



HAL
open science

Signature fossile d'une décomposition spinodale dans la multifragmentation de systèmes nucléaires très lourd

Gabriel Tabacaru

► **To cite this version:**

Gabriel Tabacaru. Signature fossile d'une décomposition spinodale dans la multifragmentation de systèmes nucléaires très lourd. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2000. Français. NNT: . tel-00007912

HAL Id: tel-00007912

<https://theses.hal.science/tel-00007912>

Submitted on 4 Jan 2005

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.

ORSAY
No. d'ordre: 6359

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE
présentée
pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

PAR

Gabriel Tabacaru

SUJET : Signature fossile d'une décomposition spinodale
dans la multifragmentation de systèmes
nucléaires très lourds.

Soutenue le 8 décembre 2000 devant la commission d'examen

Madame	N.	Frascaria	(Présidente)
Monsieur	B.	Borderie	(Directeur de thèse co-tutelle)
Monsieur	C.	Borcea	(Directeur de thèse co-tutelle)
Monsieur	M.	Pârlog	
Monsieur	B.	Tamain	(Rapporteur)
Monsieur	Ghe.	Vlăducă	(Rapporteur)

Remerciements

Après trois années de travail la joie que tout se soit bien passé arrive maintenant. Pour paraphraser quelqu'un j'ai eu la chance de participer à une nouvelle aventure dans le laboratoire de l'IPN-Orsay. Je remercie M. Sydney Gales, directeur du laboratoire, de m'avoir accueilli et permis de mener mon travail de thèse dans les meilleures conditions.

Je voudrais remercier Mme. Nimet Frascaria d'avoir présider mon jury de thèse. Je tiens aussi à remercier les professeurs qui m'ont fait l'honneur d'être rapporteurs de ma thèse: M. Bernard Tamain et M. Gheorghită Vlăducă.

Le mots dont je dispose sont assez limités pour exprimer toute ma gratitude à mon directeur de thèse Bernard Borderie. Il a cru en moi! Il a cru en ce que je faisais. Il a conduit tous ces travaux en sachant où l'on allait. Son "feeling" est inégalable! Bernard tu n'imagines pas ce que tu as fait pour moi!

A Marian Pârlog je dois beaucoup plus que des remerciements! Il a essayé de transférer toutes ces connaissances vers moi. Nous avons été de vrais camarades: on a discuté beaucoup sur la physique en dînant, on a passé des soirées agréables et on a mangé beaucoup de biscuits ensemble au laboratoire.

Heureusement que Marie-France Rivet se trouve dans ce laboratoire! Au lieu d'aller chercher ailleurs des informations importantes, il suffit de frapper à sa porte. Marie-France je te remercie pour tout!

Un vrai chef de groupe est M. Cătălin Borcea! Il a pris toutes les responsabilités administratives, en Roumanie, pour que nous, les thésards, puissions travailler tranquillement sans être dérangés. Ses conseils ont toujours été les bien venus!

J'ai eu aussi l'opportunité d'interagir avec l'un des meilleurs physiciens-informaticiens de l'IPN: Laurent Tassan-Got. J'ai appris beaucoup de choses à son contact; heureusement qu'il est un altruiste.

La liste est très longue: John (un vrai collègue de groupe) - merci pour toutes les routines, scripts, programmes, réponses, etc., Piotr - merci pour ton soutien, Gaetano - merci pour l'atmosphère italienne (spaghetti, football, discussions "à côté", etc.), Franck - merci pour toutes les astuces informatiques, Eric - merci pour l'opportunité de participer à la IV-ème campagne d'INDRA, Serge - merci pour tout l'aide, Mme. MacFarlane, Nicole et Evelyne si compétentes - merci pour l'aide, les conseils et toute la paperasse que vous avez faite pour moi, le groupe NIM - merci de m'avoir adopté.

La collaboration INDRA est une vraie collaboration! Il suffit de regarder une liste de participants à une conférence pour voir sa puissance! Si tu as besoin de quelque chose, ils viennent tous t'aider; ils te critiquent et tu vois les faiblesses de ton travail. Si tu arrives à faire une chose qui réalise l'unanimité au sein de la collaboration, alors ton travail il est presque parfait. Je crois que j'ai eu une très grande chance d'être membre de cette collaboration.

Il ne faut pas oublier le laboratoire roumain d'où je viens : IFIN - HH avec les deux directeurs M. Mihai Petrovici et M. Gheorghe Mateescu qui ont conduit ce laboratoire dans des conditions difficiles et qui m'ont facilité plusieurs fois mes séjours en France. Mes collègues de bureau m'ont soutenu beaucoup : M. Corcalciuc - si vous avez besoin des bons conseils, demandez-lui (même en ce qui concerne la politique !), Ninel - il vous encouragera toujours, Eugen, Mihai, Irina, Mme Isbăşescu.

J'ai passé des moments très agréables "Chez Nina" avec Bogdan (il te manque maintenant les snickers roumains), Florin B. (je crois qu'une solution est de transformer tout dans une "boite" où on va faire des jeux PC!), Tudor (attention les filles!), Cozmin (c'est pas mal quand une personne amène de l'air de Normandie!), Florin N. (finis ta thèse!), etc...

Une pensée spéciale pour Dana (le pot s'est bien passé , ne t'inquietes pas!) et Arpi ("ce n'était pas tout en vain, finalement!").

Dans quelques jours je serai de nouveau "chez moi" en Roumanie. J'ai accumulé une expérience incroyable qui va me marquer pour toute ma vie!

Orsay, le 12 décembre 2000

à Simona . . .

Table des matières

1	Introduction	9
2	Description du multidétecteur.	13
2.1	Les détecteurs.	15
2.2	Méthode d'identification.	16
2.3	Electronique.	16
3	Les détecteurs silicium.	19
3.1	La procédure d'étalonnage.	20
3.2	Le défaut d'ionisation.	22
3.3	La paramétrisation du défaut d'ionisation et la classification des détecteurs.	24
3.4	Le calcul du défaut d'ionisation et de l'énergie corrigée.	26
3.5	Comparaison avec d'autres calculs du défaut d'ionisation.	28
3.5.1	Un nouveau modèle simple de recombinaison.	28
3.5.2	Autres modèles de défauts d'ionisation.	33
4	Détecteurs CsI(Tl).	37
4.1	La forme du signal.	37
4.2	Relation lumière – énergie: le rôle des électrons δ	40
4.3	Modèle et applications.	43
5	Multifragmentation des systèmes $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A et $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ à 36 MeV/A.	53
5.1	Introduction.	53
5.2	Rappel des méthodes de sélection.	54
5.2.1	Événements complets.	54
5.2.2	Sélection d'événements de source unique.	55
5.3	Le modèle de multifragmentation SMF - BoB.	57
5.4	Le modèle de multifragmentation SMM.	61
5.5	Confrontation de l'expérience avec les deux modèles.	63
6	Corrélations en vitesse.	69
6.1	Méthode et présentation générale.	69
6.2	Corrélations expérimentales.	72
6.3	Comparaison avec le modèle BoB.	73

7	Instabilités spinodales et corrélations en charge.	81
7.1	Instabilités spinodale, matière infinie et système fini.	81
7.2	Corrélations en charge des fragments.	85
7.2.1	Présentation de la méthode.	86
7.3	Simulation et sensibilité.	87
7.4	Corrélations expérimentales.	88
7.4.1	Largeur du canal en ΔZ	89
7.4.2	Les corrélations.	90
7.4.3	Le fond et les erreurs sur la fonction de corrélation.	91
7.4.4	Validité statistique des pics.	94
7.4.5	Le cas des collisions dissipatives binaires.	97
7.5	Comparaison avec le modèle BoB.	98
8	Conclusions.	101
A	Méthode de l'hypothèse nulle - les formules [DES00].	107

Chapitre 1

Introduction

Les processus physiques de notre vie quotidienne sont tous liés à des équations fondamentales qui sont capables de décrire parfaitement ou d'une façon approximative leur évolution dans certaines conditions. La propagation des ondes électromagnétiques, par exemple, est décrite par les équations de Maxwell ou la transmission de la chaleur dans un milieu est décrite par l'équation de la chaleur. Pourquoi n'aurions nous pas une équation fondamentale capable de décrire la matière nucléaire et son comportement dans certaines conditions? L'équation d'état de la matière nucléaire, une fois trouvée, nous permettrait d'aborder des sujets concernant notre univers. Par exemple, l'évolution de certaines étoiles et la formation des étoiles à neutrons.

Les collisions d'ions lourds semblent être les seules, en laboratoire, capables d'apporter suffisamment d'informations sur le comportement de la matière nucléaire. C'est pourquoi, l'étude de la matière nucléaire portée dans des conditions extrêmes lors de collisions d'ions lourds, est à présent l'un des sujets les plus intéressants de la physique nucléaire. Dans le domaine des énergies intermédiaires, un nouveau mécanisme de désexcitation d'un système chaud et éventuellement comprimé a été mis en évidence: **la multifragmentation**. L'apparition des fragments avec des numéros atomiques et des énergies cinétiques, balayant un large domaine, avait déjà été observée dans les années quatre-vingts, mais le mécanisme de production n'avait pas été très bien compris.

Le processus de multifragmentation bien qu'observé pour un système nucléaire fini peut apporter des informations sur l'équation d'état de la matière nucléaire en fonction de la température, de la densité et d'une "pression". Le concept de pression en physique du noyau est assez difficile à aborder.

Les scénarios envisageables pour le processus de multifragmentation sont nombreux et plusieurs théories ont été développées. Voici quelques éléments qui ont constitué leurs fondements [MOR93].

Une première approche est de considérer que le système dilué formé après la collision, par analogie à une détente en thermodynamique des fluides, est constitué de "vapeur nucléonique" qui condense. Les petites gouttes de liquides formées sont les fragments observés. Une chose qui n'est pas très claire dans ce scénario est la

présence des centres de condensation (nucléation) qui est une condition *sine qua non* pour commencer le processus de clustérisation. Dans certaines conditions, les distributions en charge des produits issus de la multifragmentation ont été trouvées en bon accord avec le modèle (modèle de Fischer [FIS67]) qui décrit ce scénario.

Une autre approche pour la description des processus de multifragmentation est l'étude à l'aide de la physique **statistique** [BON85-1, RAD99-TH]. Ces approches supposent que le système est déjà dans un état à basse densité et qu'il va subir une cassure en plusieurs morceaux (les fragments). Cette source est caractérisée par un volume, une taille et une température et elle va conduire, en respectant les lois de la physique statistique, à des partitions de fragments placés dans une configuration dite de *freeze-out*; les fragments formés sont alors supposés ne plus ressentir d'interactions nucléaires avec leurs voisins, ce qui implique une séparation minimale de 1-2 fm (portée de la force nucléaire). La désexcitation secondaire et les trajectoires coulombiennes des fragments sont simulées à l'aide de codes adéquats. Beaucoup de résultats expérimentaux sont reproduits avec des modèles de ce type à condition d'ajuster les paramètres libres liés à l'énergie d'excitation, à la taille et au volume du système en multifragmentation. On rend compte ainsi très bien des propriétés moyennes telles que les distributions en charge et en énergie cinétique des fragments.

La description **dynamique** du processus de multifragmentation est une troisième méthode [CHO94, ONO96]. Cette description a été possible grâce au développements d'équations de transport pour la matière nucléaire. Les avantages des ces modèles sont nombreux (évolution en temps du processus), mais les difficultés à surmonter sont aussi grandes (simulations - introduction d'un champ moyen stochastique, aspects quantiques). La phase d'expansion obtenue après une phase de compression du système, met la matière nucléaire dans le domaine de basses densités et la dynamique éventuellement simulée d'une transition de phase de type liquide-gaz est prise en compte. Si le système se trouve un temps assez long dans de telles conditions, les instabilités mécaniques générées vont conduire à une **décomposition spinodale**. Comme nous le verrons dans ce mémoire le modèle dynamique BoB ("**B**rownian **O**ne **B**ody Dynamics") est capable de reproduire l'ensemble des observables expérimentales.

Plusieurs autres théories sont aussi utilisées pour décrire le processus de multifragmentation comme la multifragmentation froide et les théories de percolation.

Expérimentalement, le processus de multifragmentation est complexe à caractériser. Des dispositifs expérimentaux performants ont été construits; ils doivent être capables de détecter un grand nombre de particules et fragments avec une bonne précision concernant leur numéro atomique ou leur énergie: Nautilus au GANIL, Miniball à MSU ont été les premiers outils de ce type. Une deuxième génération de détecteurs, avec des seuils de détection (en énergie) et des seuils d'identification (en charge) très bas et avec une grande granularité est ensuite apparue. Ainsi les propriétés (taille, énergie) des fragments sont

beaucoup mieux mesurées maintenant. Cette avancée expérimentale permet aussi de mettre de nouvelles contraintes aux modèles.

Le multidétecteur 4π INDRA est parmi les plus performants des multidétecteurs de la deuxième génération. Des techniques nouvelles concernant l'identification de produits de réaction ou l'étalonnage des détecteurs ont été développées pour exploiter au maximum les performances du multidétecteur. Dans ce mémoire les systèmes étudiés sont très lourds: $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A et $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ à 36 MeV/A. Des fragments sont alors observés jusqu'à Z voisin de 50 et l'identification étage gazeux - CsI(Tl) et la réponse de tels ions soulèvent des difficultés. Une première partie de ce mémoire est consacrée à cela. L'étalonnage en énergie des détecteurs Silicium va constituer le premier pas. Ensuite nous essayerons de mieux comprendre la réponse des détecteurs Silicium au passage d'un ion très lourd. Un nouveau modèle pour la description du défaut d'ionisation dans ces détecteurs basé sur la recombinaison des porteurs sera développé et testé grâce à l'excellente qualité des données. Ensuite la réponse lumineuse des scintillateurs CsI(Tl) sera étudiée. Une meilleure compréhension de leur réponse en liaison avec les effets de recombinaisons (quenching) et avec la production d'électrons δ permet maintenant une très bonne calibration en énergie quel que soit le numéro atomique de l'ion ainsi qu'une meilleure identification et extrapolation en Z lorsque la statistique est faible dans les cartes bidimensionnelles chambre d'ionisation - CsI(Tl).

A partir des données de très bonne qualité réalisées grâce aux méthodes décrites dans la première partie du mémoire, nous rappelons ensuite la procédure utilisée afin de sélectionner les événements de multifragmentation d'un système constitué par la quasi-totalité des nucléons de la voie d'entrée. Pour rappel, les principales caractéristiques moyennes des fragments seront comparées avec celles fournies par deux modèles: BoB (modèle dynamique) et SMM (« **S**tatistical **M**ultifragmentation **M**odel » modèle statistique).

Des contraintes supplémentaires seront ensuite apportées avec **des études de corrélation événement par événement**. Elles permettront en particulier de valider toujours plus le modèle BoB et nous nous appuierons alors sur ce modèle pour renforcer nos conclusions.

Les fonctions de corrélation en vitesse réduite des fragments seront construites et elles seront comparées à BoB et discutées. A partir de ce modèle, des informations sur le placement des fragments au *freeze-out* seront extraites.

Finalement les corrélations en charge seront utilisées comme un ultime test pour le modèle dynamique utilisé. A partir de ce que nous observerons expérimentalement et en forte liaison avec le modèle, nous aboutirons à la conclusion suivante: **les instabilités spinodales sont responsables de la multifragmentation aux énergies de Fermi**.

Chapitre 2

Description du multidétecteur.

Le multidétecteur 4π INDRA est en fonctionnement depuis 1993. Jusqu'à présent quatre campagnes de mesures ont été faites. L'étalonnage en énergie des détecteurs silicium (chapitre 3 du présent travail) a été fait pour la deuxième campagne en cumulant les informations obtenues dans les deux premières campagnes; ceci à l'aide de la diffusion élastique de différents projectiles lourds. Le chapitre 4 du présent travail constitue une avancée importante pour mieux caractériser la relation "*Lumière - énergie*" (étalonnage des scintillateurs CsI(Tl)). Les données de la première campagne ont été utilisées pour ce travail. Ce nouvel étalonnage a permis la correction de certains résultats de la première campagne et est maintenant utilisé pour la réduction des données des trois autres campagnes.

De nombreuses descriptions du multidétecteur ont été faites comme par exemple dans les références [OUA95-TH, FRA98-TH, POU95] et l'on fera ici seulement une courte présentation.

INDRA (**I**dentification de **N**oyaux avec **D**étection et **R**ésolution **A**ccrue) est un multidétecteur de particules chargées qui couvre 90 % de l'angle solide 4π (figure 2.1). Il a une granularité élevée pour réduire le risque de double comptage: 336 modules constitués de 628 détecteurs répartis dans 17 couronnes de $2^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$. La répartition des détecteurs est faite de la façon suivante:

$2^\circ \leq \theta \leq 3^\circ$: couronne 1 - scintillateurs NE102 et NE115 pour un taux de comptage élevé;

$3^\circ < \theta \leq 45^\circ$: couronnes 2 - 9 - structure de type sandwich avec 3 types de détecteurs: chambre d'ionisation (ChIo), détecteur silicium (Si) et scintillateur CsI(Tl);

$45^\circ < \theta \leq 176^\circ$: couronnes 10 - 17 - structure de type sandwich avec 2 types de détecteurs: chambre d'ionisation (ChIo) et scintillateur CsI(Tl).

Les performances d'INDRA sont remarquables: identification en charge jusqu'à $Z \approx 60$ pour le couple $\Delta E_{Si} - E_{CsI(Tl)}$ et jusqu'à $Z = 20$ pour le couple $\Delta E_{ChIo} - E_{Si}$. Le seuil en énergie pour une telle identification (figure 2.2) est aussi très bas: 0.7 MeV/A pour des Z jusqu'à 3 et ≈ 1.7 MeV/A pour des Z atteignant 50.

