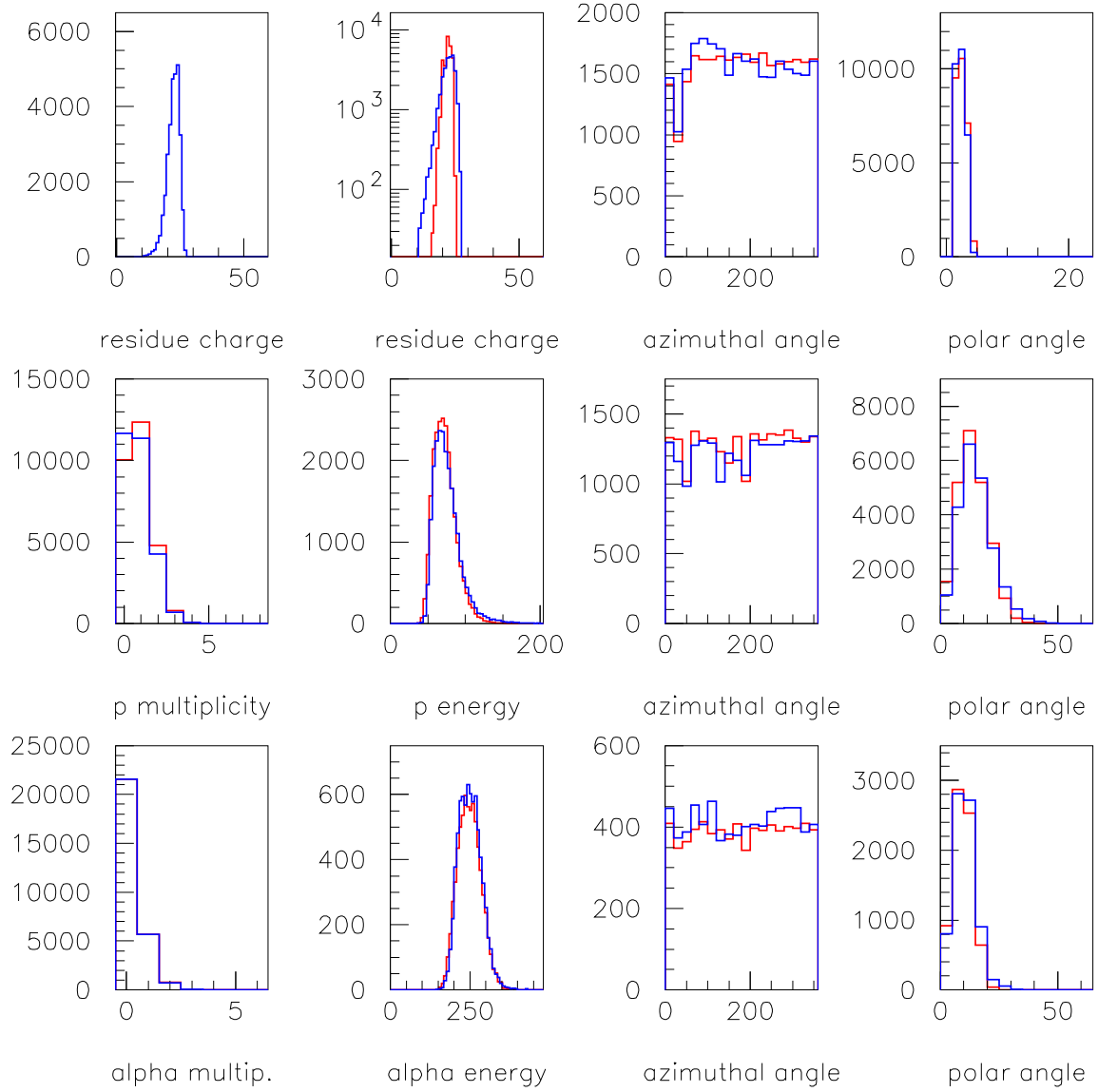


FIG. 5.8 – Rangée du haut (de gauche à droite) : distribution expérimentale de la charge du résidu, distributions expérimentale et simulée de la charge, de l'angle azimutal et de l'angle polaire du résidu. Rangée du milieu (de gauche à droite) : distributions expérimentale et simulée de la multiplicité, de l'énergie, de l'angle azimutal et de l'angle polaire des protons. Rangée du bas (de gauche à droite) : idem pour les alphas. Ces figures concernent les collisions $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$ à 52 MeV/nucléon et un paramètre d'impact réduit de .9.