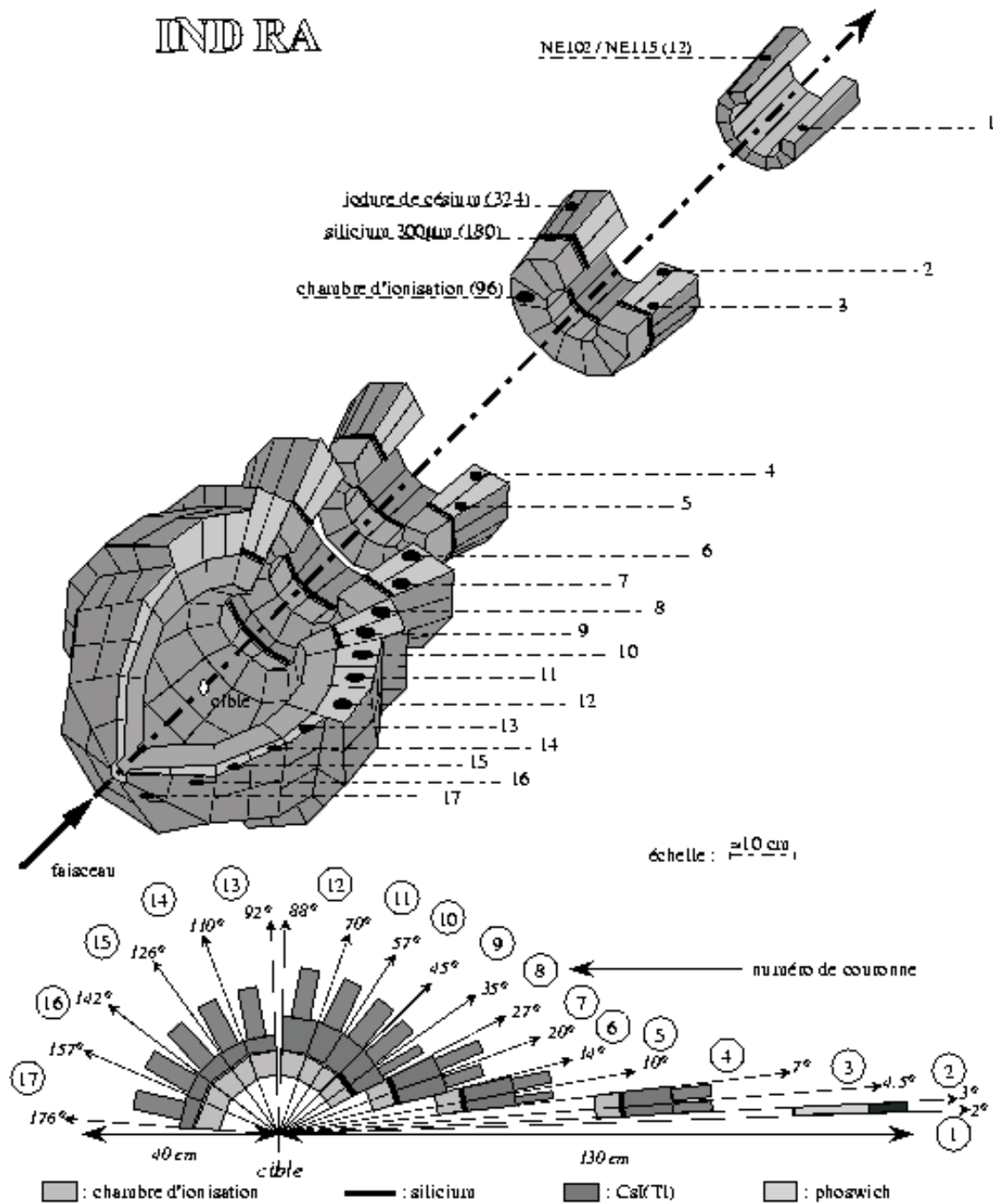


FIG. 2.1 – Vue d'ensemble du multidétecteur INDRA où l'on voit la répartition des 628 détecteurs dans 17 couronnes autour de faisceau.

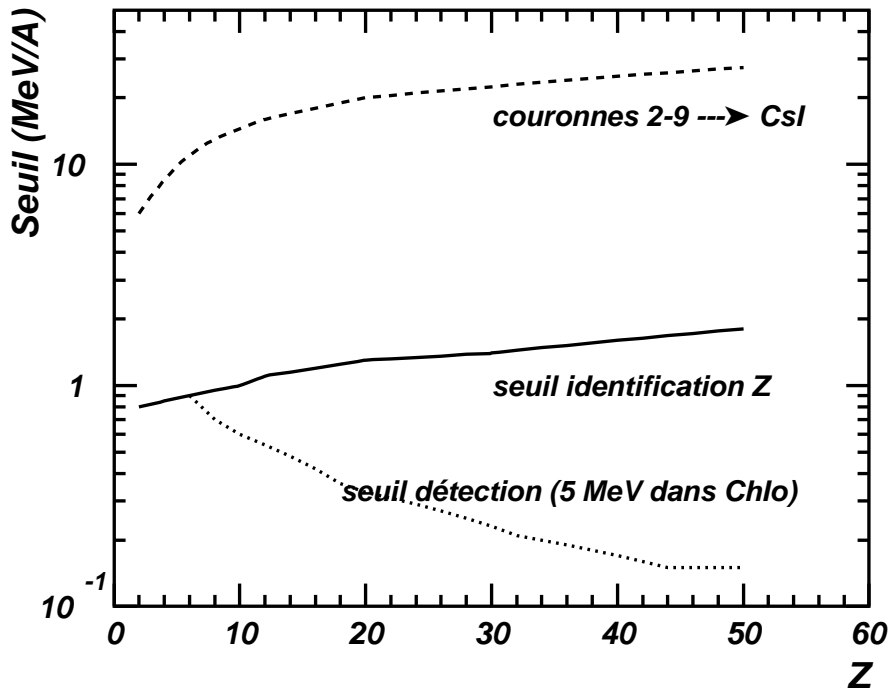


FIG. 2.2 – *Seuils pour les détecteurs d'INDRA: en trait plein le seuil d'identification en Z, en tiret l'énergie minimum pour toucher un scintillateur CsI(Tl) et en pointillé le seuil de détection (l'énergie déposée par un produit de réaction dans la chambre d'ionisation est de 5 MeV, mais il n'est pas identifié en Z). Repris de [FRA00-1].*

2.1 Les détecteurs.

NE102 - NE115 - 12 détecteurs phoswich avec des épaisseurs de 500 μm et 25 cm, respectivement. La structure de type sandwich permet l'identification des particules légères chargées par la méthode $\Delta E - E$. Une particularité technique: NE115 est transparent à la lumière produite par NE102 et par conséquent un seul photomultiplicateur est utilisé derrière le NE102.

Les chambres d'ionisation (ChIo) - 96 chambres d'ionisation fonctionnent avec C_3F_8 . Ce gaz étant très lourd, de faibles pressions peuvent être utilisées: 30 mbars pour les couronnes 2 \div 7 et 20 mbars pour les couronnes 8 \div 17; un renouvellement complet du gaz (alimentation dynamique) nécessite 20 minutes. Pour des raisons mécaniques, la structure des chambres d'ionisation est commune à deux couronnes adjacentes pour les couronnes 2 \div 7, et à cinq couronnes pour les couronnes 8 \div 17. Les fenêtres sont en mylar aluminisé de 2.5 μm d'épaisseur, espacées de 5 cm. La collection de la charge est améliorée par des grilles Frisch (fils Cu-Be (50 μm) espacés de 5 mm); ces conditions permettent d'obtenir l'indépendance du signal par rapport à la trajectoire de la particule ionisante dans la chambre. Les tensions utilisées sont: 0.9 V/cm.torr (cathode-grille) et

7 V/cm.torr (grille-anode). La cathode constitue la face d'entrée de la particule dans la chambre.

Les détecteurs silicium (300 μm) - 180 détecteurs passivés implantés; ils vont être étudiés dans le chapitre suivant. Ils sont placés dans le domaine angulaire $3^\circ \div 45^\circ$ (couronnes 2 - 9). Les matrices de types $\Delta E_{\text{ChIo}} - E_{\text{Si}}$, ou $\Delta E_{\text{Si}} - E_{\text{CsI(Tl)}}$ sont utilisées pour l'identification des produits de réaction.

Les scintillateurs CsI(Tl) - 324 scintillateurs, à l'arrière des détecteurs silicium ou des chambres d'ionisation (couronnes 10-17); leur longueur est suffisante pour arrêter les particules légères et les fragments de grands énergies produits aux énergies du GANIL. Les photomultiplicateurs sont directement collés sur les cristaux pour éliminer les guides optiques et pour un meilleur assemblage mécanique. La réponse lumineuse de ces scintillateurs va être étudiée dans le chapitre 4.

Les télescopes étalons Si(75 μm) et Si(Li)(2 mm) - 8 télescopes sur les couronnes 10 - 17 sont utilisés pour l'étalonnage des scintillateurs CsI(Tl).

2.2 Méthode d'identification.

Les méthodes utilisées pour l'identification sont celles habituellement utilisées dans la physique expérimentale des réactions par ions lourds: la méthode $\Delta E - E$. La perte d'énergie ΔE étant proportionnelle à la grandeur AZ^2/E , les particules de différentes énergies qui ont le même produit AZ^2 se trouvent dans un plan $\Delta E - E$ sur la même hyperbole. Plusieurs combinaisons de détecteurs sont utilisées pour créer des matrices d'identification $\Delta E - E$. Pour l'identification des particules légères (protons, deutons, tritons, ${}^3\text{He}$, particules α) une matrice d'un type particulier est utilisée pour les scintillateurs CsI(Tl) (voir chapitre 4).

Chaque particule ou fragment, une fois identifié, dispose d'un code relié à la méthode d'identification. Ce code est conservé pour l'analyse ultérieure, en utilisant l'ensemble des programmes d'analyse VEDA [VEDA].

2.3 Electronique.

L'électronique du multidétecteur INDRA constitue l'une des plus importantes parties développées par les laboratoires qui ont contribué à la construction du multidétecteur [POU96]. Il fallait répondre à de nombreuses contraintes et exigences, couvrir la grande dynamique en énergie et permettre une utilisation entièrement pilotable par informatique. Des nouvelles solutions ont été aussi mises au point au niveau trigger et acquisition.

La chaîne d'électronique des ChIo et des détecteurs Si est constituée d'un préamplificateur de charge monté à quelques centimètres des détecteurs et d'un double amplificateur qui fournit un signal "rapide" vers un discriminateur à fraction constante et

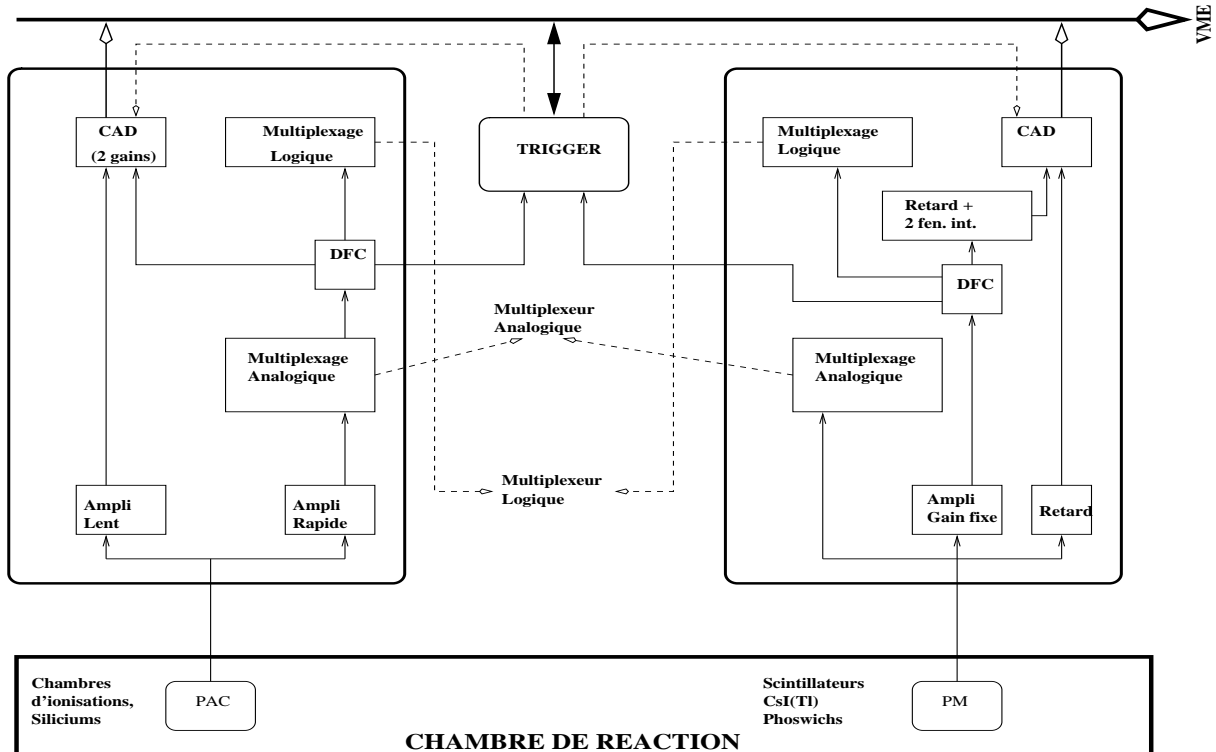


FIG. 2.3 – Schéma des principales fonctions électroniques. Pour plus de détails consulter les références [POU96, MET95-TH].

un "lent" vers le codeur de charge. La conversion analogique-digitale est ensuite faite à l'aide de deux intégrateurs de charge: "grand gain" - pour les signaux provenant de particules de faible énergie et "petit gain" - pour toute la dynamique en énergie (voir figure 2.3). Le facteur de multiplication entre les deux codeurs est voisin de 16.

Les signaux de sortie des photomultiplicateurs des scintillateurs CsI(Tl) et phoswich passent pour la partie logique par un amplificateur, un discriminateur à fraction constante et un générateur de portes pour les fenêtres "rapide" et "lente" (voir chapitre 4). La partie du signal utilisé pour le traitement analogique est, après un retard, intégré dans les fenêtres définies à cet effet (voir figure 2.3).

Les choix pour les deux fenêtres sont pour les phoswich: 30 ns pour la composante rapide et 800 ns pour la composante totale; pour les scintillateurs CsI(Tl) une fenêtre de 400 ns est utilisée pour la composante rapide suivie d'une fenêtre de 1.5 μ s pour la composante lente après une attente de 1.2 μ s à partir de la fin de la composante rapide.

Le grand nombre de détecteurs (628) a nécessité un nouveau système de trigger. Le type classique de trigger (decision "master" qui permet le déclenchement d'acquisition) conduirait à l'utilisation d'un nombre très important de lignes à retard induisant la détérioration des signaux analogiques. Une nouvelle méthode a donc été développée: "le mode asynchrone"; chaque voie fonctionne indépendamment du trigger qui gère la prise de décision (accepter ou non un événement). Le trigger fonctionne sur la multiplicité de détecteurs touchés dans l'événement. Au dessus d'un certain seuil de multiplicité l'ordre de codage sera donné pour les voies touchées dans la fenêtre de coïncidence fixée.

Chapitre 3

Les détecteurs silicium.

Les détecteurs silicium sont passivés et implantés avec des ions par la méthode "PLANAR". Une plaquette de Si type n de haute résistivité, est oxydée à haute température, ensuite à l'aide de la technique de photogravure, des fenêtres qui servent à l'implantation des ions sont faites. Les contacts métalliques sont réalisés par l'évaporation d'aluminium sur chaque face. Grâce à ce procédé sont fabriqués des détecteurs avec une bonne homogénéité d'épaisseur, avec une zone morte très faible, avec des courants de fuite réduits et de faible bruit.

Les détecteurs silicium, placés dans le domaine angulaire $3^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$ font partie d'une structure en "sandwich": Chambre d'Ionisation (ChIo) - Silicium (Si) - Scintillateurs (CsI(Tl)). Une cellule de détection ainsi constituée est représentée sur la figure 3.1. Les détecteurs ont une épaisseur d'environ $300 \mu\text{m}$. Le processus de photolithographie de fabrication permet de mettre sur la même plaquette de Silicium plusieurs détecteurs (3 ou 4) - ainsi 48 plaquettes constituent les 180 détecteurs. Ce fait est bénéfique pour minimiser les zones mortes, ainsi que pour mieux compacter d'un point de vue mécanique. La répartition des détecteurs est faite de la façon suivante: 12 détecteurs pour la couronne 2 et 24 détecteurs pour chacune des couronnes de 3 à 9.

Pour éliminer les effets de "cross-talk" (diaphonie), due à la capacité qui apparaîtrait entre l'anode de la ChIo et la face d'entrée du détecteur Si, cette face a été mise au potentiel nul (face $n+$). Les particules entrent donc dans le détecteur par la face de faible champ électrique. Les détecteurs sont complètement déplétés et dans le tableau 3.1 sont données les tensions de polarisation. Le champ électrique F , à l'intérieur du détecteur, a une variation linéaire:

$$F = \frac{2 \cdot V_s}{d^2} \cdot x + \frac{V - V_s}{d} \quad (3.1)$$

où d est la largeur de la zone de déplétion qui dépend de la permittivité relative $\epsilon=11.8$, la résistivité ρ , la mobilité de l'électron $\mu \approx 1400 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ et de la tension de déplétion V donnée par la relation: $d = (2 \cdot \epsilon\rho\mu V)^{1/2}$ [LEO]. V_s représente la tension appliquée pour la déplétion complète du détecteur (voir le tableau 3.1). Une particule qui touche le détecteur va perdre de plus en plus d'énergie vers la fin du parcours, mais le champ électrique étant de plus en plus fort la collection se fera donc avec un rendement meilleur. L'orientation inverse et les grandes résistivités des détecteurs sont quelques particularités

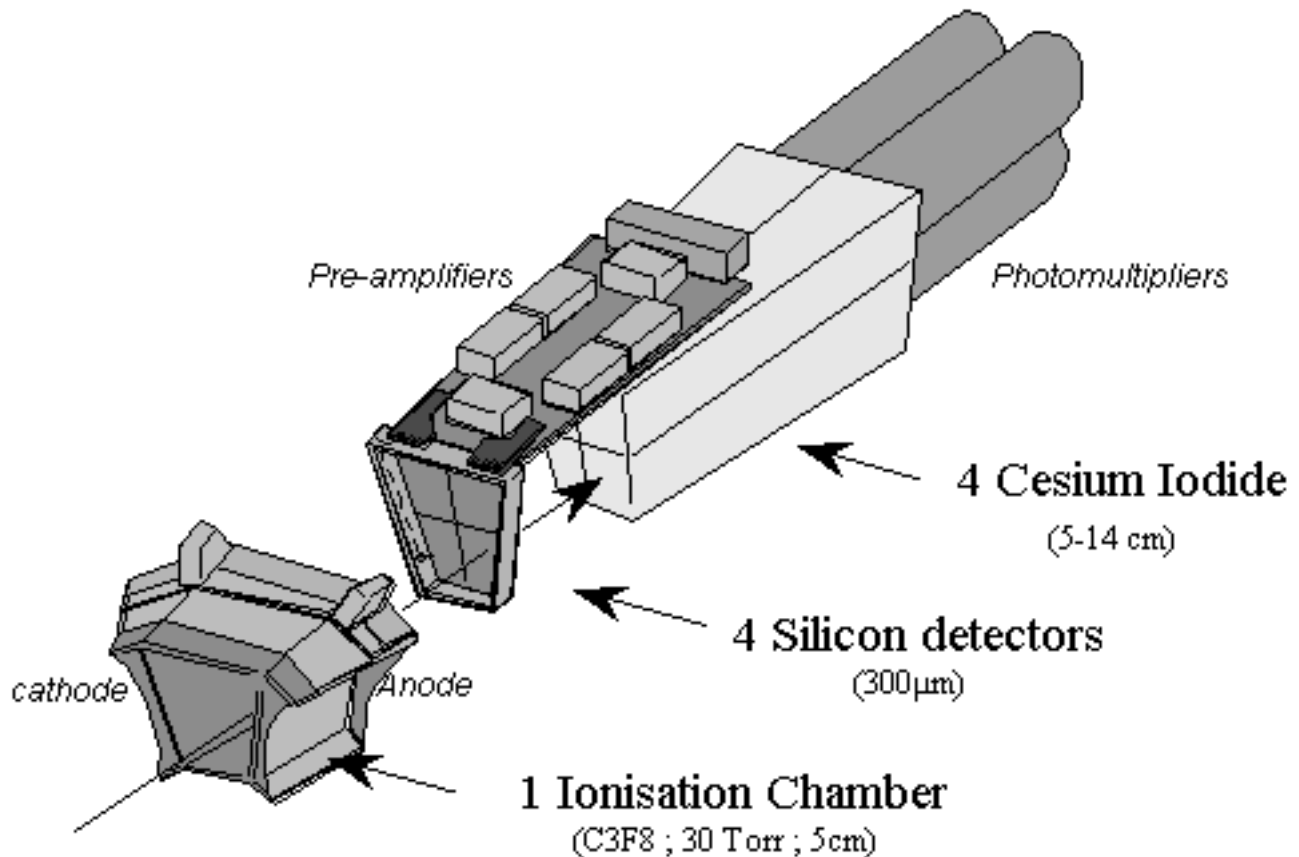


FIG. 3.1 – Cellule de détection INDRA. On observe la présence des 4 détecteurs Si sur la même plaquette.

techniques qui doivent être prises en compte quand on compare les divers modèles et méthodes de calcul pour le défaut d'ionisation.

L'électronique associée aux détecteurs Si a été présentée dans le chapitre précédent. Il faut mentionner que le déficit balistique [LEO] est un ordre de grandeur plus petit avec l'utilisation d'un codeur en charge (QDC) par rapport à l'utilisation d'un amplificateur spectroscopique classique et d'un convertisseur analogique-digital (ADC).

La **linéarité** de l'électronique est contrôlée par 6 générateurs d'impulsion à 8 voies chacun et la non-linéarité ne dépasse pas 10^{-4} . La **stabilité** de l'électronique est monitorée en permanence pendant l'acquisition des événements. Une éventuelle petite fluctuation, observée pour certaines chaînes électroniques est liée à la position x_G du signal d'amplitude V_G , du générateur.

3.1 La procédure d'étalonnage.

L'étalonnage des détecteurs Si nécessite 3 étapes dans chaque campagne expérimentale:

1. une calibration de la chaîne électronique associée à chaque détecteur Si est faite

Couronne	ρ [K Ω cm]	V_s [V]	V [V]	F_{min} [V/cm]	F_{max} [V/cm]
2 - 3	9.0	40	80	1333.3	4000.0
4 - 5	9.0	40	50	333.3	3000.0
6 - 7	14.4	25	30	166.6	1833.3
8 - 9	9.0	40	50	333.3	3000.0

TAB. 3.1 – Résistivités, tensions de polarisation et déplétion et le champ électrique pour les détecteurs Si.

grâce à la variation de l'amplitude du généré; cette calibration fournit une correspondance *canal - amplitude*;

2. la conversion de l'amplitude du généré [Volt] en énergie [MeV] à l'aide d'une source α $^{212}\text{Bi}/^{212}\text{Po}$; la correspondance *énergie - volt* fournit le facteur MeV-Volt, qui finalement permet la conversion d'intérêt *énergie - canal*.
3. calcul du défaut d'ionisation pour les fragments à partir des données de diffusion élastique d'ions lourds.

Par la suite est présentée la calibration de la chaîne électronique associée.

La faible non-linéarité de la chaîne (préamplificateur, amplificateur et QDC) est exprimée par une dépendance parabolique de l'amplitude du généré V en fonction du canal x du QDC:

$$V(x) = a_0 + a_1 \cdot x + a_2 \cdot x^2. \quad (3.2)$$

Les coefficients a_0 , a_1 , a_2 expriment les quantités suivantes: a_0 - le piédestal du QDC $x_{0_{ref}}$ ($V=0$), a_1 - le gain de l'amplificateur et a_2 la faible non-linéarité ($a_2/a_1 \approx 10^{-4}$) de la chaîne électronique. Les coefficients a_1 et a_2 sont très stables en temps, mais a_0 a des petites variations à cause des fluctuations du piédestal du QDC. L'un des générateurs a introduit un off-set de $\approx 1\text{mV}$ et cette valeur se traduit par une contribution à la valeur du a_0 (on va noter cette nouvelle valeur a_{0V}). Pour le signal du générateur de référence, V_G , l'équation (3.2) devient:

$$V_G(x_G) = a_{0V} + a_1 \cdot x_G + a_2 \cdot x_G^2. \quad (3.3)$$

La source α utilisée a deux pics qui après correction des pertes d'énergie dans les fenêtres des ChIo correspondent aux énergies: $E_1=5.55$ MeV et $E_2=8.41$ MeV. Les particules α traversent la chambre d'ionisation et s'arrêtent dans le détecteur Si en produisant deux signaux qui sont enregistrés dans les canaux x_i ($i=1,2$) (les centroïdes). Il faut mentionner que pour l'évaluation de l'énergie déposée par les α dans le détecteur nous avons pris en compte la perte d'énergie dans la source α remplaçant la cible, dans le mylar de la chambre d'ionisation ainsi qu'éventuellement dans le gaz C_3F_8 de la chambre. Le calcul de la valeur théorique de l'énergie déposée dans le détecteur est expliqué en détail dans [OUA95-TH]. Les tables de pertes d'énergie sont les tables d'Hubert & al. [HUB90]

et la perte dans la zone morte (fenêtre d'entrée - 1500 Å) du détecteur est négligée. La correspondance *canal - énergie* est dans ce cas:

$$E(x) = f \cdot V(x). \quad (3.4)$$

L'équation (3.4) est écrite pour les deux énergies des particules α :

$$E_i(x_i) = f \cdot (a_{0E} + a_1 \cdot x_i + a_2 \cdot x_i^2), \quad x_i = 1, 2. \quad (3.5)$$

On observe que nous pouvons calculer le facteur f et le terme libre a_{0E} (terme qui est lié aux fluctuations des piédestaux), à partir des équations (3.5). En moyennant les termes libres a_{0V} et a_{0E} sur tous les runs de calibration α , on peut calculer une correction $\delta V = \langle a_{0V} - a_{0E} \rangle$ qui peut avoir dans certains cas (pour les détecteurs où l'un des générateurs a introduit un off-set supplémentaire) la valeur de ≈ 1 mV. Finalement, l'énergie E qui correspond au canal x est calculée pour les runs physiques:

$$E(x) = f \cdot (a_{0V} - \delta V + a_1 \cdot x + a_2 \cdot x^2). \quad (3.6)$$

La qualité de l'étalonnage est vérifiée avec les runs "Brho". Qu'est-ce qu'est un run "Brho"? Un faisceau de ^{16}O à 95 MeV/A est envoyé sur une cible de carbone. Des particules légères chargées (p , d , t , α) et des fragments légers sont produits et dirigés vers le spectromètre ALPHA du GANIL où, par la modification de la rigidité magnétique $B\rho$ ($B\rho = \sqrt{2AE}/Z$), on peut extraire les produits avec l'énergie E , le nombre atomique Z et le nombre de masse A utilisés comme faisceau. Ils sont ensuite élastiquement diffusés sur des cibles de C ou Ta [SAL97-TH]. L'énergie déposée dans le détecteur (conformément à la cinématique et à l'estimation de perte d'énergie) va être dénommée E_{true} . La grandeur $((E_{cal} - E_{true})/E_{true}) \times 100$ représente l'écart en pour-cent à l'énergie calculée par la méthode décrite au-dessus. Sur la figure 3.2 est représentée cet écart en fonction de E_{true} pour la couronne 5 et différentes valeurs du $B\rho$. On observe que la précision de l'étalonnage est bonne ($\approx 2-4\%$) pour des énergies de particules et fragments qui dépassent 4 MeV (i.e. dans le domaine d'intérêt physique).

3.2 Le défaut d'ionisation.

Pour les fragments lourds, la réponse des détecteurs Si n'est pas linéaire en comparaison avec les particules α par exemple. La réponse dépend de: l'énergie, la charge et la masse du fragment. Cette atténuation du signal s'appelle **défaut d'ionisation** (en anglais "Pulse Height Defect"- PHD). La définition du défaut d'ionisation $PHD = E_{true} - E_\alpha$ est: la différence entre l'énergie vraie de l'ion et celle d'une particule α qui produirait le même signal dans le détecteur. Le défaut d'ionisation peut avoir des valeurs significatives: quelques dizaines de pour-cent de l'énergie vraie de l'ion. Des techniques spéciales sont nécessaires donc pour étalonner les détecteurs Si [MOU78, KAU74, OGI86].

Les processus qui ont une contribution à la création de cette atténuation de la réponse des détecteurs sont:

- 1) la perte d'énergie dans la zone morte du détecteur (fenêtre d'entrée);

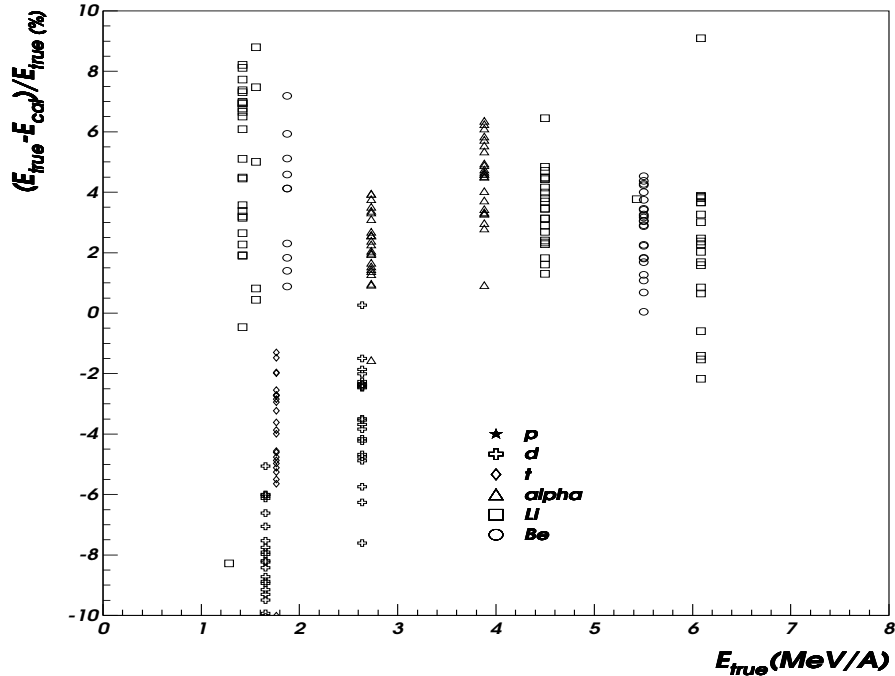


FIG. 3.2 – *Ecart en énergie pour différentes particules et pour différentes valeurs de la rigidité magnétique $B\rho$ (voir texte).*

- 2) le processus de recombinaison des porteurs (électrons et trous), quand leur densité est très grande à cause de particules très ionisantes;
- 3) le pouvoir d'arrêt nucléaire qui n'est plus négligeable au-dessous de 1 MeV/A (i.e. en fin de parcours de la particule);
- 4) le déficit balistique.

Les détecteurs Si d'INDRA passivés et implantés ont une zone morte très faible - environ 1500 Å, le premier processus n'a donc pas une contribution substantielle au défaut d'ionisation. L'électronique d'INDRA est basée sur l'intégration en charge et non en amplitude (utilisation de QDCs); le quatrième processus est négligeable dans le bilan du défaut d'ionisation. Il reste donc comme principaux processus seulement 2) et 3).

Le défaut d'ionisation dépend aussi des caractéristiques du détecteur [MOU78, KAU74, OGI86]. On rappelle que les détecteurs Si d'INDRA ont des résistivités élevées (tableau 3.1) et que la face d'entrée est celle avec le champ électrique faible.

Les mesures qui ont été faites pendant les tests ont montré que, pour les fragments $Z \leq 10$, les valeurs du défaut d'ionisation sont négligeables, mais qu'elles sont de plus en plus importantes pour des Z plus élevés. Pour déterminer la valeur expérimentale du défaut d'ionisation, nous avons utilisé la diffusion élastique des ions: *Ar*, *Ni*, *Xe* et *Ta*

Couronne	<i>Ni</i> ag	<i>Ni</i> sg	<i>Xe</i> sg	<i>Ta</i> ag	<i>Ta</i> sg	<i>Au</i> ag
2	502.90	544.20	922.96	820.20	992.00	
3	501.90	543.30	919.49	814.70	986.60	
4	499.90	541.40	911.91	802.90	975.10	
5	496.40	537.90	898.32	781.60	954.30	
6	489.20	531.00	871.87	740.20	913.90	
7	476.10	518.40	823.74	665.60	841.00	616.20
8	474.00	499.50	815.90	628.80		573.90
9			719.44	482.00		410.10

TAB. 3.2 – *Energies, en MeV, déposées dans les détecteurs Si pour les ions (diffusion élastique) de: Ni (9.73 MeV/A), Xe, Ta et Au. Les symboles "sg" et "ag" représentent les modes d'opération de la ChIo: sans gaz et avec gaz.*

sur une cible de *Au*. Les faisceaux utilisés étaient:

^{36}Ar	à 8.06 MeV/A et 9.04 MeV/A (I-ère campagne)
^{58}Ni	à 9.08 MeV/A et 9.73 MeV/A (I-ère campagne et II-ème campagne)
^{129}Xe	à 7.65 MeV/A (I-ère campagne)
^{181}Ta	à 6.02 MeV/A (II-ème campagne)

Pour le faisceau de ^{181}Ta nous avons aussi les ions de recul de la cible d'*Au* pour les couronnes de 6 à 9. Les résultats de la I-ère campagne ont été repris de [OUA95-TH] et ceux de la II-ème campagne sont une partie du présent travail.

Les énergies déposées (calculées à l'aide des tables [HUB90]) dans les détecteurs Si sont présentées dans le tableau 3.2, les lettres "ag" et "sg" signifient le mode d'opération de la ChIo: avec gaz ou sans gaz. On dispose de deux jeux d'énergies par couronne. On observe que les détecteurs qui appartiennent à la même couronne ont les mêmes résistivités et tensions d'opération (tableau 3.1), mais leurs réponses et donc, les valeurs du défaut d'ionisation ne sont pas rigoureusement les mêmes. Un calcul du défaut d'ionisation par les méthodes les plus physiques de Kaufman et Ogihara, n'est pas possible car il donnerait une valeur unique moyenne du défaut d'ionisation par couronne. En ce qui concerne INDRA, où l'on demande une précision élevée pour tous les types de détecteurs, cette chose n'est pas convenable. Sur la figure 3.3 est présentée le défaut d'ionisation expérimental pour les couronnes adjacentes 2 et 3 pour l'ion ^{181}Ta . On observe, outre le regroupement par plaquette de silicium (exemple couronne 2, module 13 - couronne 3, module 13 - couronne 3, module 14), un regroupement des valeurs individuelles des module en deux régions, illustré par les projections de ces valeurs sur l'abscisse.

3.3 La paramétrisation du défaut d'ionisation et la classification des détecteurs.

Nous avons utilisé pour le calcul du défaut d'ionisation la méthode analytique de Moulton [MOU78], qui fait appel à une relation empirique de type puissance entre la

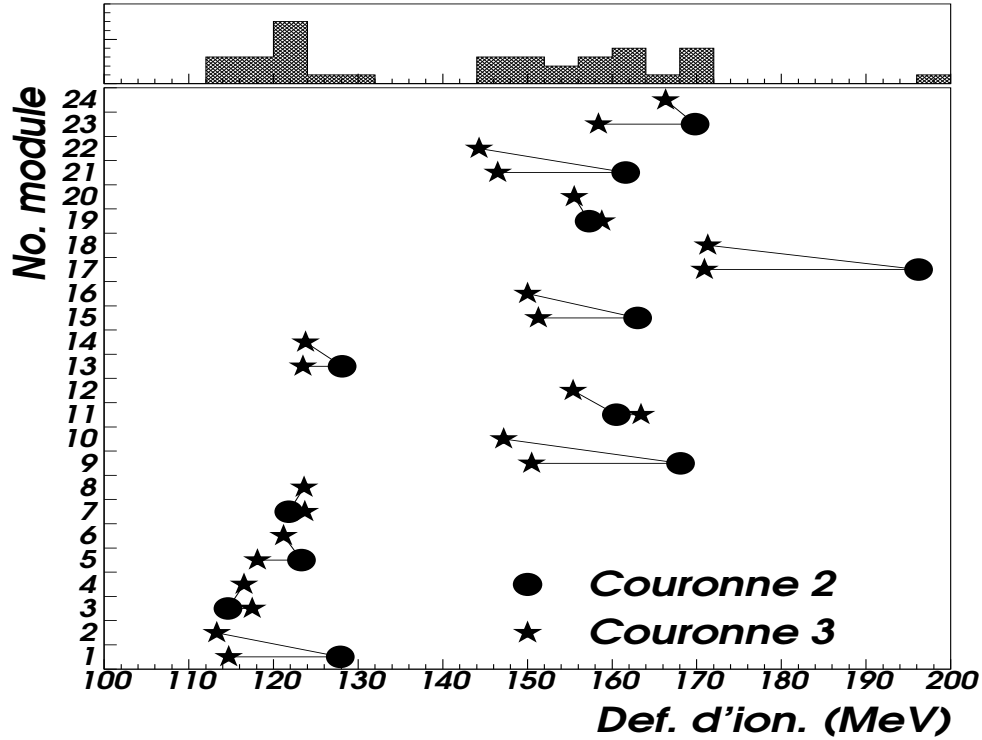


FIG. 3.3 – Valeurs du défaut d'ionisation pour $^{181}_{73}\text{Ta}$ dans les détecteurs Si des couronnes 2 et 3. Les lignes joignent les détecteurs appartenant à une même plaquette de silicium.

valeur du défaut (ΔE) et l'énergie du fragment (E):

$$\Delta E = 10^{b(Z)} \cdot E^{a(Z)} \quad (3.7)$$

Les expressions des $a(Z)$ et $b(Z)$ sont données par Moulton:

$$a(Z) = 0.0223 \cdot (Z^2/10^3) + 0.5682 \quad (3.8)$$

$$b(Z) = p_2 \cdot (10^2/Z) + p_1, \quad (3.9)$$

où p_2 et p_1 sont les coefficients qu'il faut déterminer. En effet, l'équation (3.7) montre la dépendance du défaut de deux termes: $E^{a(Z)}$ la dépendance en énergie, et $10^{b(Z)}$ la dépendance des propriétés individuelles du détecteur. La dépendance (3.8) de l'exposant $a(Z)$ a été étudiée et trouvée correcte à 2 % pour les détecteurs de la 2-ème couronne (test fait dans la I-ère campagne avec un faisceau de Xe à 7.65 MeV/A et 25.0 MeV/A, diffusé élastiquement sur une cible de Au) [OUA95-TH].