Chapitre 5. Corrélation entre l'énergie d'excitation et le spin du quasi-projectile

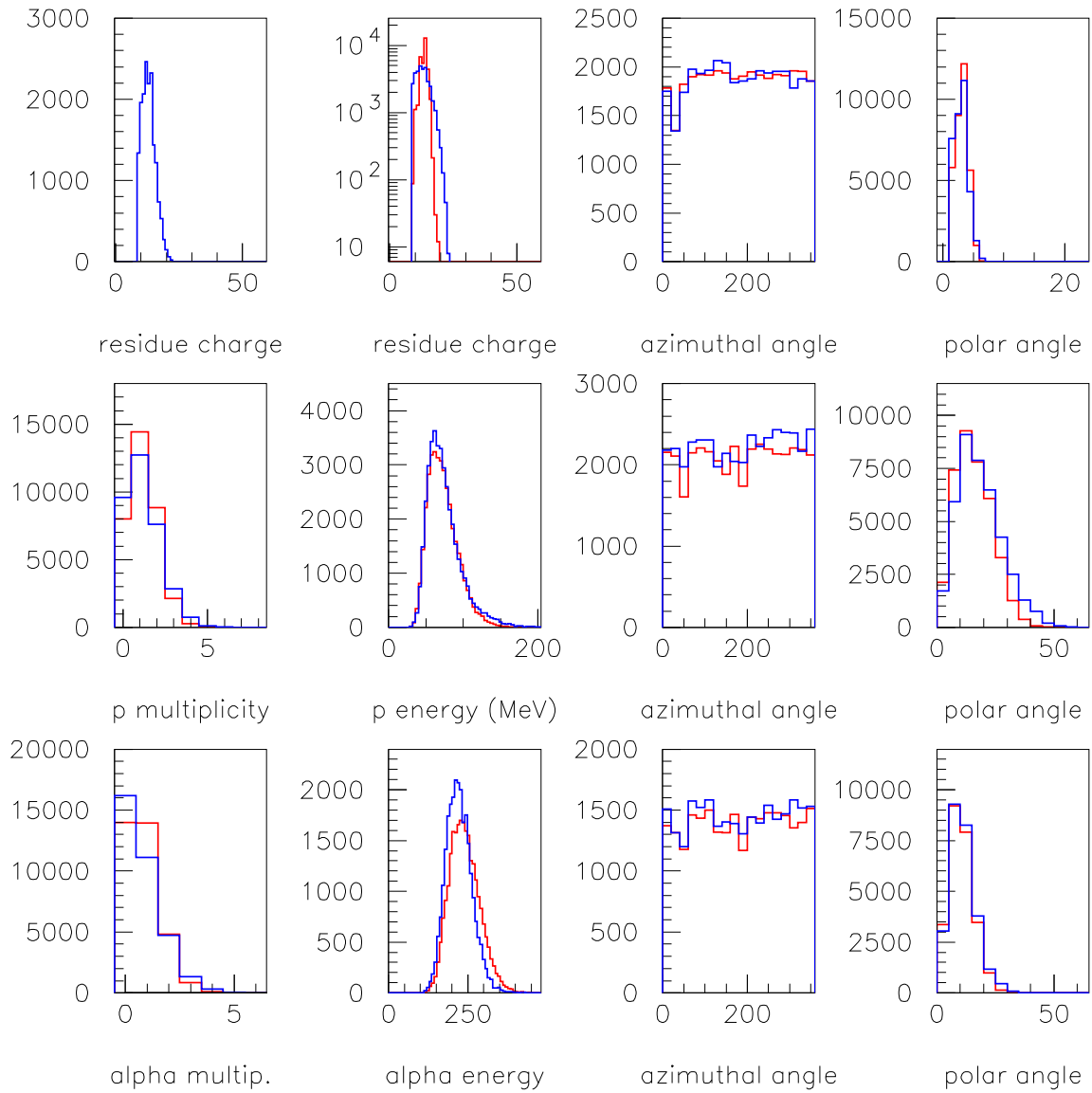


FIG. 5.9 – *Idem à la figure 8, pour un paramètre d'impact réduit de .7.*

5.4. Simulations

tributions des angles azimutaux correspondent à la défaillance de quelques modules (détecteurs silicium). Les spectres en énergie des particules sont particulièrement bien reproduits. L'extraction des valeurs $(J - E^*/A)$ à partir des multiplicités de particules légères conduit à $J = 21 \hbar$ et $E^*/A = 1.41$ MeV/nucléon (cf. figs. 5.8-a et 5.8-b). Les calculs ont été réalisés avec un spin de $20 \hbar$ et une énergie d'excitation de 1.5 MeV/nucléon.