Pour classer les détecteurs Si, nous avons donc choisi la grandeur:

$$b(Z) = \log(\Delta E / E^{a(Z)}) \quad (3.10)$$

calculée pour l'ion de $^{181}_{73}\text{Ta}$. L'avantage de l'utilisation de cette grandeur est que, bien que l'angle polaire soit différent pour deux couronnes adjacentes (différentes énergies

Groupe	Couronne	Module	p_2	p_1
I	2-3	1-8	-0.604	0.949
		13-14		
II	2-3	9-12	-0.530	0.969
		15-24		
III	4-5	1-16	-0.377	0.729
		23-24		
IV	4-5	17-22	-0.322	0.756
V	6-7	1-8	-0.290	0.661
		21-24		
VI	6-7	9-20	-0.262	0.705
VII	8-9	3-6	-0.500	0.790
VIII	8-9	9-14	-0.280	0.839
		17-20		
IX	8-9	1-2	-0.243	0.819
		7-8		
		15-16		
		21-24		

TAB. 3.3 – Groupes des détecteurs classés par l'exposant $b(Z = 73)$. Les dernières deux colonnes donnent les valeurs des paramètres p_2 et p_1 .

pour les deux couronnes), nous pouvons analyser et classer simultanément les détecteurs construits sur une même plaquette de Si. Ainsi, à partir de valeurs de $b(Z = 73)$, nous avons classé les détecteurs de deux couronnes adjacentes (2–3, 4–5, 6–7) en deux groupes. Pour les couronnes 8 et 9 nous avons opté pour trois groupes. Comme prévu, les détecteurs qui sont sur la même plaquette appartiennent au même groupe (figure 3.3). Il faut néanmoins mentionner que les différents détecteurs qui sont sur la même plaquette et qui ont la même tension d'utilisation, ont des défauts d'ionisation différents. Nous pouvons expliquer ceci par une variation locale des propriétés du matériau en particulier sa résistivité [RIJ93-TH]. Le constructeur ne donne que des valeurs moyennes pour les caractéristiques des détecteurs. Les neuf groupes sont présentés sur le tableau 3.3.

3.4 Le calcul du défaut d'ionisation et de l'énergie corrigée.

Après la classification des détecteurs, nous poursuivons avec le calcul du défaut d'ionisation. Pour cela, nous avons besoin des paramètres p_2 et p_1 (équation (3.9)). Pour chaque groupe de détecteurs nous avons déterminé les valeurs expérimentales de la quantité $b(Z)$ pour les ions projectiles Ar , Ni , Xe , Ta diffusés et les ions de recul Au . Sur les figures 3.4, 3.5, 3.6, 3.7 sont présentées les valeurs moyennes du $b(Z)$ en fonction de $100/Z$ pour tout les groupes de détecteurs.

Toutes ces valeurs permettent avec l'équation (3.8) de trouver les valeurs des paramètres p_2 et p_1 . Pour les 9 groupes nous avons donc 9 jeux de paramètres au lieu de 180 (nombre total de détecteurs Si) dont les valeurs sont reportées dans les dernières deux colonnes du tableau 3.3. Un sens physique pour ces paramètres est difficile à don-

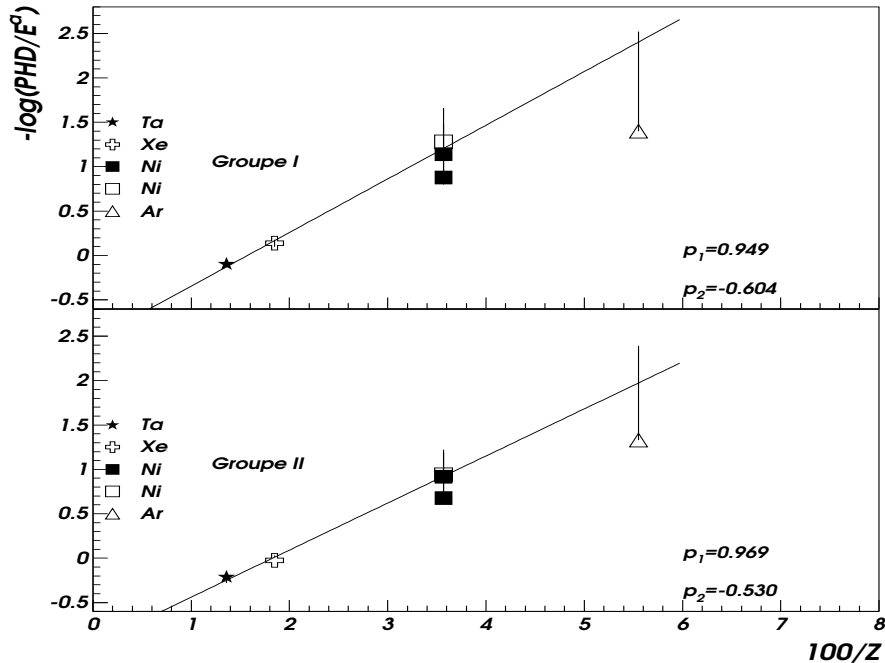


FIG. 3.4 – Dépendance de $-b(Z)$ en fonction de $100/Z$ pour les groupes I et II

ner parce que la paramétrisation utilisée est purement empirique. Toutes ces valeurs sont différentes et elles sont aussi différentes des valeurs des autres auteurs: [PAS98] et [MOU78]. Les valeurs des paramètres p_1 et p_2 sont ensuite utilisées pour le calcul du défaut pour les ions que nous avons considérés; sur la figure 3.8 est présentée la comparaison entre les défauts d'ionisation **calculé** et **experimental** pour les ions Ni , Xe et Ta . Ce type de calcul du défaut d'ionisation reproduit bien la moyenne des valeurs expérimentales avec une précision de 10 % pour les défauts d'ionisation mesurés supérieurs à 30 MeV. Pour des défauts plus petits, la précision est d'environ 30 %.

Un dernier test de notre calcul est de comparer les valeurs de l'énergie calculée par la procédure décrite, avec l'énergie vraie déposée dans les détecteurs Si, pour les ions diffusés élastiquement: Ar , Ni , Xe , Ta et Au . Pour cela nous avons utilisé une procédure itérative de calcul pour E (équation (3.7)). On commence avec une valeur initiale mesurée par la procédure classique décrite dans 3.1. Cette valeur est augmentée à chaque pas de la valeur ΔE (équation (3.7)) jusqu'à ce que la variation relative de l'énergie E soit inférieure à $5 \cdot 10^{-3}$. La dernière valeur de ΔE est retenue comme la valeur du défaut d'ionisation calculé. Sur la figure 3.9 sont présentées les déviations relatives des énergies calculées par rapport aux énergies vraies pour les ions Ni et Ta pour toutes les couronnes. On observe que, en moyenne, ces déviations sont -0.12% (Ni) et 1.6% (Ta) et elles ne dépassent jamais 5-6 %.

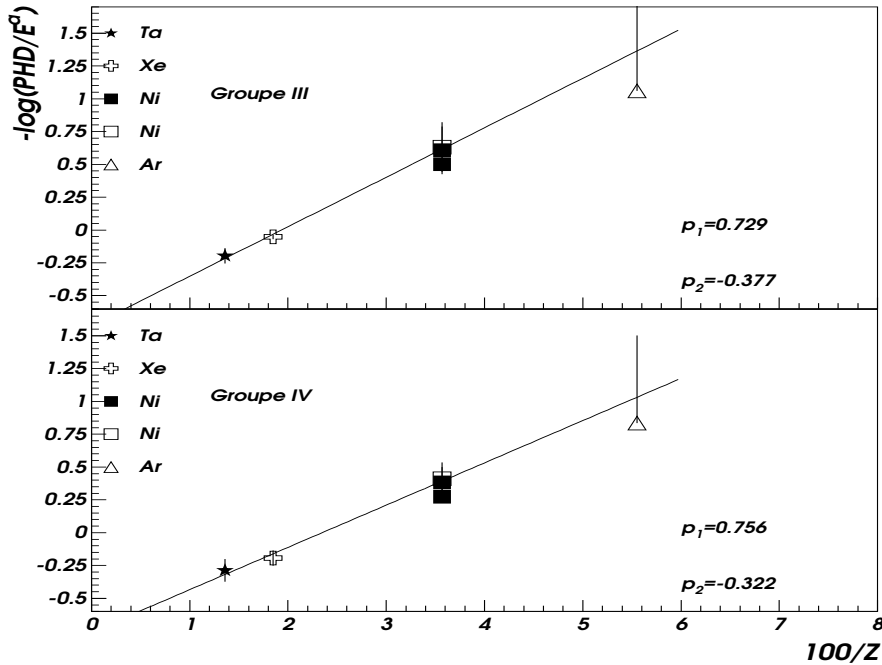


FIG. 3.5 – Dépendance de $-b(Z)$ en fonction de $100/Z$ pour les groupes III et IV

3.5 Comparaison avec d'autres calculs du défaut d'ionisation.

Dans la suite nous proposons un nouveau modèle pour décrire qualitativement et quantitativement le défaut d'ionisation; nous faisons aussi une comparaison avec d'autres modèles existant dans la littérature. Nous avons gardé uniquement les groupes de détecteurs I, III, V et VII qui ont les plus petits défauts d'ionisation; leurs défauts constituent le jeu le plus homogène de données. Les plus grands défauts d'ionisation observés pour les autres groupes sont vraisemblablement dus à des inhomogénéités importantes de la résistivité du silicium utilisé. Des écarts de 30 % sont mentionnés dans la littérature [RIJ93-TH].

3.5.1 Un nouveau modèle simple de recombinaison.

Au passage d'une particule chargée dans le détecteur le nombre de paires électron-trou est d'autant plus élevé que le pouvoir d'arrêt de la particule est important (grand Z); la concentration des paires électron-trou étant élevée le processus de recombinaison a un rôle majeur dans la création du défaut d'ionisation. On suppose dans la suite que la contribution au défaut d'ionisation du pouvoir d'arrêt nucléaire ($\approx 5 - 10$ %) est négligeable. Le modèle présenté a été développé dans [TAB99], mais les résultats n'ont pas été utilisés pour une calibration jusqu'à présent. Nous avons eu la possibilité de tester

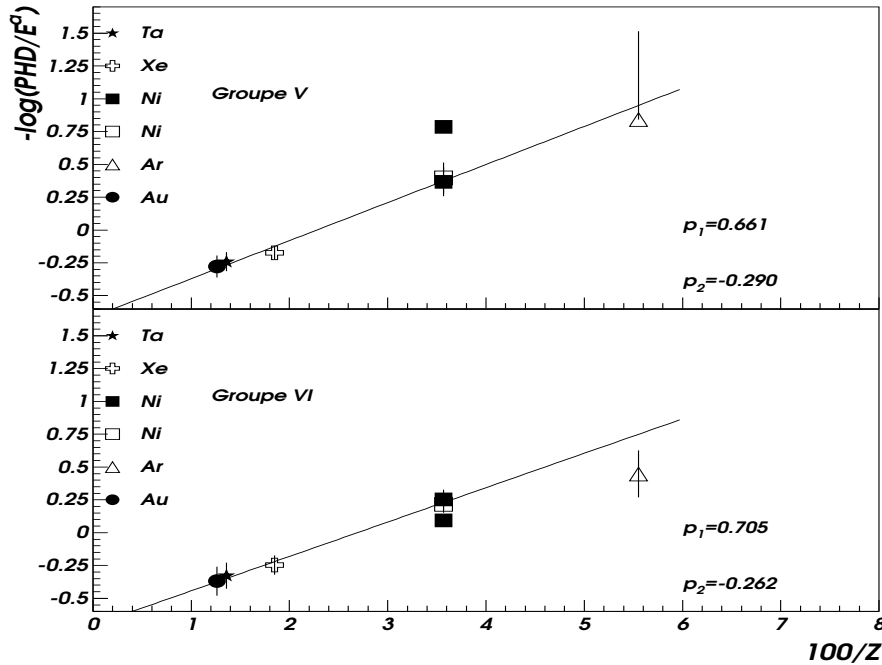


FIG. 3.6 – Dépendance de $-b(Z)$ en fonction de $100/Z$ pour les groupes V et VI

et de comparer ce modèle avec d'autres paramétrisations parce que nous disposons d'un grand nombre de détecteurs et d'ions différents avec des parcours entre 40 et 100 μm .

Une colonne de plasma est formée au passage d'une particule très ionisante dans le détecteur. Ce plasma va disparaître grâce au champ électrique (les porteurs sont extraits avec une constante t_p) [OGI86, WIL71, SEI73], ou à cause de la recombinaison électron-trou (avec une constante t_r). On considère que [SEI73] le rapport Δ_r/E_0 est proportionnel au rapport t_p/t_r ($t_p \ll t_r$), ou Δ_r est le défaut du à la recombinaison, E_0 est l'énergie initiale de l'ion. La constante t_r est inversement proportionnelle à la concentration de porteurs, i.e. à la perte d'énergie de la particule incidente. Il faut faire quand même une approximation: il faut négliger la diffusion des porteurs avant leur extraction par le champ électrique. La plupart des paires électron-trou sont à proximité de la trajectoire de la particule [WIL71] et leur concentration reste proportionnelle au nombre initial de paires électron-trou par unité de longueur. Dans le même temps, la charge spatiale formée va inhiber cette diffusion.

La concentration des électrons ($n_e(x, t)$) a une variation de type:

$$-\frac{dn_e(x, t)}{dt} = \lambda_p n_e(x, t) + \lambda_r n_e(x, t) n_h(x, t)$$

ou $n_h(x, t)$ est la concentration de trous. Avec $n_e(x, t) = n_h(x, t) = n(x, t)$, l'équation ci-dessus s'écrit:

$$-\frac{dn(x, t)}{dt} = \lambda_p n(x, t) + \lambda_r n^2(x, t) \quad (3.11)$$

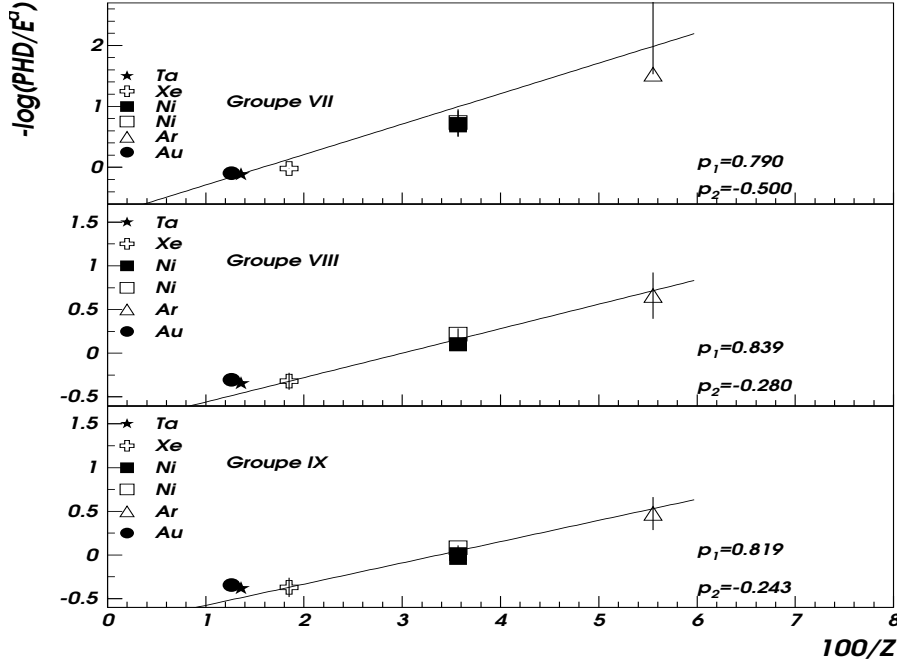


FIG. 3.7 – Dépendance de $-b(Z)$ en fonction de $100/Z$ pour les groupes VII, VIII et IX

ou $\lambda_p n(x, t)$ est lié à la collection des électrons (le signal) et $\lambda_r n^2(x, t)$ au défaut d'ionisation. La solution de l'équation (3.11) est:

$$n(x, t) = \frac{\lambda_p n_0(x)}{(\lambda_p + \lambda_r n_0(x)) \exp^{\lambda_p t} - \lambda_r n_0(x)} \quad (3.12)$$

ou $n_0(x)$ est la valeur initiale (au moment t_0) de $n(x, t)$. L'expression de $n_0(x)$ est:

$$n_0(x) = \frac{1}{\epsilon \pi r_0^2} \left| \frac{dE}{dx} \right|$$

avec $\epsilon=3.6$ eV le potentiel d'ionisation du Si, πr_0^2 la section de la colonne formée au passage de la particule ($r_0 \approx 1\mu m$ dans ref. [WIL71] - cette valeur n'est pas utilisée dans la suite) et $S = |dE/dx|$ le pouvoir d'arrêt. Le processus d'extraction des porteurs par le champ électrique est représenté par la constante λ_p (inversement proportionnelle à t_p) et le processus de recombinaison, par $\lambda_r n_0(x)$ (inversement proportionnel à t_r). La variation infinitésimale du PHD est le terme quadratique de l'équation (3.11):

$$\frac{d^2 \text{PHD}(x, t)}{dx dt} = \epsilon \pi r_0^2 \lambda_r n^2(x, t).$$

Par intégration en temps dans le domaine $[0, \infty)$ l'équation ci-dessus devient:

$$\frac{d \text{PHD}}{dx} = S(E) - \frac{\lambda_p \epsilon \pi r_0^2}{\lambda_r S(E)} \ln \left(1 + \frac{\lambda_r S(E)}{\lambda_p \epsilon \pi r_0^2} \right). \quad (3.13)$$

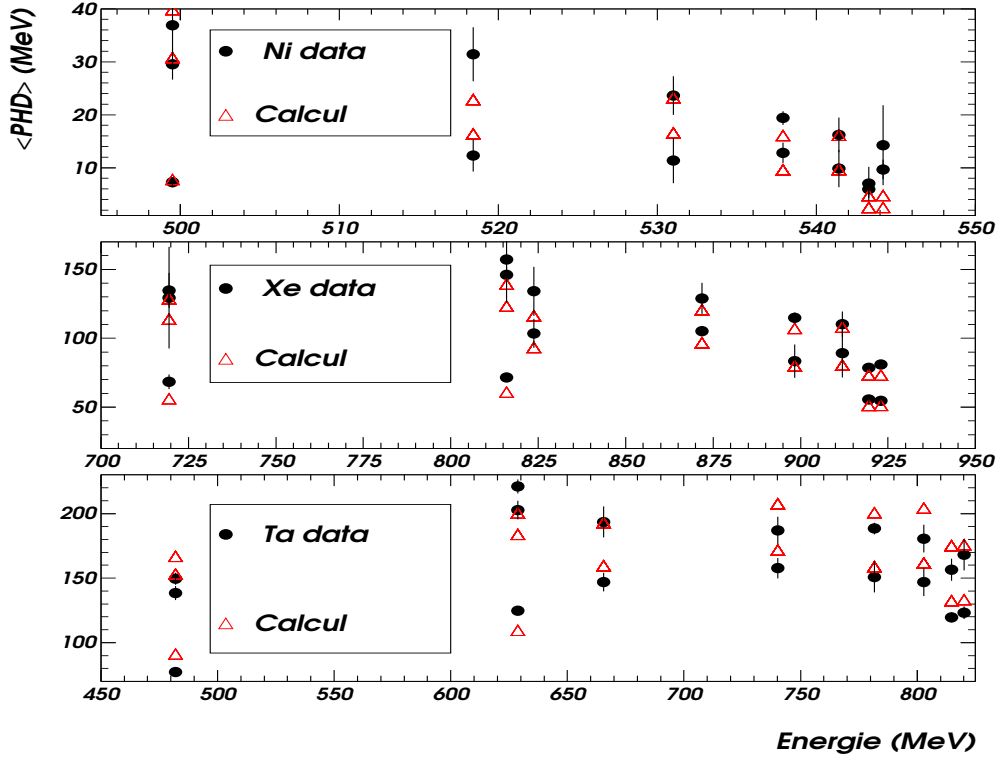


FIG. 3.8 – Comparaison entre le défaut d’ionisation expérimental (point) et calculé (triangle) (équations (3.7), (3.8), (3.9)). Les points correspondent pour une énergie donnée aux valeurs moyennes expérimentales des différents groupes (voir tableau 3.3). Les barres d’erreurs représentent l’écart type σ du défaut d’ionisation dans un groupe.