La figure 5.9 est relative à un paramètre d'impact réduit de .7. Un bon accord est observé entre le calcul et l'expérience. Le moment angulaire pour lequel la barrière de fission d'un noyau de ^{41}Ca s'annule est de l'ordre de $32 \hbar$. Dans ces collisions, il semble que le quasi-projectile ait atteint le moment angulaire maximum qu'il peut supporter [SIE86]. Une différence sensible apparaît sur l'énergie des particules α . Remarquons que l'énergie d'excitation déduite est élevée, de l'ordre de 4 MeV/nucléon. La non prise en compte des fragments de masse intermédiaire dans les calculs pourrait avoir une influence sur les multiplicité et énergie des particules légères. Les calculs ont été réalisés avec un spin de $30 \hbar$ et une énergie d'excitation de 4 MeV/nucléon.

5.4.4 Remarque à propos des IMF

Les simulations réalisées avec le code GEMINI n'ont pris en compte que l'émission de particules chargées. Dans la figure 4.22, on peut voir que la multiplicité de ces fragments est faible, toujours inférieure à 0.2. C'est une des raisons pour lesquelles nous ne les avons pas pris en compte dans la simulation. Une autre raison est que le code GEMINI produit des IMF en grand nombre dès que le moment angulaire est élevé. Cette production importante modifie bien évidemment la valeur moyenne de la charge du résidu d'évaporation ainsi que les valeurs des multiplicités des particules. Et dans ce cas la méthode décrite en 5.3 ne peut plus être appliquée [STE02].

Dans les figures 5.8 et 5.9, les distributions simulées de la charge du résidu du quasi-projectile sont plus étroites que les distributions expérimentales. L'absence des fragments de masse intermédiaire dans les simulations ne peut pas à elle seule expliquer

le désaccord observé sur la charge du résidu. Ce désaccord provient de ce que les simulations sont réalisées pour un noyau donné et non pas pour une distribution de noyaux comme il est observé expérimentalement. Cependant la valeur la plus probable de la charge du résidu est la même dans l'expérience et les simulations.

5.5 Comparaison de la corrélation expérimentale ($J-E^*/A$) avec les résultats du modèle PIRAT

Les couples de valeurs ($J-E^*/A$) obtenus pour les paramètres d'impact réduits .7 et .9 (symboles ouverts) sont comparés dans la figure 5.10 aux prédictions du modèle PIRAT [SOS01]. Les prédictions du modèle sont intégrées sur l'ensemble des paramètres d'impact, tandis que les mesures expérimentales sont associées à des événements sélectionnés en paramètre d'impact réduit selon la multiplicité totale.

L'amplitude du spin croît avec la valeur de l'énergie d'excitation, tant que cette dernière est inférieure à 4-5 MeV/nucléon. D'après la figure 4.25 (les carrés), cette énergie d'excitation correspond à un paramètre d'impact réduit de .5-.6. Au-delà, l'amplitude du spin décroît avec l'énergie d'excitation parce que le moment cinétique orbital de la voie d'entrée décroît quand le paramètre d'impact décroît (cf fig. 4.5).

Un bon accord est observé entre les mesures expérimentales et les prédictions.

5.5. Comparaison de la corrélation expérimentale ($J-E^*/A$) avec les résultats du modèle

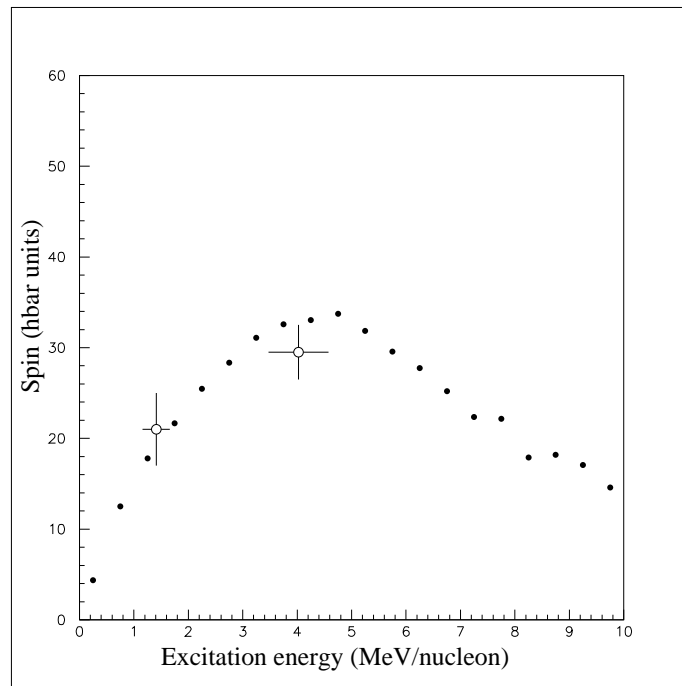


FIG. 5.10 – *Corrélation ($J-E^*/A$) calculée avec le modèle PIRAT. Les valeurs expérimentales, déduites de la comparaison avec le code GEMINI, obtenues à $b_{red}=.7$ et $.9$ sont superposées au calcul.*

Chapitre 5. Corrélation entre l'énergie d'excitation et le spin du quasi-projectile

Conclusion

Les valeurs de l'énergie d'excitation et du spin acquis par les noyaux, au cours de collisions les mettant en jeu, sont des données importantes dans la mesure où ces deux paramètres décident de l'évolution ultérieure des noyaux. La détermination de ces paramètres est absolument indispensable pour toute comparaison avec les prédictions des modèles théoriques.