Puis on peut intégrer en parcours ou en énergie en changeant de variable. Le champ électrique a une dépendance linéaire en x (3.1), mais le pouvoir d’arrêt a une variation beaucoup plus abrupte en x . A cause de cela, la quantité $\lambda_p \propto F$ peut être considérée vraiment comme constante par rapport au pouvoir d’arrêt. Pour intégrer analytiquement l’équation (3.13) nous avons fait l’approximation: $S(E) = C \cdot AZ^2/E$ où C est une constante. Avec la notation $a = \lambda_r \cdot C / \lambda_p \epsilon \pi r_0^2$, on obtient une formule avec un seul paramètre pour $PHD(E_0)$:

$$PHD(E_0) = \frac{1}{2} E_0 \left(1 - \frac{1}{a \frac{AZ^2}{E_0}} \ln \left| 1 + a \frac{AZ^2}{E_0} \right| + a \frac{AZ^2}{E_0} \ln \left| 1 + \frac{1}{a \frac{AZ^2}{E_0}} \right| \right). \quad (3.14)$$

Sur la figure 3.11 est représenté le rapport PHD/E_0 en fonction de AZ^2/E_0 (pouvoir d’arrêt approximé) pour les groupes de détecteurs I, III, V, VII, i.e. les détecteurs avec les plus petits PHD expérimentaux. Les courbes qui sont dans la figure 3.11 représentent l’équation (3.14) avec le paramètre a trouvé par un fit de ces points.

Quelle signification a le paramètre a ? On observe que $a \propto t_p / (t_r n_0)$ (attention $t_r \propto (\lambda_r n_0)^{-1}$!); t_p est inversement proportionnel au champ électrique [WIL71] et le produit $t_r n_0(x)$ est proportionnel au temps de vie des porteurs minoritaires $t_0 = 52 \rho^{0.6}$ [SEI73]; t_0

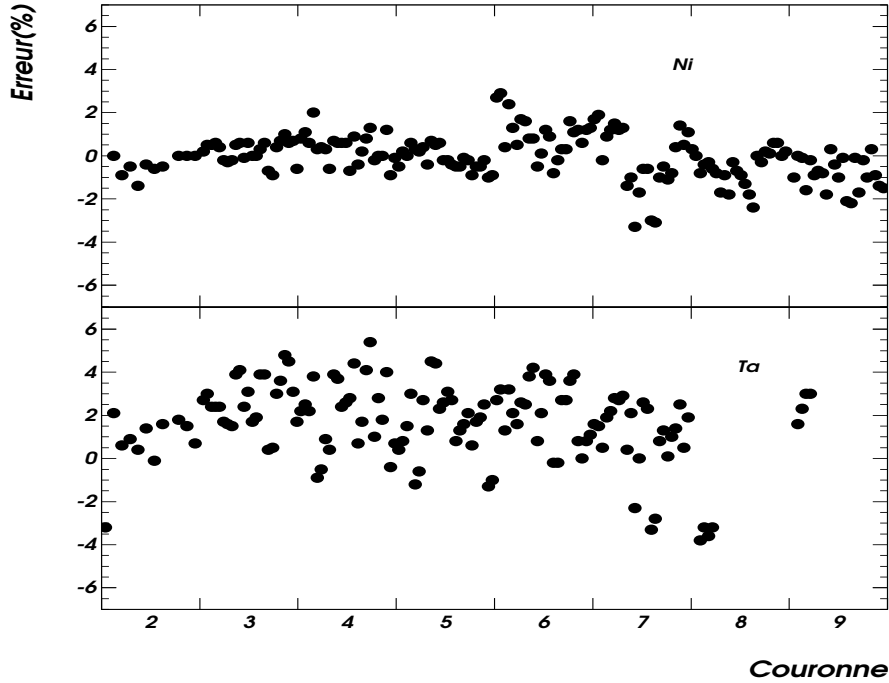


FIG. 3.9 – Déviations relatives en pour-cent de l'énergie déterminée par le calcul, par rapport à l'énergie vraie pour les ions Ni (petite valeur du défaut d'ionisation) et Ta (grande valeur du défaut d'ionisation).

est exprimé en μs et ρ en Ωcm . En conséquence les différentes valeurs du paramètre a sont liées aux différentes caractéristiques des détecteurs Si (champ électrique et résistivité ρ).

Sur la figure 3.10 est représentée la variation du paramètre a (variation linéaire) avec la quantité $(F_{min}\rho^{0.6})^{-1}$; F_{min} est exprimé en kV/cm et ρ en Ωcm . Par simplicité, nous avons utilisé F_{min} du tableau 3.1, approximation qui n'est pas aberrante, vu le fait que tous les ions sont arrêtés dans le premier tiers du détecteur. Le rapport t_p/t_r a été repris de la ref. [OGI86] pour les détecteurs à barrière de surface de basse résistivité. Nous avons recalculé le rapport t_p/t_r pour les mêmes ions et pour la même énergie déposée dans un détecteur comme celui de la ref. [OGI86], mais nous avons utilisé une dépendance linéaire de a vs. $(F_{min}\rho^{0.6})^{-1}$. Dans le tableau 3.4 sont présentées ces valeurs pour comparaison. On observe un bon accord entre nos calculs et ceux des refs. [WIL71] et [SEI73], parce que l'on utilise la même dépendance pour t_0 : $t_0 \propto \rho^{0.6}$.

Un bon test pour le modèle est de comparer les valeurs de PHD ainsi obtenues avec les valeurs expérimentales. Sur la figure 3.12 sont présentés le résultat du calcul (losanges) de l'équation (3.14) en fonction de l'énergie ainsi que les données (cercles pleins). La reproduction des données est bonne et montre que le processus de recombinaison a une contribution dominante au PHD dans les conditions expérimentales décrites au début de ce chapitre (fenêtre d'entrée négligeable, codage en charge, disposition particulière

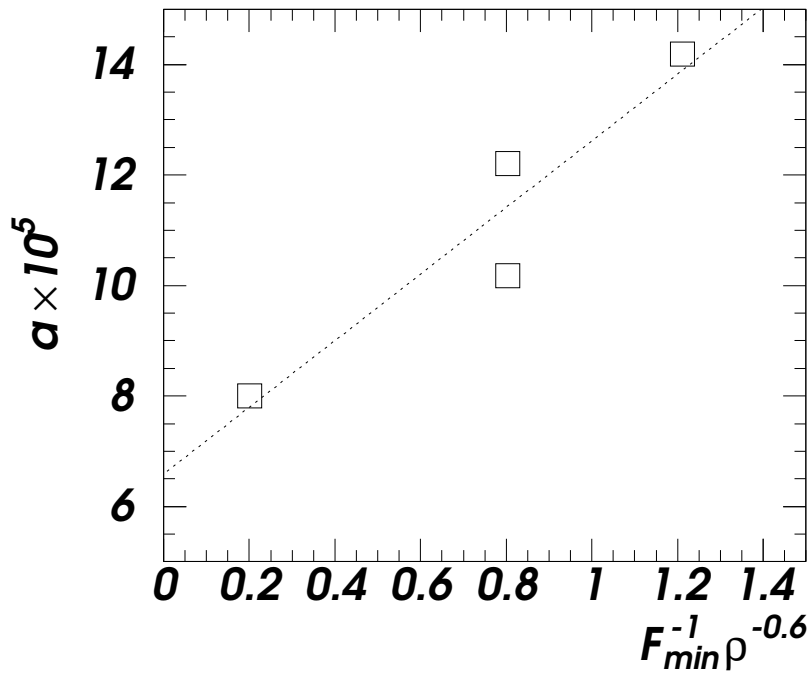


FIG. 3.10 – Paramètre a (équation (3.14)) en fonction de $(F_{min}\rho^{0.6})^{-1}$ (voir le texte)

des détecteurs, énergie de l'ion assez élevée pour que le défaut nucléaire soit négligeable, résistivité élevée). Les résultats dans le tableau suggèrent aussi l'applicabilité de ce modèle aux détecteurs à barrière de surface de basse résistivité si au préalable sont retirés du défaut total le défaut nucléaire et la perte d'énergie dans la fenêtre d'entrée.

3.5.2 Autres modèles de défauts d'ionisation.

Les paramétrisations les plus utilisées pour le calcul du PHD sont celles de Kaufman [KAU74] et Ogihara [OGI86]. Le modèle de Kaufman est applicable pour des ions aux basses énergies (moins de 100 MeV d'énergie totale; c'est-à-dire beaucoup plus faible que les énergies discutées ici) et le PHD est la somme du défaut nucléaire dominant plus un terme empirique pour une meilleure reproduction des résultats expérimentaux qui prend en compte l'effet de recombinaison. Celle-ci est vue ici, compte tenu de l'énergie incidente, comme une simple correction par rapport à l'effet nucléaire. Ce terme empirique contient un paramètre A lié à la résistivité du détecteur. Pour obtenir le PHD de l'ion ^{129}Xe des grandes valeurs (100, 130, 190, 130) pour le paramètre A (par rapport à la valeur originale de 40, utilisée dans la réf. [KAU74]) sont nécessaires. Ces valeurs augmentent avec la valeur du produit $F \cdot \rho$. Toutefois, avec ces valeurs de A on ne peut pas décrire les PHDs des ions Ni et Ta (voir figure 3.12).

Le modèle d'Ogihara donne une valeur absolue du PHD en fonction de l'énergie incidente E_0 de l'ion, sa charge et sa masse, la résistivité du détecteur, le champ électrique effectif (calculé dans notre cas à la moitié du parcours de l'ion dans le détecteur) et le

Ion	Energie (MeV)	t_p/t_r (a)	t_p/t_r (b)	$\langle t_p/t_r \rangle$ (c)
^{79}Br	38	0.91×10^{-1}	2.5×10^{-2}	3.7×10^{-1}
^{127}I	115	2.7×10^{-1}	6.6×10^{-2}	4.5×10^{-1}

(a) Référence [OGI86] basé sur les références [FIN79, SEI73].

(b) Référence [OGI86].

(c) Présent travail, $\langle t_p/t_r \rangle = 2a(AZ^2/E)$.

TAB. 3.4 – *Comparaison entre le rapport t_p/t_r calculé par la méthode décrite dans [OGI86] et recalculé à partir du paramètre a de l'équation 3.14.*

pouvoir d'arrêt moyen (le rapport E_0/R , ou R est le parcours de l'ion). Dans la ref. [OGI86] la formule pour le PHD est obtenue par un fit de toutes les valeurs du défaut d'ionisation des ions (de basse énergie) dans les détecteurs Si de type barrière de surface, incluant l'effet de la fenêtre d'entrée. Sur la figure 3.12, on voit que le calcul proposé par Ogihara sous-estime nos données, notamment pour les ions lourds Ta et Xe , malgré le fait que les fenêtres d'entrée dans les détecteurs planars sont au moins un ordre de grandeur plus faibles. Néanmoins ce calcul suit quand même la tendance générale des données concernant le produit $F \cdot \rho$.

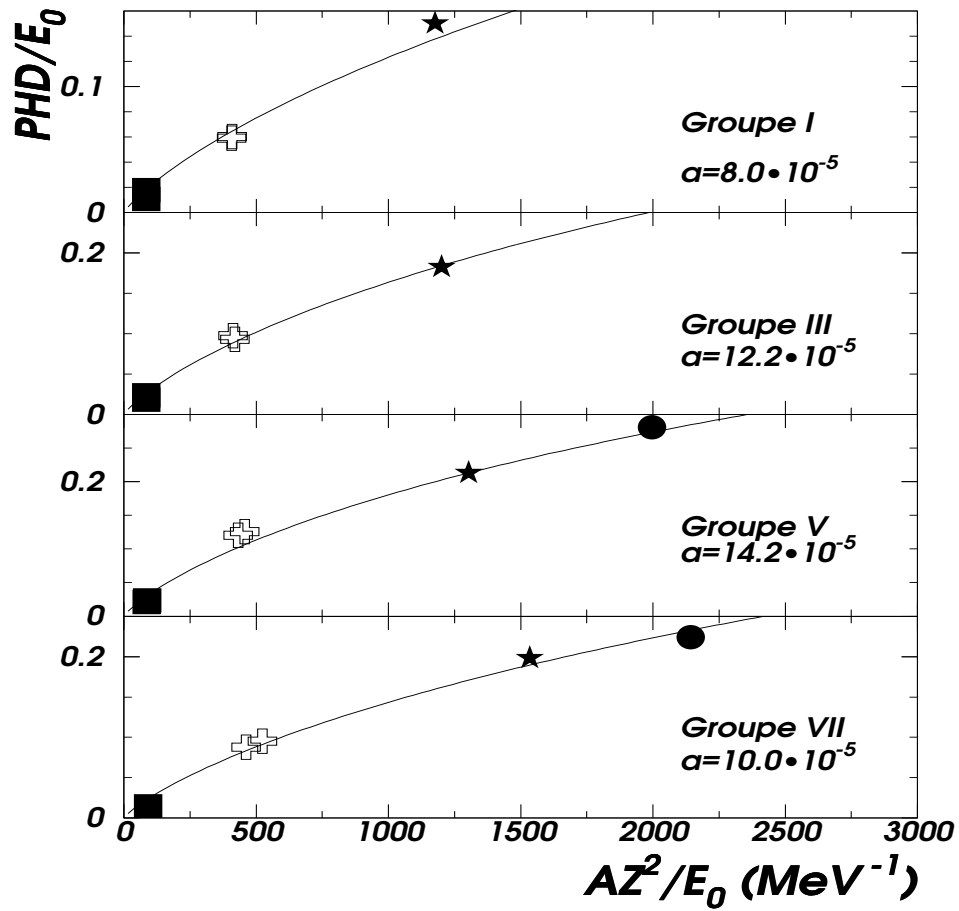


FIG. 3.11 – Rapport PHD/E_0 en fonction de la quantité AZ^2/E_0 pour les ions: ^{58}Ni (carrés), ^{129}Xe (croix), ^{181}Ta (étoiles) et ^{197}Au (ronds). Les courbes ont été obtenues en fitant les données avec la formule (3.14).

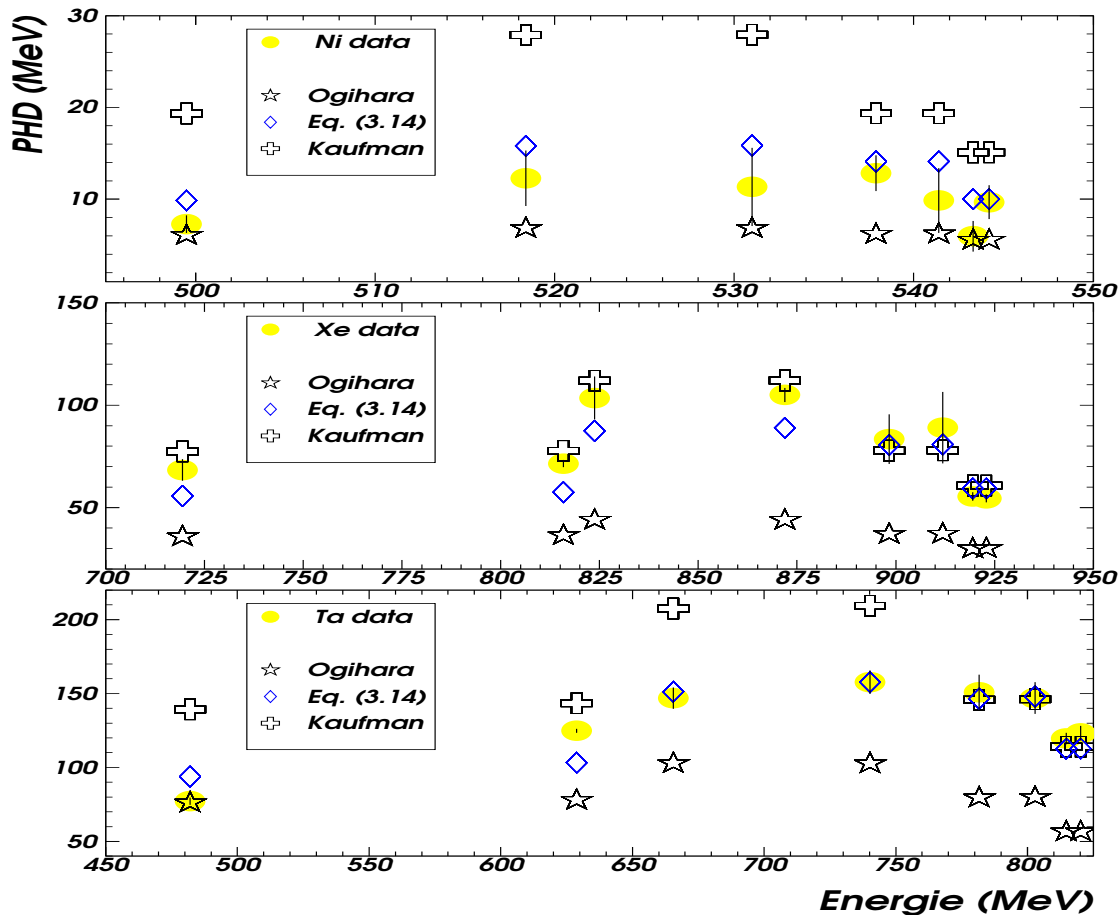


FIG. 3.12 – Comparaison entre différentes prédictions: réf. [OGI86] (étoiles), eq. (3.14) (losanges) et réf. [KAU74] (croix) et les données expérimentales (ronds) concernant le comportement du défaut d'ionisation en fonction de l'énergie déposée dans les détecteurs par les ions de Ni, Xe et Ta. Le défaut d'ionisation expérimental est la moyenne des défauts individuels dans les détecteurs d'un groupe; les barres d'erreurs représentent la dispersion de ces valeurs.

Chapitre 4

Détecteurs CsI(Tl).

Les détecteurs CsI(Tl) sont le dernier étage de détection d'une cellule d'INDRA. En conséquence, ces détecteurs sont prévus pour arrêter toutes les particules et tous les fragments qui ont traversé les chambres d'ionisation et les détecteurs Silicium (pour les couronnes 2-9) ou seulement les chambres d'ionisation (couronnes 10-17).

Les avantages de l'utilisation de ce type de détecteurs sont:

- un grand pouvoir d'arrêt,
- une résolution bien adaptée pour la physique étudiée ainsi qu'une bonne sensibilité en énergie,
- une bonne séparation isotopique pour les particules chargés (Pulse Shape Discrimination),
- une bonne fiabilité.

Par contre, la réponse non linéaire de la lumière émise en fonction de l'énergie de la particule, constitue un désavantage. De plus, la réponse lumineuse est dépendante de la nature de la particule (Z et A).

Le but de ce chapitre est d'étudier cette dépendance et de donner une solution raisonnable pour la calibration en énergie de ces détecteurs, ainsi que pour aider à l'identification des fragments lourds surtout dans les cartes ChIo - CsI fournies par les couronnes arrières (10 à 17).

L'électronique et le système de contrôle de ces détecteurs sont largement décrits dans la référence [POU95].

4.1 La forme du signal.

La lumière émise par un cristal de CsI(Tl) est induite par une excitation quasi-instantanée, avec un temps de montée de trois ordres de grandeur inférieur au temps de décroissance qui atteint des valeurs de quelques microsecondes. Le temps de montée est lié principalement au transfert de l'énergie déposée par la particule incidente vers

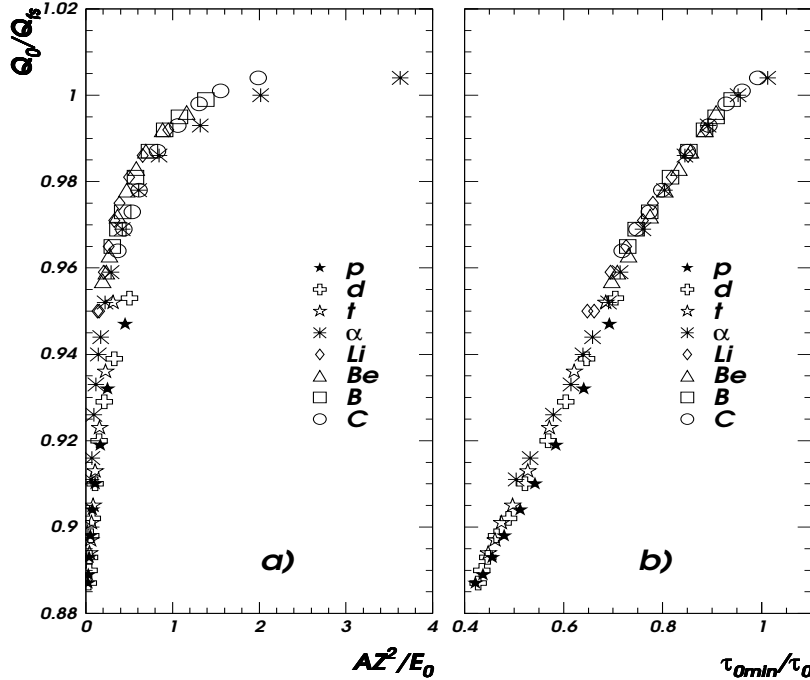


FIG. 4.1 – a) Rapport Q_0/Q_{fs} (intégrale approximative du signal sur intégrale du même signal caractérisé par deux exponentielles) en fonction du pouvoir d'arrêt électronique estimé comme AZ^2/E_0 (E_0 en MeV). b) τ_{0min}/τ_0 - inverse de la constante de temps τ_0 normalisée à une constante τ_{0min} en fonction de AZ^2/E_0 .

les niveaux excités impliqués dans la scintillation, tandis que la constante de temps de décroissance concerne l'émission de lumière. Pour une bonne description de la forme de la courbe de décroissance plusieurs exponentielles sont en principe nécessaires. Traditionnellement seulement deux exponentielles sont gardées par la majorité des approches. La première – “appelée composante rapide” – décrit la partie dominante de la courbe avec une courte constante de temps (τ_f) dans le domaine $0.5 \mu s - 1 \mu s$. Cette composante est dépendante du numéro atomique Z , de la masse atomique A et de l'énergie initiale E_0 de la particule. La deuxième exponentielle – “appelée composante lente” – a une constante de temps (τ_s) de $4 \mu s - 7 \mu s$ et est pratiquement indépendante de l'identité de la particule.

Les scintillateurs d'INDRA permettent une discrimination en Z à haute énergie jusqu'à $Z = 5$, d'après la forme du signal. Dans la référence [BEN89], les études faites sur la réponse lumineuse de scintillateurs CsI(Tl) montrent que l'intégrale du signal est couverte par la composante rapide dans les proportions suivantes: $\approx 65\%$ pour les isotopes de H , $\approx 75\%$ pour les isotopes de He , $\approx 85\%$ pour les fragments légers ($Z = 3-6$) et $\approx 95\%$ pour les fragments lourds avec $\tau_s = 4000$ ns et $\tau_f \approx 500$ ns pour $Z > 3$ et τ_f entre 500-1000 ns pour $Z \leq 2$.

Un signal décrit par deux exponentielles dans la partie décroissante a la forme sui-

vante:

$$i(t) = \frac{Q_f}{\tau_f} e^{-t/\tau_f} + \frac{Q_s}{\tau_s} e^{-t/\tau_s}$$

ou les indices s et f font référence à “lent” (slow) et “rapide” (fast). Les quantités Q_f , Q_s sont les charges totales correspondant aux deux composantes rapide et lente. La lumière totale correspond à la charge totale $Q_{fs} = Q_f + Q_s$ et sera calculée par une intégration en temps $(0, \infty)$. Si on ne considère qu’une seule exponentielle, le signal sera décrit par:

$$i(t) = \frac{Q_0}{\tau_0} e^{-t/\tau_0}$$

ou Q_0 est l’approximation de l’intégrale du signal Q_{fs} et τ_0 est une constante de temps. Dans le cas d’INDRA le signal est intégré seulement dans deux domaines en temps: rapide (R) (0-400 ns) et lente (L) (1600-3100 ns). Si l’on considère l’approximation d’une seule exponentielle, nous pouvons calculer le rapport Q_0/Q_{fs} et τ_0 pour évaluer les erreurs dans le calcul de l’intégrale totale du signal quand on considère une seule exponentielle par rapport à deux. Sur la figure 4.1 nous avons représenté ce rapport Q_0/Q_{fs} en fonction de AZ^2/E_0 (données de la référence [BEN89]), les portes d’intégration étant celles d’INDRA. On observe que l’erreur estimée atteint le maximum de $\approx 10\%$ dans le cas de protons de haute énergie, mais elle est plus petite pour les produits de réaction avec $Z > 1$. Une figure comme celle-ci pourrait éventuellement être utilisée pour une correction de la lumière totale calculée à partir des composantes rapide et lente.

En conséquence, pour le courant d’anode du photomultiplicateur du détecteur CsI(Tl), une variation avec une seule exponentielle est proposée:

$$i(t) = \frac{Q_0}{\tau_0} e^{-t/\tau_0} \quad (4.1)$$

où Q_0 est la charge totale collectée et τ_0 le temps de décroissance.

Ce courant est injecté dans le circuit de l’embase du photomultiplicateur et on peut calculer la variation infinitésimale de la charge avec le temps [KNOLL]:

$$\frac{dq(t)}{dt} = \frac{Q_0}{\tau_0 - \tau} [e^{-t/\tau_0} - e^{-t/\tau}] \quad (4.2)$$

La lumière totale est proportionnelle à la charge totale ($L \propto Q_0$) et τ , τ_0 sont les constantes de montée et de descente (DECAY TIME à déterminer). La constante τ a été mesurée et les valeurs trouvées sont: 60 ns pour les couronnes 11-16 et 20 ns pour les autres couronnes. Sur la figure 4.2 on représente la forme du signal pour deux ions ^{84}Kr (triangles) et ^{28}Si (cercles pleins), obtenue avec un oscilloscope numérique et les courbes correspondantes (équation (4.2)).

Par l’intégration de l’équation 4.2 entre les deux portes $[0, T_1]$ ([0,400] ns -rapide) et $[T_2, T_3]$ ([1600,3100] ns -lente), choisies pour les détecteurs d’INDRA, on trouve les composantes rapide et lente du signal:

$$F = \frac{Q_0}{\tau_0 - \tau} [\tau_0(1 - e^{-T_1/\tau_0}) - \tau(1 - e^{-T_1/\tau})] \quad (4.3)$$

$$S \approx \frac{Q_0\tau_0}{\tau_0 - \tau} [e^{-T_2/\tau_0} - e^{-T_3/\tau_0}] \quad (T_2, T_3 \gg \tau)$$

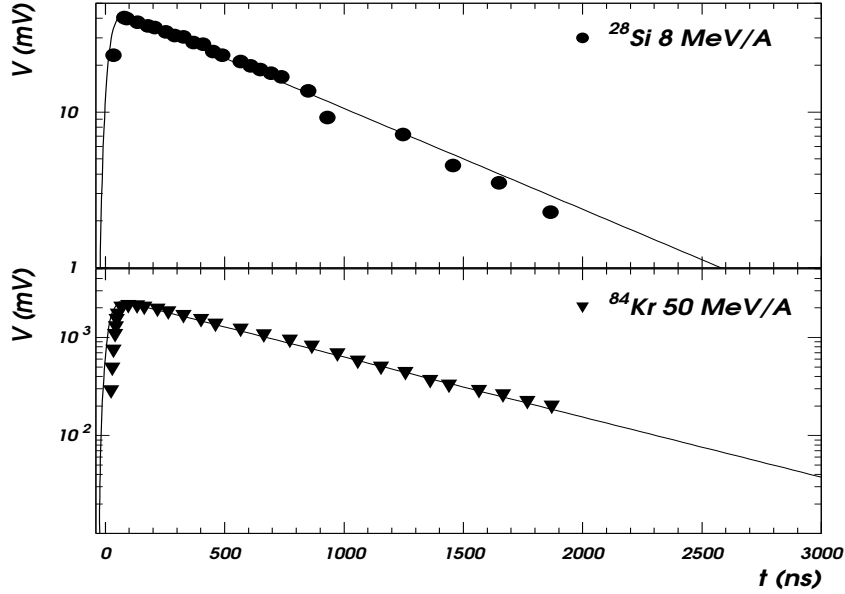


FIG. 4.2 – Forme du signal experimental pour des ions ^{28}Si de 8 MeV/A (cercles) et ^{84}Kr de 50 MeV/A (triangles), ainsi que la courbe avec une seule exponentielle ($\tau = 20$ ns, $\tau_0 \approx 700$ ns).

Il faut souligner que seules les composantes rapide et lente étant mesurées avec INDRA l'approximation de la forme du signal avec une seule exponentielle était une nécessité car on ne dispose que de deux équations pour déterminer les deux inconnues: Q_0 et τ_0 . La lumière totale L sera donnée à une constante multiplicative près (gain du photomultiplicateur) par Q_0 .

4.2 Relation lumière – énergie: le rôle des électrons δ

L'une des premières approches qui essaie de reproduire la réponse lumineuse de détecteurs scintillants est due à Birks, et concerne les scintillateurs organiques. La réponse est liée à la perte d'énergie spécifique de la particule et la réponse lumineuse par unité de parcours est donnée par:

$$\frac{dL}{dx} = \mathcal{S} \frac{|dE/dx|_e}{1 + \mathcal{KB}|dE/dx|_e}$$

et la réponse lumineuse par unité d'énergie déposée par:

$$\frac{dL}{dE} = \mathcal{S} \frac{1}{1 + \mathcal{KB}|dE/dx|_e}$$

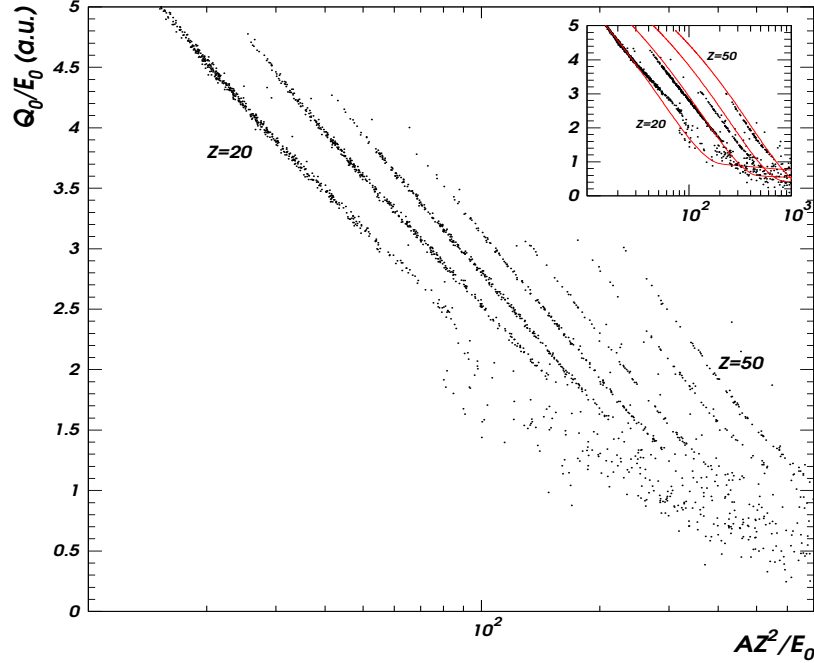


FIG. 4.3 – Efficacité lumineuse expérimentale en fonction du pouvoir d'arrêt électronique moyen pour différents fragments (avec un pas $\Delta Z = 5$). Dans la petite case les courbes sont décrites par l'équation (4.6) et $\Delta Z = 10$.

où \mathcal{S} est l'efficacité de scintillation et \mathcal{KB} est le facteur de quenching (effet de recombinaison lié à un fort pouvoir ionisant de la particule qui diminue la lumière produite). La relation est basée sur l'observation expérimentale et elle a été appliquée avec des bons résultats sur les scintillateurs inorganiques pour décrire la réponse aux fragments de $Z \leq 15$. Avec une approximation raisonnable pour le pouvoir d'arrêt électronique $|dE/dx|_e \propto AZ^2/E$, on peut intégrer cette relation et on va donc obtenir la relation *Lumière - énergie* qui a été utilisée:

$$L = a_1 \left[E - a_2 AZ^2 \ln \left(1 + \frac{E}{a_2 AZ^2} \right) \right]$$

où a_1 et a_2 sont des paramètres qui vont être déterminés par un fit sur les données [HOR92].

Murray et Meyer [MUR62] ont montré que l'efficacité de scintillation n'est pas une fonction qui dépend seulement de $|dE/dx|_e$ pour des ions avec des énergies d'environ quelques MeV/A. L'effet est présenté sur la figure 4.3 où est portée l'efficacité lumineuse expérimentale Q_0/E_0 pour différents ions en fonction du pouvoir d'arrêt électronique (AZ^2/E_0). L'énergie E_0 déposée dans les CsI(Tl) a été calculée à l'aide des détecteurs Silicium de $300 \mu\text{m}$ à partir des calculs de perte d'énergie. On observe que pour le même pouvoir d'arrêt, l'efficacité est plus grande pour des Z plus élevés. L'efficacité montre

donc une série de fonctions discrètes, chacune spécifique d'une particule incidente. Ces fonctions discrètes ont été interprétées par Murray et Meyer comme une signature de la présence des électrons δ avec un parcours supérieur à la dimension de la colonne primaire de haute densité d'électrons et trous produite à l'occasion du passage de la particule incidente dans le scintillateur.

Dans ces conditions, la lumière émise par unité de parcours apparaît comme une somme de deux contributions (indicée t):

1. la contribution due à la colonne primaire (indicée p)

et

2. la contribution due aux électrons δ qui arrivent à quitter la colonne primaire (indicée δ):

$$\left(\frac{dL}{dx}\right)_t = \left(\frac{dL}{dx}\right)_p + \left(\frac{dL}{dx}\right)_\delta.$$

On peut schématiser de la même manière les contributions du pouvoir d'arrêt électronique:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_t = \left(\frac{dE}{dx}\right)_p + \left(\frac{dE}{dx}\right)_\delta.$$

Murray & Meyer ont défini la fraction \mathcal{F} de l'énergie perdue par la particule incidente et transportée à l'extérieur de la colonne primaire par les électrons δ comme:

$$\mathcal{F} = \frac{|dE/dx|_\delta}{|dE/dx|_t}.$$

Avec ces notations on peut trouver l'efficacité totale:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dL}{dE}\right)_t \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_t &= \left(\frac{dL}{dE}\right)_p \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_p + \left(\frac{dL}{dE}\right)_\delta \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_\delta \\ \left(\frac{dL}{dE}\right)_t &= (1 - \mathcal{F}) \left(\frac{dL}{dE}\right)_p + \mathcal{F} \left(\frac{dL}{dE}\right)_\delta \end{aligned}$$

qui peut s'écrire de façon complète:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dL}{dE}\right)_t &= (1 - \mathcal{F}) \cdot \mathcal{S} \frac{1}{1 + \mathcal{KB}|dE/dx|_p} + \\ &+ \mathcal{F} \cdot \mathcal{S} \end{aligned}$$

Les études qui ont été faites pour trouver une expression pour \mathcal{F} [MUR62] ont montré une dépendance à E/A et une valeur non-nulle à partir d'une certaine valeur seuil $e_\delta = (E/A)_{seuil}$. L'efficacité lumineuse due aux électrons δ est bien évidemment constante [MUR61, ZER61] et par conséquent égale à l'efficacité de scintillation \mathcal{S} .