La grande difficulté de la détermination de ces paramètres réside dans le mélange de processus physiques divers se développant dans les collisions entre ions lourds. La continuité dans le temps et dans l'espace de ces différents processus interdit toute sélection inambiguë des particules et fragments émis par les noyaux primaires.

Les méthodes de détermination de l'énergie d'excitation développées dans ce travail ont bénéficié des études réalisées dans ce domaine depuis plus d'une dizaine d'années. Il est illusoire de croire qu'une seule méthode donnera accès à l'énergie d'excitation. La solution réside probablement dans l'emploi de plusieurs méthodes conduisant à la définition d'un domaine de valeurs possibles. Ainsi, la première méthode présentée dans ce mémoire, soustraction de la contribution estimée des particules de mi-rapacité, correspond à une estimation basse de l'énergie d'excitation, tandis que la troisième méthode, doublement de la contribution avant, peut être considérée comme une estimation haute, la vraie valeur de l'énergie d'excitation se situant vraisemblablement dans cette fourchette.

La seconde méthode de détermination de l'énergie d'excitation repose sur la mise en évidence des particules émises par le quasi-projectile aussi bien dans l'hémisphère avant que dans l'hémisphère arrière. Cette méthode est difficilement utilisable de façon standard en raison de sa sophistication qui rend son application fastidieuse. De plus, cette reconstruction s'est faite sans prendre en compte explicitement le moment angulaire. La bonne reproduction des deux solutions cinématiques pourrait suggérer que la plupart de ces particules proviennent de la source.

Le bon accord entre les valeurs de l'énergie d'excitation obtenues avec cette méthode et celles obtenues avec la troisième méthode (doublement de la contribution

avant) pourrait être un argument supplémentaire en faveur d'une faible contamination de l'hémisphère avant par des particules provenant d'une autre origine que celle du quasi-projectile. Il faut cependant reconnaître que l'on ne peut conclure à cette étape sur l'existence ou la non existence d'une contribution de particules de mi-rapidité contaminant la région de l'espace des phases occupée par les particules issues du quasi-projectile.

Les données expérimentales relatives à la source quasi-projectile ont été comparées en détail aux prédictions du modèle stochastique à deux étapes PIRAT. Les caractéristiques globales de la réaction telles que la multiplicité totale des produits chargés et la distribution des charges dans un événement sont bien reproduites. Au cours de l'interaction, le projectile de nickel perd de plus en plus de masse à mesure que la violence de la collision augmente. Ceci est en accord avec la tendance offerte par les données expérimentales. La version actuelle de ce modèle prédit un trop faible nombre de nucléons libres dans la seconde étape, qui décide du sort de chaque nucléon actif. En conséquence, cela se traduit par un manque de protons et un excès d'agrégats. La multiplicité de protons en provenance du quasi-projectile est sous-estimée d'un facteur 2, tandis que celle des deutons et tritons est surestimée d'un même facteur 2. La nouvelle version de ce modèle, consistant en une meilleure estimation des probabilités de transfert des nucléons libres, devrait améliorer notablement l'accord sur les multiplicités.

La corrélation entre l'énergie d'excitation et le spin du quasi-projectile a été obtenue à l'aide des multiplicités de particules légères en comparant les données expérimentales avec les prédictions du code statistique GEMINI. Cette méthode originale montre que le moment angulaire transféré au quasi-projectile croît avec l'énergie d'excitation reçue, dans les collisions périphériques et semi-périphériques. Qui plus est, cette méthode associée à la valeur moyenne de la charge du résidu prédit une masse du quasi-projectile qui décroît avec la violence de la collision. Cette observation est en parfait accord avec les prédictions du modèle PIRAT et l'obtention de points supplémentaires aiderait à

une meilleure compréhension des mécanismes de réaction dans les collisions à paramètres d'impact intermédiaires où les énergies d'excitation et les moments angulaires sont élevés. En particulier, cela permettrait d'évaluer l'influence du moment angulaire sur le devenir du quasi-projectile et les taux de production des fragments de masse intermédiaire. Rappelons que le processus de multifragmentation s'observe à partir de 3 MeV/nucléon d'énergie d'excitation.