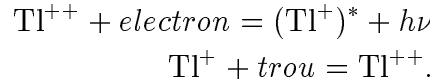
4.3 Modèle et applications.

Le mécanisme de production de la scintillation dans les cristaux de CsI dopés avec des ions de Tl^+ , est controversé. Plusieurs modèles et formalismes existent pour tenter de le décrire. Voici quelques éléments expérimentaux qui doivent être pris en considération par les modèles:

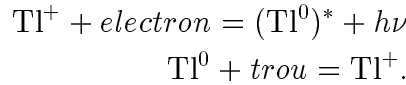
- la réponse lumineuse du scintillateur CsI(Tl) dépend de la nature de la particule (Z, A) et de l'énergie incidente; l'efficacité de scintillation est non-linéaire et est de plus en plus faible, avec la croissance du pouvoir d'arrêt électronique (quenching);
- l'efficacité lumineuse dépend de la fraction d'énergie déposée pour créer des électrons δ .

La plupart des modèles ont pour base l'idée que l'émission radiative est produite dans les centres $(\text{Tl}^+)^*$ (Tl^+ -excité). Les deux types de porteurs (électrons et trous) ont un rôle important dans le bilan: énergie déposée - lumière émise.

Supposons que dans le cristal de CsI, l'ion de Tl (Tl^+) soit donneur et que par les vibrations thermiques du réseau cristallin existe la possibilité qu'il perde encore un électron. Au passage de la particule ionisante, une colonne de plasma autour de la trajectoire est alors formée; l'équilibre local est perturbé. A l'intérieur, les trous sont facilement capturés par les ions Tl^+ et les électrons par les ions Tl^{++} . Le Tl^+ résultant, excité, $(\text{Tl}^+)^*$, se désexcite par émission de la radiation d'intérêt $h\nu$ ($\approx 5500 \text{ \AA}$):



L'alternative à ce scénario est de supposer que Tl^+ a une grande affinité pour les électrons et qu'il va capturer un électron pour former $(\text{Tl}^0)^*$. Les trous vont être capturés cette fois par Tl^0 et l'équilibre va se rétablir par les réactions suivantes:



Le formalisme mathématique sera le même pour les deux scénarios.

Il faut aussi remarquer que les défauts du réseau peuvent introduire à leur tour des niveaux plus profonds qui peuvent intervenir dans la production de pièges pour les porteurs. A cause de cela, il y a des émissions non-radiatives.

Les équations de la variation en temps de la concentration de porteurs sont les suivantes:

$$\begin{aligned} -\frac{dn_e(x, t)}{dt} &= [(\Lambda_{A_e} N_A + \Lambda_{D_e} (N_D + N_n))]n_e(x, t) \\ &+ \Lambda_R n_h(x, t)n_e(x, t) \end{aligned} \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} -\frac{dn_h(x, t)}{dt} &= [(\Lambda_{A_h} \Delta N_A + \Lambda_{D_h} (N_D + N_n))]n_h(x, t) \\ &+ \Lambda_R n_e(x, t)n_h(x, t) \end{aligned} \quad (4.5)$$

où les quantités suivantes sont:

$n_{e,h}(x, t)$	les concentrations des porteurs (électrons et trous)
$\Lambda_{A_e} N_A$	la probabilité de capture des électrons par les centres activateurs (TI)
$\Lambda_{D_e}(N_D + N_n)$	la probabilité de capture des électrons par les centres formés à cause de défauts existants N_D ou créés $N_n \propto S_n$ dans le réseau (S_n pouvoir d'arrêt nucléaire)
$\Lambda_R n_h(x, t)$	la probabilité de recombinaison des électrons avec les trous (quenching)
$\Lambda_{A_h} \Delta N_A$	la probabilité de capture des trous par les centres d'activateurs (TI)
$\Lambda_{D_h}(N_D + N_n)$	la probabilité de capture des trous par les centres formés à cause de défauts dans le réseau (participation au quenching)
$\Lambda_R n_e(x, t)$	la probabilité de recombinaison des trous avec les électrons (quenching).

Les concentrations initiales de porteurs (électrons et trous) dans le volume de la colonne primaire sont proportionnelles au pouvoir d'arrêt électronique. Le système d'équations (4.4, 4.5) est facilement soluble si l'on fait certaines hypothèses simplificatrices qui sont décrites dans [PAR00] et qui peuvent se résumer:

- les coefficients $\Lambda_{A_e} N_A$ et $\Lambda_{A_h} \Delta N_A$ sont constants;
- $\Lambda_{D_h} \approx \Lambda_{D_e} = \Lambda_D$ pour avoir un nombre limité de paramètres de fit;
- les tests faits ont montré que $(\Lambda_{A_h} \Delta N_A + \Lambda_D N_D) / (\Lambda_{A_e} N_A + \Lambda_D N_D) \approx 1$;
- la concentration de trous $n_h(x, t)$ est une fonction linéaire de la concentration des électrons $n_e(x, t)$.

Si l'on choisit le premier scenario (équation (4.4)) la réponse lumineuse par unité de parcours pour la particule primaire est obtenue par l'intégration par rapport au temps du terme:

$$\left(\frac{d^2 L(x, t)}{dx dt} \right)_p = a \epsilon \pi r_c^2 \Lambda_{A_e} N_A n_e(x, t),$$

où a est une constante multiplicative, ϵ l'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction (≈ 10 eV), r_c le rayon de la colonne primaire formée par le passage de la particule ionisante. A partir du seuil e_δ de l'énergie de la particule arrêtée dans le cristal, des électrons δ sont créés. En quittant la colonne primaire, ils emportent la fraction \mathcal{F} de l'énergie déposée dans l'élément infinitésimal de trajectoire dx , et diminuent la concentration d'électrons dans la colonne primaire. En dehors de la colonne primaire, les rayons δ n'induisent pas de défauts dans le réseau mais ils produisent à leur tour des ionisations secondaires. Les porteurs (électrons et trous) générés ont des concentrations très faibles et la probabilité de recombinaison est négligeable. Les équations (4.4, 4.5)

deviennent plus simples et elles sont découplées; les solutions étant des simples exponentielles en temps. Par intégration sur le parcours, ou sur l'énergie, on obtient une formule pour L :

$$\begin{aligned}
L &= a_G \left[\int_0^{E_\delta} \frac{1}{a_R S_e(E)} \ln \left(1 - \frac{a_R S_e(E)}{1 + a_n S_n(E) + a_R S_e(E)} \right)^{-1} \frac{dE}{1 + S_n(E)/S_e(E)} \right. \\
&+ \int_{E_\delta}^{E_0} \frac{1 - \mathcal{F}(E)}{y(E) a_R S_e(E)} \ln \left(1 - \frac{y(E) a_R S_e(E)}{1 + a_n S_n(E) + a_R S_e(E)} \right)^{-1} \frac{dE}{1 + S_n(E)/S_e(E)} \\
&\left. + \int_{E_\delta}^{E_0} \frac{\mathcal{F}(E) dE}{1 + S_n(E)/S_e(E)} \right], \tag{4.6}
\end{aligned}$$

ou $y(E) = 1 - \mathcal{F}(E) a_R S_e(E) / (1 + a_n S_n(E) + a_R S_e(E))$.

Les pouvoirs d'arrêt électronique - $S_e(E)$ et nucléaire - $S_n(E)$ ont été calculés à partir des pouvoirs d'arrêt de Ziegler [ZIEGLER]. Pour le pouvoir d'arrêt électronique une charge effective a été utilisée: $Z_{eff} = \gamma_{eff}(E, Z, A) \times Z$ ou $\gamma_{eff}(E, Z, A)$ a été repris de Hubert [HUB90] au-dessus de 2.5 MeV/A, et de Ziegler au-dessous de 2.5 MeV/A. L'expression de $\mathcal{F}(E)$ a été développée dans la référence [PAR00] et est bien approximée par l'expression:

$$\mathcal{F} \approx \frac{1}{2} \frac{\ln(\beta^2/\beta_\delta^2)}{\ln[(2m_e c^2/I)\beta_\delta^2] + \ln(\beta^2/\beta_\delta^2)}$$

ou $\beta_\delta^2 \approx 2e_\delta/931.5$ est la variable cinématique (vitesse de la particule divisée par la vitesse de la lumière), $I = 579.8$ eV est le potentiel d'ionisation et $m_e c^2 = 0.511$ MeV¹.

Les paramètres a_G , a_R , a_n , $e_\delta = E_\delta/A$ de la formule (4.6) ont été obtenus par un fit global sur les données (produits de réaction) du système $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à 32 et 50 MeV/A. La lumière totale expérimentale $\propto Q_0$ a été déduite à l'aide des équations (4.3) à partir des signaux lent et rapide. Rappelons que l'énergie E_0 déposée dans les CsI(Tl) a été calculée à l'aide des détecteurs Silicium de 300 μm à partir des calculs de perte d'énergie. Une fois trouvés les paramètres de fit, nous pouvons recalculer la quantité de lumière pour la même énergie et, dans une carte de type L vs. E_0 , la comparer aux valeurs expérimentales (figure 4.4). L'accord est tout à fait remarquable.

De la même manière, nous pouvons construire les cartes de type ΔE_{S_i} vs. Q_0 (matrices d'identification expérimentales pour les couronnes 2 - 9) et les comparer avec les cartes générées ΔE_{S_i} vs. L . A nouveau, l'accord est remarquable et on observe un écart en ΔZ inférieur à l'unité pour $Z = 40$. Le premier but de tous ces calculs est de trouver une calibration en énergie pour les scintillateurs de CsI(Tl). Avec les 4 paramètres trouvés nous pouvons recalculer l'énergie perdue dans le scintillateur E_{calc} , à partir de la lumière expérimentale Q_0 par une méthode numérique itérative. Sur la figure 4.6 on fait la comparaison entre cette énergie et l'énergie E_{true} (déterminée par le calcul de perte d'énergie dans le Si) et on observe que la déviation relative est de moins de 5 % pour la plupart des données et de 5-10 % pour les énergies les plus faibles: $E/A < 5$ MeV/A.

L'expression (4.6) est difficile à manipuler car elle implique une intégration numérique, ce qui nécessite un temps de calcul important. Pour éviter ce problème une intégration analytique serait plus indiquée.

1. Les informations détaillées sur tous ces calculs se trouvent dans la référence [PAR00].

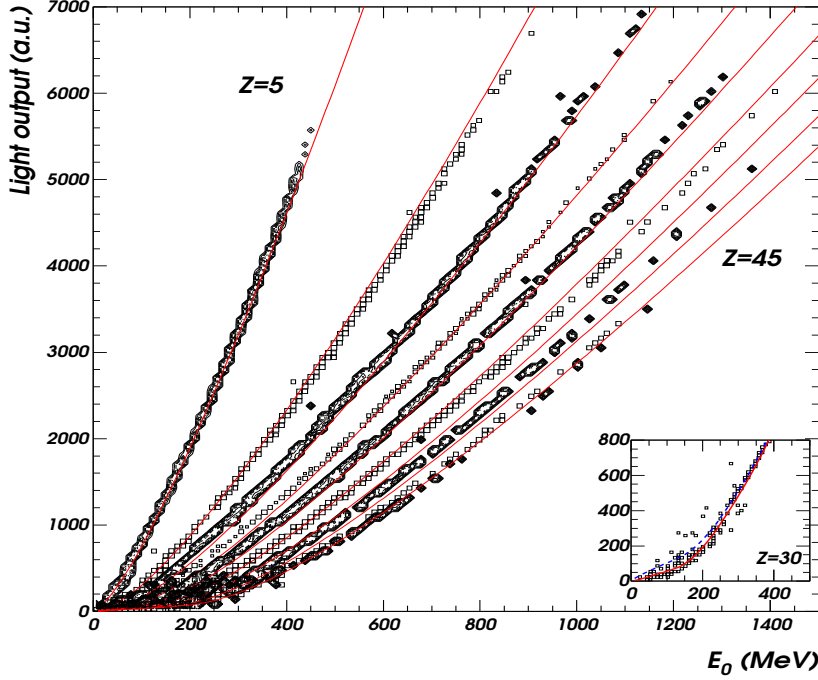


FIG. 4.4 – Lumière totale en fonction de l'énergie E_0 (module 2 couronne 3) - données Xe+Sn 32 et 50 MeV/A et courbes générées par l'équation (4.6). Dans la petite case est un zoom pour basses énergies, ou en tiret est la courbe de l'équation (4.6) quand le terme de quenching nucléaire $a_n S_n(E)$ est 0.

Quelques approximations sont nécessaires pour réaliser cela:

1. le pouvoir d'arrêt électronique $(dE/dx)_e = C_e AZ^2/E$, avec C_e qui est pris égal à une constante;
2. le pouvoir d'arrêt nucléaire $(dE/dx)_n = C_n AZ^2/E$, avec C_n qui est pris égal à une constante;
3. la fraction \mathcal{F} calculée avec une fonction de type échelle[PAR00]:

$$\mathcal{F}(E) = \begin{cases} 0, & E/A \leq a_3 \\ a_4, & E/A > a_3 \end{cases} \quad (4.7)$$

Dans ces conditions, on obtient pour L une expression très facile à manipuler:

$$L = a_1 \left\{ E_0 \left[1 - a_2 \frac{AZ^2}{E_0} \ln \left(1 + \frac{1}{a_2 AZ^2/E_0} \right) \right] + a_2 a_4 AZ^2 \ln \left(\frac{E_0 + a_2 AZ^2}{E_\delta + a_2 AZ^2} \right) \right\} \quad (4.8)$$

ou, $E_\delta = a_3 \cdot A$. Les paramètres a_1 , a_2 , a_3 et a_4 sont aussi trouvés par un fit global des données.

Le seuil en énergie pour la production des électrons δ ($\propto a_3$) et la fraction $\mathcal{F} = a_4$ pour $E > E_\delta$ sont des caractéristiques intrinsèques du cristal CsI(Tl). Après de

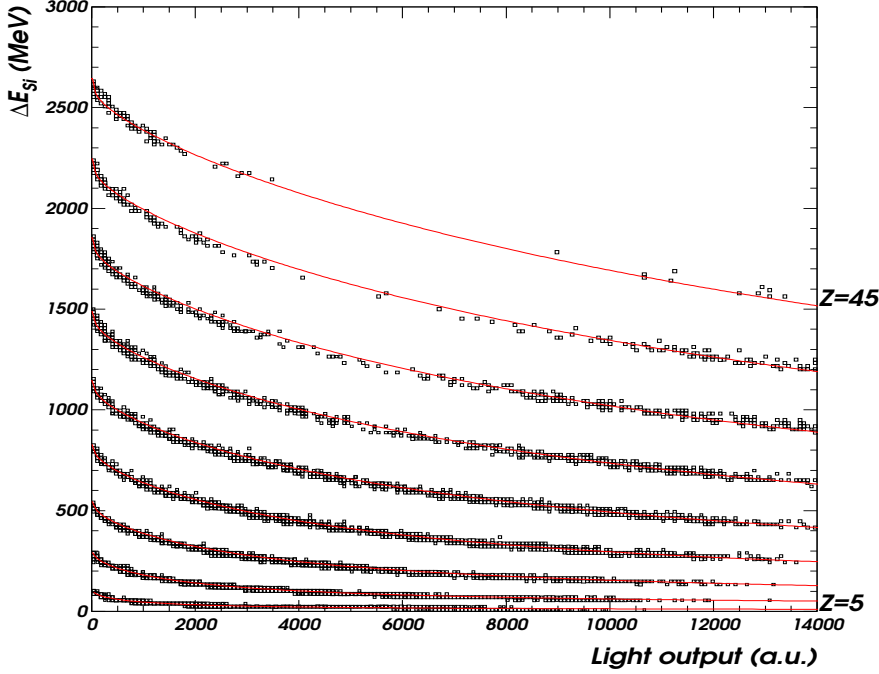


FIG. 4.5 – Carte ΔE_{S_i} - Lumière et courbes générées par l'équation (4.6).

nombreux tests et essais nous avons décidé de fixer les paramètres a_3 et a_4 aux valeurs qui donnent des bons résultats: $a_3 = 1.0$, $a_4 = 0.27$. Les cristaux CsI(Tl) de la même couronne ont la même forme, la même concentration de Tl et les photomultiplicateurs ont le même gain. Dans ces conditions on attend pour les paramètres a_1 , a_2 le comportement suivant:

$$a_1 \propto f_{geom} \times f_{PMT}, \quad a_2 \propto \frac{1}{f_{conc}}$$

où f_{geom} est un facteur dépendant de la géométrie du cristal, f_{PMT} est un facteur dépendant du gain du photomultiplicateur et f_{conc} un facteur dépendant de la concentration du Tl. Le comportement du paramètre a_2 suggère que plus la concentration de Tl est élevée, moins les effets de recombinaison seront importants. Sur la figure 4.8a) et 4.8b) on observe que les paramètres a_1 et a_2 ont des valeurs constantes en fonction du module (couronne 2). Le paramètre a_1 corrigé du facteur géométrique suit le gain du photomultiplicateur (figure 4.8c)). Avec un jeu de paramètres a_3 , a_4 bien choisi nous avons observé que sont obtenus des bons résultats en faisant le fit seulement sur les particules légères; sur la figure 4.8d) sont représentées les valeurs du paramètre libre a_1 en fonction de la limite supérieure en Z pris en compte pour le fit.