La charge du quasi-projectile décroît lorsque le paramètre d'impact décroît. Ce comportement est bien reproduit par le modèle PIRAT, et ne l'est pas par un modèle tel que le modèle de transferts stochastiques de nucléons de Randrup [RAN83], qui procède de la même philosophie. La différence provient de ce que les probabilités de transfert dépendent de la densité d'états des noyaux dans le premier modèle, et n'en dépendent pas dans le second. Une description correcte du transfert net de nucléons dans une collision entre ions lourds doit tenir compte explicitement de la nature de chaque noyau.

Bien que la comparaison entre le modèle PIRAT et les données montre un accord qualitatif, il n'est pas possible de déterminer avec certitude, dans le système $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$ à 52 MeV/nucléon, l'énergie d'excitation du quasi-projectile en raison de l'incertitude sur les multiplicités. Tout de moins, peut-on en donner une limite supérieure. L'étude de ce même système à 90 MeV/nucléon permettrait peut-être d'avoir une image différente de la collision puisque la gamme en vitesse plus étalée pourrait offrir une meilleure séparation des différentes sources de particules. Cependant, des conclusions définitives ne pourront être obtenues que par comparaison avec des modèles reproduisant les observations expérimentales avec plus de précision.

Annexe 1 : Calorimétrie

La technique de la calorimétrie permet de déterminer l'énergie d'excitation d'une source à partir des caractéristiques cinématiques des produits qu'elle a émis. Supposant que la source se désexcite par l'émission des produits chargés, des neutrons et des gammas, son énergie d'excitation résulte d'un bilan énergétique dans le référentiel de la source émettrice :

$$E^* = \sum_{i=1}^M (T_i + E_{\gamma,i} + E_{res,i}^*) - Q , \quad (5.7)$$

où T_i est l'énergie cinétique de la particule ou fragment i , $E_{\gamma,i}$ est l'énergie des gammas émis par le fragment i , s'ils ont été détectés. Dans l'eq. 5.7, M représentent la multiplicité des produits (chargés et neutres). Le bilan de masse Q est aussi pris en compte dans cette expression. $E_{res,i}^*$ est l'énergie d'excitation résiduelle (des produits de désexcitation), considérée en pratique nulle.

Il faut noter qu'expérimentalement, les problèmes liés à l'application de cette procédure pour la détermination de l'énergie d'excitation d'une source créée dans la réaction, consiste en la séparation des produits provenant réellement de cette source. Ainsi, la première condition est de détecter efficacement tous les produits de la réaction. Une deuxième condition est de s'assurer de la sélection des produits appartenant à la source étudiée, en excluant des particules qui pourraient provenir d'autres sources formées lors de la collision. À ce propos différentes méthodes de sélection ont été proposées [POU91][LLE93][STE96].

Dans les cas usuels (y compris dans ce travail) l'eq. 5.7 se réécrit :

$$E^* = \sum_{i=1}^{M_c} T_i + \langle M_n \rangle \langle E_n \rangle - Q, \quad (5.8)$$

où M_c et M_n sont les multiplicités des produits chargés et neutres, respectivement. E_n est l'énergie cinétique moyenne des neutrons émis par la source.

Annexe 2 : Tri en paramètre d'impact

Afin d'analyser et comparer les données avec le modèle, les événements ont été triés en fonction du paramètre d'impact. Expérimentalement il est impossible d'obtenir directement le paramètre d'impact qui caractérise la configuration initiale du système. Il est donc nécessaire de trouver une variable globale, corrélée fortement avec le paramètre d'impact [PET]. La dispersion de la corrélation du paramètre d'impact avec les variables globales fait de cette corrélation une estimation qualitative, exprimant le classement des événements en fonction de la violence de la collision.

La méthode utilisée dans ce travail a été pour la première fois appliquée aux collisions relativistes [CAV90] dans lesquelles la section efficace totale de la réaction peut être approximée par la section géométrique $\sigma_g(b) = \pi b^2$, où b est le paramètre d'impact.

Nous avons choisi comme variable de tri la multiplicité totale chargée de l'événement. Cette variable a été aussi utilisée comme variable de tri dans la réf. [PAW96].

À chaque multiplicité m correspond une section efficace mesurée $\sigma_{mes}(m)$ donnée par l'intégrale du spectre associée à cette multiplicité :

$$\sigma_{mes}(m) = \int_m^\infty d\sigma(m') dm' \quad (5.9)$$

En considérant la corrélation monotone entre la multiplicité et le paramètre d'impact, la section efficace mesurée dépendant de m ($\sigma_{mes}(m)$) est équivalente à la section efficace géométrique dépendant de b ($\sigma_g(b)$). Cette supposition permet d'exprimer le paramètre d'impact en fonction de la multiplicité :

$$\left(\frac{b}{b_{max}}\right)^2 = \frac{\sigma_{mes}(m)}{\sigma_{mes}^{max}(m)} \quad (5.10)$$

Dans l'eq. 5.10, $\sigma_{mes}^{max}(m)$ s'exprime avec l'eq. 5.9 pour une multiplicité $m = 0$ et représente l'intégrale totale du spectre expérimental.

L'eq. 5.10 fournit pour chaque intervalle de paramètre d'impact réduit $b_{red} = \frac{b}{b_{max}}$ les limites correspondantes de l'intervalle en multiplicité. Ainsi, nous avons partagé la distribution de multiplicité en dix tranches égales en paramètre d'impact réduit b_{red}

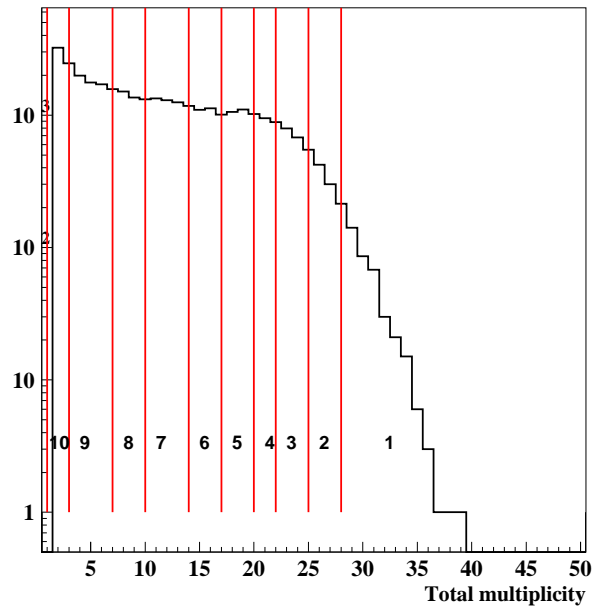


FIG. 5.11 – *Illustration du tri en paramètre d'impact utilisant la multiplicité totale des charges*

(fig. 5.11). En considérant b_{red} allant de 0. à 1., les indices de tranche de 1. à 10. indiquent la violence comme suit : les petits numéros (1,2,3...) représentant les grandes multiplicités, sont associés aux collisions les plus centrales (petits paramètres d'impact, ou bien $b_{red} = 0.1, 0.2, 0.3, \dots$). Les grands numéros (10,9,8,...) sont associés aux faibles multiplicités et liés aux collisions moins dissipatives, périphériques (grands paramètres d'impact, $b_{red} = 1., 0.9, 0.8, \dots$).

Bibliographie

- [ALB85] S. Albergo *et al.*, Nuovo Cimento A89 (1985) 1
- [ANG97] J.C. Angélique *et al.*, Nucl. Phys. A **614**, 261 (1997)
- [ASS97] M. Assenard, Thèse, Université de Nantes, (1997)
- [BA80] R. Bass, "Nuclear Reactions with heavy ions", Springer Verlag, New York, 1980
- [BET30] H.A. Bethe, Annals of Physics, vol.5, page 325 (1930)
- [BEA94] L. Beaulieu *et al.*, Nucl. Phys. A **580**, 81 (1994)
- [BEA96] L. Beaulieu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 412 (1996)
- [BIZ86] G. Bizard *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **244**, 483 (1986)
- [BIZ93] G. Bizard *et al.*, Phys. Lett. B **302**, 162 (1993)
- [BOR88] B. Borderie *et al.*, Phys. Lett. B **205**, 26 (1988)
- [BOU87] R. Bougault *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **259**, 473 (1987)
- [BOU95] R. Bougault *et al.*, Nucl. Phys. A **587**, 499-512 (1995)
- [BUT95] A. Buta *et al.*, Nucl. Phys. A **583**, 397 (1995)
- [BU02] A.M. Buta *et al.*, Proceedings of the XL International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italie 2002, ed. par I. Iori et A. Moroni (Université de Milano)
- [CAV90] C. Cavata *et al.*, Phys. Rev. C **42**, 1760 (1990)
- [CHA88] R.J. Charity *et al.*, Nucl. Phys. A **483**, 371 (1988)
- [COL95] J. Colin *et al.*, Nucl. Phys. A **593**, 48 (1995)

Bibliographie

- [CRE91] E. Crema *et al.*, Phys. Lett. B **258**, 266 (1991)
- [CUS93] D. Cussol *et al.*, Nucl. Phys. A **561**, 298 (1993)
- [DAY86] R. Dayras *et al.*, Nucl. Phys. A **460**, 299-323 (1986)
- [DAY89] R. Dayras *et al.*, Phys. Rev. Lett. **62**, 1017 (1989)
- [DOR00] D. Doré *et al.*, Phys. Lett. B **323**, 103 (1994)
- [DOR00] D. Doré *et al.*, Phys. Lett. B **491**, 15 (2000)
- [DOR01] D. Doré *et al.*, Phys. Rev. C **63**, 034612 (2001)
- [DRA89] D. Drain *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **281**, 528 (1989)
- [ELH92] H. Elhage, Thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble-1, (1992)
- [EUD97] P. Eudes *et al.*, Phys. Rev. C **56**, 2003 (1997)
- [GEN99] E. Genouin-Duhamel, Thèse, Université de Caen, (1999)
- [GIN98] L. Gingras, Thèse, Université Laval, (1998)
- [GIN02] L. Gingras *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 061604 (2002)
- [GUE73] D. Guerreau, Thèse, Orsay, (1973)
- [HAU52] H. Hauser and H. Feshbach, Phys. Rev. **87**(1952)366
- [KNO78] G.F. Knoll, "Radiation detection and measurement", Published by J. Wiley & Sons, (1978)
- [KOL96] A. Kolomiets *et al.*, Phys. Rev. C **54**, R472 (1996)
- [LAN98] G. Lanzano *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 281 (1998)
- [LAR94] Y. Larochelle *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **348**, 167 (1994)
- [LAR95] Y. Larochelle *et al.*, Phys. Lett. B **352**, 8 (1995)
- [LAR99] Y. Larochelle *et al.*, Phys. Rev. C **59**, R565 (1999)
- [LEC94] J. F. Lecomte *et al.*, Phys. Lett. B **325**, 317-321 (1994)
- [LEF00] T. Lefort *et al.*, Nucl. Phys. A **662**, 397-422 (2000)
- [LLE93] A. Lleres *et al.*, Phys. Rev. C **48**, 2753 (1993)
- [LOT92] B. Lott *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 3141 (1992)

- [LUK97] J. Łukasik *et al.*, Phys. Rev. C **55**, 1906 (1997)
- [MAR98] N. Marie *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 256 (1998)
- [MET95] V. Métivier, Thèse, Université de Caen, (1995)
- [MET00] V. Métivier *et al.*, Nucl. Phys. A **672**, 357 (2000)
- [MO75] L.G. Moretto, Nucl. Phys. A **247**, 211 (1975)
- [MOR85] D.J. Morissey *et al.*, Phys. Rev. C **32**, 877 (1985)
- [MRJ88] M. Morjean *et al.*, Phys. Lett. B **203**, 215 (1988)
- [NAL96] L. Nalpas, Thèse, Université Paris-Sud, U.F.R d'Orsay, (1996)
- [NAT81] J. B.Natowitz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **47**, 1114 (1981)
- [PAR02-1] M. Pârlog *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **482**, 674-692 (2002)
- [PAR02-2] M. Pârlog *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **482**, 693-706 (2002)
- [PAW96] P.Pawłowski *et al.*, Phys. Rev. C **54**, R10 (1996)
- [PEG90] A. Peghaire *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **299**, 365 (1990)
- [PET] J.Péter *et al.*, Nucl. Phys. A **519**, 611-630 (1990)
- [PET90] J.Péter *et al.*, Phys. Lett. B **237**, 187 (1990)
- [PET95] J.Péter *et al.*, Nucl. Phys. A **593**, 95 (1995)
- [PET98] J.Péter *et al.*, Revista Mexicana de Fisica **44 suplemento 2**,97-101 (1998)
- [PLA99] E. Plagnol *et al.*, Phys. Rev. C **61**, 014606 (1999)
- [POC95] J. Pochodzalla *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1040 (1995)
- [POU91] J. Pouliot *et al.*, Phys. Rev. C **43**, 735 (1991)
- [PO95] J. Pouthas *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **357**, 418 (1995)
- [PO96] J. Pouthas *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **369**, 222 (1996)
- [PRU90] C. Pruneau *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **297**, 404 (1990)
- [QI99] X. Qian *et al.*, Phys. Rev. C **59**, 269 (1999)
- [RAM85] F. Rami *et al.*, Nucl. Phys. A **444**, 325 (1985)
- [RAM87] F. Ramiet *et al.*, Z. Phys. A **327**, 207 (1987)

Bibliographie

- [RAN83] J. Randrup, Nucl. Phys. A **383**, 468 (1983)
- [RIV96] M. F. Rivet *et al.*, Phys. Lett. B **388**, 219 (1996)
- [RUD91] G. Rudolf *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **307**, 325 (1991)
- [SCH] K.H. Schmidt *et al.*, Nucl. Phys. A **710**, 157-179 (2002)
- [SIE86] J.A. Sierk, Phys. Rev. C **33**, 2039 (1986)
- [SOS01] Z. Sosin, Eur. Phys. J. A **11**, 311 (2001)
- [SOU90] R. T. de Souza *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **295**, 109 (1990)
- [STE89] J.C. Steckmeyer *et al.*, Nucl. Phys. A **500**, 372 (1989)
- [STE96] J.C. Steckmeyer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4895 (1996)
- [STE01] J.C. Steckmeyer *et al.*, Nucl. Phys. A **686**, 537 (2001)
- [STE02] J.C. Steckmeyer *et al.*, Proceedings of the XL International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italie 2002, ed. par I. Iori et A. Moroni (Université de Milano)
- [STF95] A. Stefanini *et al.*, Z. Phys. A **351**, 167 (1995)
- [SUR89] E. Suraud, C. Grégoire, B. Tamain, Progr. Nucl. Part. Sci. **23**, 357 (1989) et Réf. incluses
- [TSA86] B. Tsang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57**, 559 (1986)
- [TSA96] B. Tsang *et al.*, Phys. Rev. C **53**, R1057 (1996)
- [VIE94] E. Vient *et al.*, Nucl. Phys. A **571**, 588 (1994)
- [VIE01] E. Vient *et al.*, Nucl. Phys. A **700**, 555 (2001)
- [ZHU95] F. Zhu *et al.*, Phys. Rev. C **52**, 784 (1995)
- [WEI37] V. Weisskopf, Phys. Rev. C **52**, 295 (1937)

Résumé

Dans une collision entre un noyau projectile et un noyau cible aux énergies intermédiaires ($E < 100$ MeV/nucléon), deux noyaux excités sont observés en voie de sortie, le quasi-projectile (QP) et la quasi-cible (QC). Ces noyaux se désexcitent en émettant des particules. Cette description binaire est perturbée par l'émission, au cours de l'interaction, des particules et fragments légers à des vitesses intermédiaires entre celles du projectile et de la cible (émission de mi-rapacité). Cette étude se propose de déterminer l'énergie d'excitation et le moment angulaire intrinsèque (ou spin) des quasi-projectiles produits dans les collisions Ni+Ni et Ni+Au à 52 et 90 MeV/nucléon mesurés à l'aide du détecteur INDRA. L'énergie d'excitation est déduite des caractéristiques cinématiques des particules émises par le QP. Elles doivent être séparées des particules de mi-rapacité. Trois scénarios différents ont été étudiés à cet effet. Le spin du quasi-projectile a été extrait des données expérimentales à partir des multiplicités de protons et de particules alpha émises par le QP dans la réaction Ni+Au à 52 MeV/nucléon. Les résultats expérimentaux ont été comparés aux prédictions d'un modèle théorique basé sur des transferts de nucléons. Leur évolution en fonction de la violence de la collision est qualitativement reproduite.

Discipline : Physique nucléaire.

Mots-clés : Interactions d'ions lourds, moment angulaire (physique nucléaire), thermodynamique statistique, détecteurs de rayonnement

Abstract

The study of quasi-projectiles produced in Ni+Ni and Ni+Au collisions: excitation energy and spin

During the collision between the projectile and the target nuclei in the intermediate energy regime ($E < 100$ MeV/nucleon) two excited nuclei are mainly observed in the exit channel, the quasi projectile and the quasi target. They desintegrate by particle emission. However, this binary picture is perturbed by the emission of particles and light fragments with velocities intermediate between the projectile velocity and the target one, all along the interaction (midrapidity component). This work aim to determine the excitation energy and the intrinsec angular momentum (or spin) of quasi-projectiles produced in the Ni+Ni and Ni+Au collisions at 52 and 90 MeV/nucleon. The excitation energy is deduced from the kinematical characteristics of particles emitted by the quasi-projectile. They have to be separated from midrapidity particles. Three different scenarios have been used for this purpose. The spin of the quasi-projectile has been extracted from the experimental data by mean of proton and alpha particles multiplicities emitted by the QP in the Ni+Au at 52 MeV/nucleon reaction. The results have been compared to the predictions of a theoretical model based on nucleon transfers. Their evolution is qualitatively reproduced as a function of the violence of the collision.

Keywords: Heavy ions interactions, angular momentum (nuclear physics), statistical thermodynamics, rays detectors

Laboratoire de Physique Corpusculaire, Caen.