Pour vérifier cette formule plus simple, on va faire le même genre de figures que dans le cas du calcul exact (figure 4.7). On voit que l'accord n'est pas, cette fois, si bon pour la représentation L vs. E_0 . Les figure 4.9, 4.10 montrent cependant un accord acceptable pour les cartes ΔE_{S_i} vs. L , ainsi que pour les déviations relatives des énergies recalculées. Différents tests faits pour le fit, nous ont amenés à conclure que par un choix

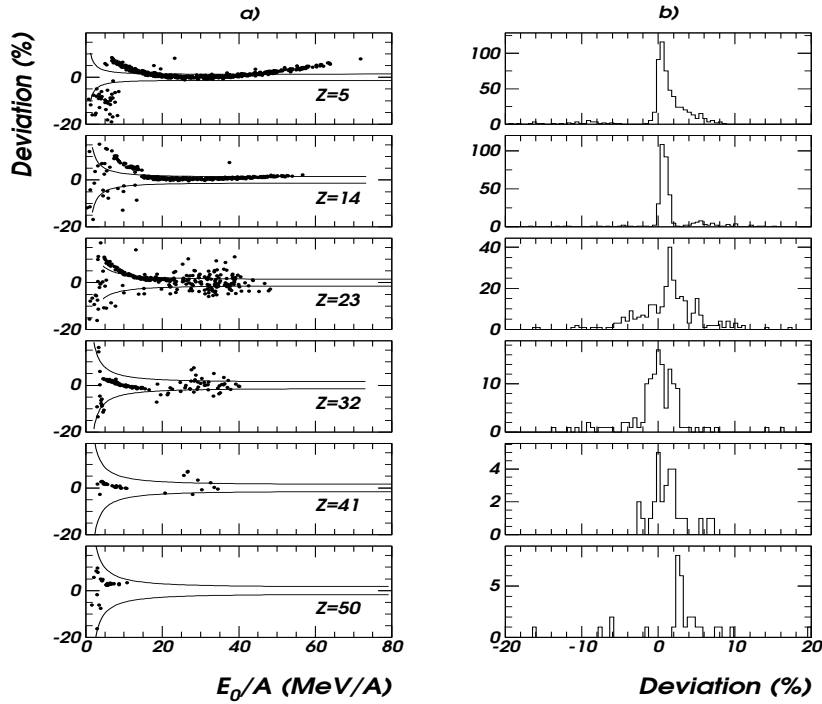


FIG. 4.6 – *Ecart* (%) de l'énergie recalculée par une méthode itérative à partir de l'équation (4.6) en fonction de E_0/A (a) et leurs projections (b). La région entre les lignes représente la zone de précision du calcul de la valeur E_0 .

convenable des paramètres a_2 , a_3 , a_4 nous pouvons obtenir la même qualité en gardant seulement le paramètre a_1 libre. La vitesse de calcul est alors nettement supérieure. Une bonne homogénéité des données pour les différentes campagnes est aussi à mentionner.

En conclusion, pour l'avenir il y a un avantage incontestable à utiliser la formule exacte qui a été mise en œuvre jusqu'à présent sur un module d'INDRA seulement. Pour cela il convient d'étudier comme cela a été réalisé avec la formule approchée, les paramètres avec un nombre de modules représentatifs de l'ensemble. Puis une tabulation de la réponse en lumière (L versus E et Z , A) devra être réalisée de façon à réduire considérablement le temps de calcul.

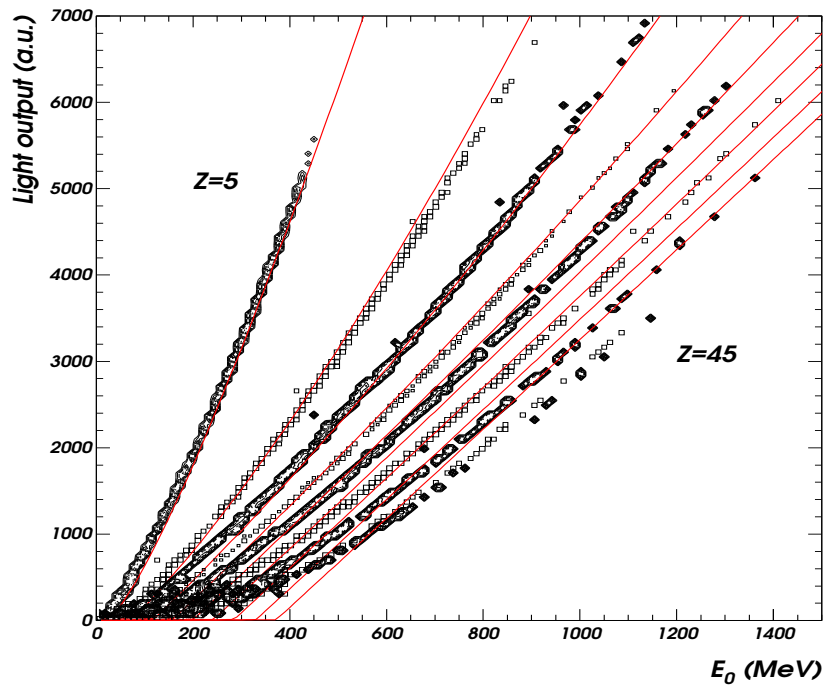


FIG. 4.7 – Même représentation que dans la figure 4.4, mais les courbes sont générées par l'équation (4.8).

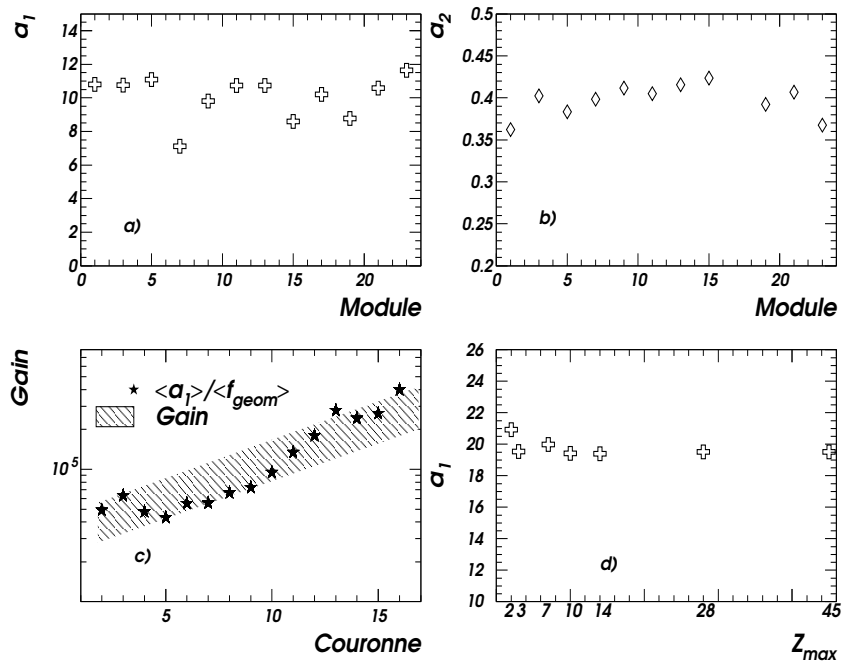


FIG. 4.8 – a), b) Paramètres de fit a_1 et a_2 pour toutes les modules de la couronne 2. c) Paramètre $\langle a_1 \rangle$ (moyenne sur tous les modules d'une couronne) et le gain correspondant en fonction de la couronne. d) Variation du paramètre a_1 en fonction de la limite supérieure en Z pris en compte pour fit.

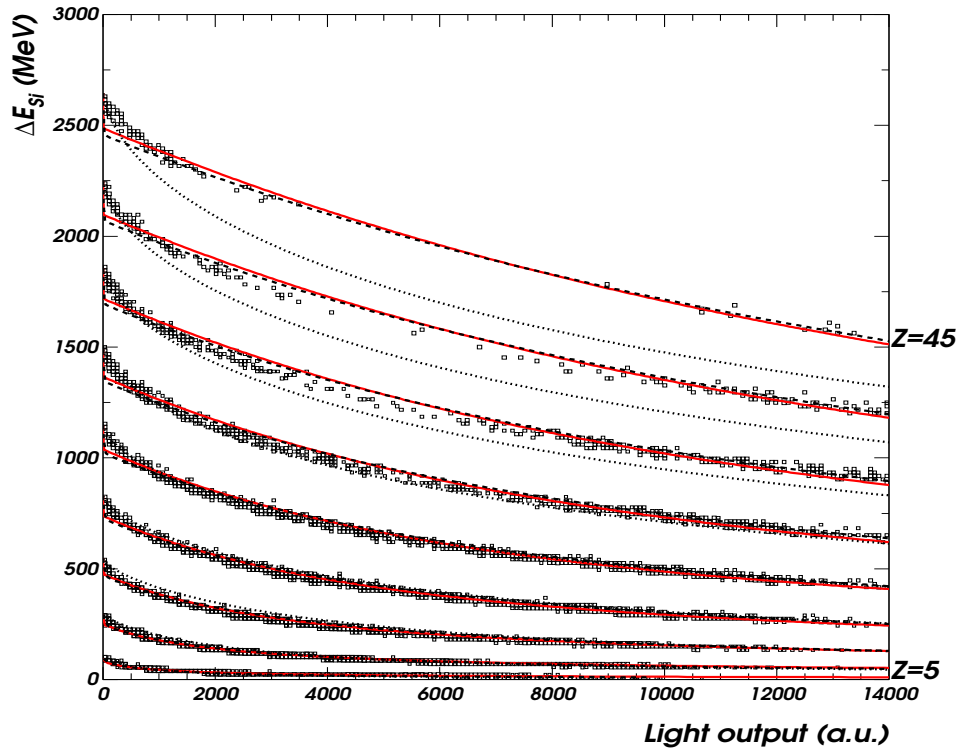


FIG. 4.9 – Carte ΔE_{Si} – Lumière ou les courbes en trait plein sont générées par l'équation (4.8) et en tiret par une autre approximation de \mathcal{F} qui permet également une intégration analytique [PAR00]. Le cas où l'effet des électrons δ est négligé est tracé en pointillé.

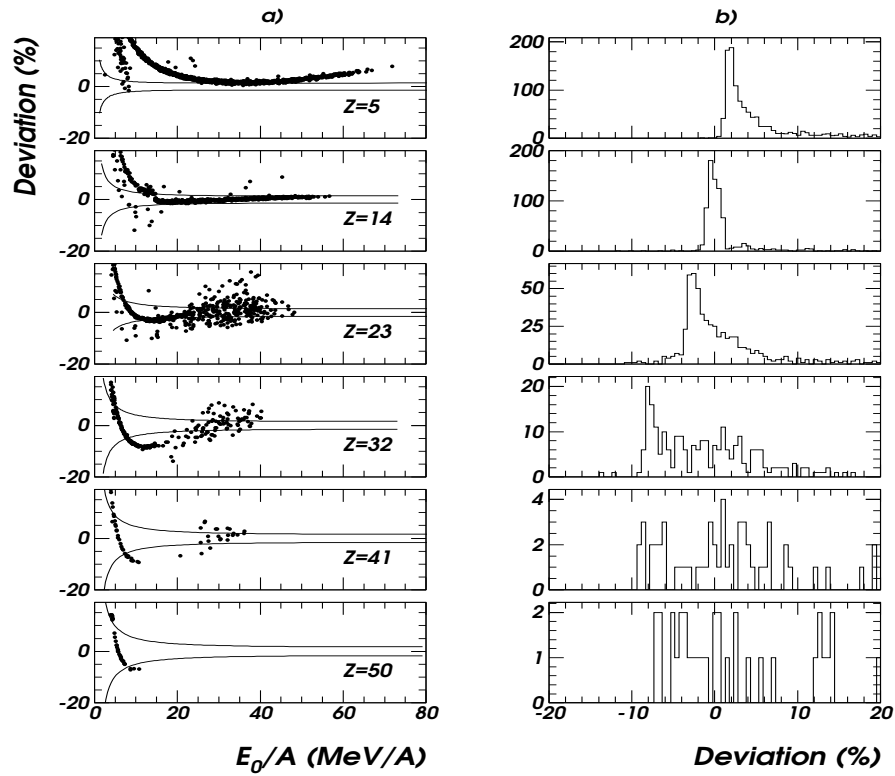


FIG. 4.10 – Môme représentation sur la figure 4.6, mais les énergies sont recalculées à partir de l'équation (4.8).

Chapitre 5

Multifragmentation des systèmes

$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A et
 $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ à 36 MeV/A.

5.1 Introduction.

L'origine profonde de la multifragmentation est encore débattue aujourd'hui malgré les gros progrès réalisés, au plan expérimental, avec la mise en service de multidétecteurs de seconde génération comme INDRA. Un obstacle expérimental majeur résidait jusqu'à récemment dans la difficulté qu'il y avait à bien définir le système dont on souhaite étudier la multifragmentation.

Cet obstacle a été franchi à l'aide des données de très grande qualité obtenues avec INDRA et l'étude de la multifragmentation d'un système formé de la quasi-totalité (fusion quasi complète) des nucléons provenant des collisions entre noyaux très lourds est devenue réalité.

Ce type d'étude constitue un cadre tout à fait privilégié pour aborder dans les meilleures conditions possibles la recherche d'effets de volume [FRA98-TH] et permettre une confrontation pleine de sens avec les modèles [FRA98-TH, NEI99-TH].

Après un bref rappel des méthodes utilisées pour parvenir à la sélection des événements d'intérêt, une présentation des comparaisons données - calculs les plus actuels concernant les propriétés statiques et dynamiques moyennes des fragments sera faite.

L'accord avec les données de deux approches théoriques (dynamique et statistique) constitue le point de départ de ce travail: la nécessité de contraindre encore les modèles avec les données plus exclusives que sont les corrélations fragment - fragment.

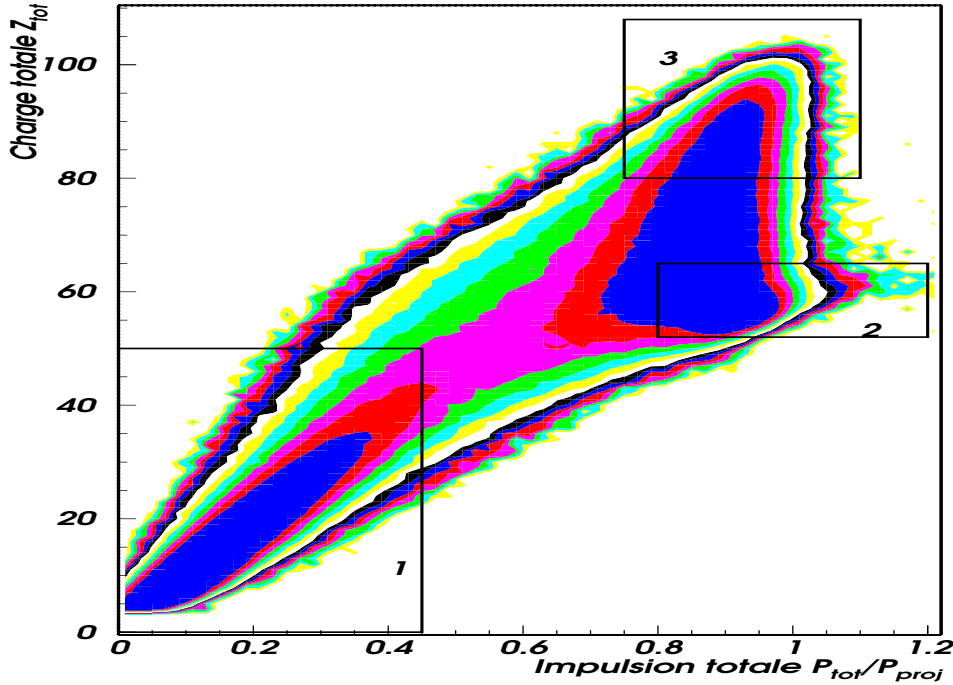


FIG. 5.1 – Représentation bidimensionnelle charge totale détectée – impulsion totale détectée normalisée à l'impulsion du projectile, pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A.

5.2 Rappel des méthodes de sélection.

5.2.1 Événements complets.

L'analyse la plus correcte possible est faite à l'aide d'une sélection des événements les plus complets. Pour exploiter au maximum les performances du détecteur INDRA on va définir la complétude des événements par:

1. Une somme totale de la charge détectée $Z_{tot} = \sum_i Z_i$ qui est:
 - $\geq 77\%$ de la charge totale du système $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ à 36 MeV/A ($Z_{tot} = 120$)
 - $\geq 75\%$ de la charge totale du système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A ($Z_{tot} = 80$)
2. Une impulsion totale, dans la direction du faisceau, supérieure au 80% de l'impulsion du projectile. Comme INDRA ne détecte pas la masse, pour l'impulsion totale on utilise le produit de la charge par la vitesse:

$$P_{tot} = \sum_i Z_i v_i . \quad (5.1)$$

Pour se rendre compte des conditions de complétude, on peut regarder l'évolution des corrélations événement par événement entre la charge totale détectée et l'impulsion

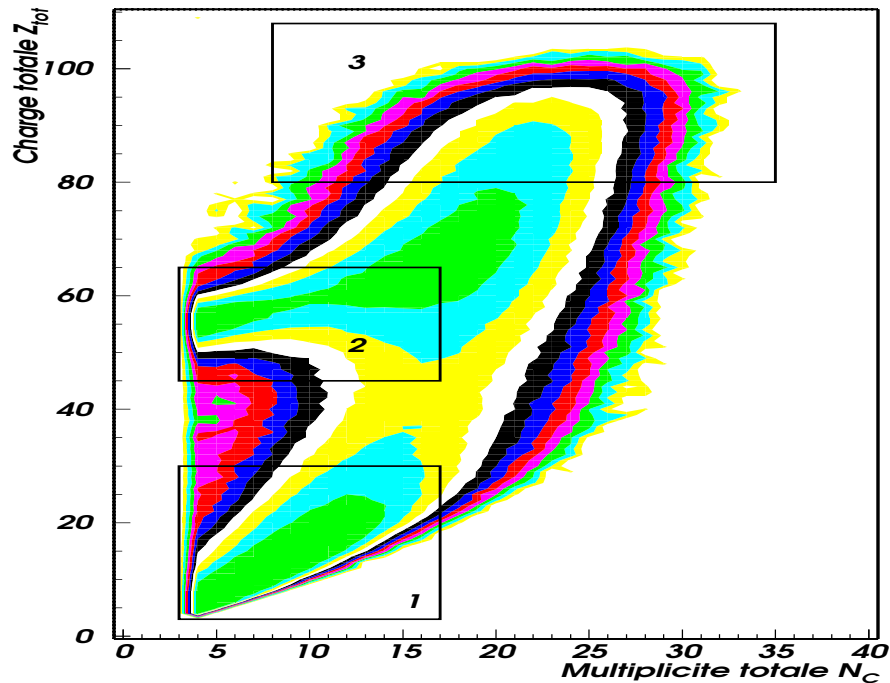


FIG. 5.2 – Représentation bidimensionnelle charge totale détectée – multiplicité totale de particule chargé, pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A.

totale mesurée normalisé à l'impulsion du projectile (figure 5.1) ou la multiplicité totale de produits chargés N_C (figure 5.2) pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A. On voit qu'une large gamme en Z_{tot} d'un côté et en impulsion totale ou en multiplicité totale de l'autre côté est peuplée.

On distingue la zone des événements où ni le résidu du projectile (échappé aux angles inférieurs à 2° , angle inférieur de détection d'INDRA), ni le résidu de la cible stoppé dans l'épaisseur de la cible ou dans les chambres d'ionisation n'ont pu être identifiés (zone 1 - petites charges et impulsions ou multiplicités totales). Les événements où le quasi-projectile diffusé aux angles supérieurs à 2° a été détecté tandis que le résidu du noyau cible ne l'est toujours pas, sont concentrés dans la zone 2.

Enfin, au-delà de $Z_{\text{tot}} \approx 60 - 70$, la charge totale détectée augmente avec le nombre de produits chargés détectés N_C , tandis que la largeur de la distribution en impulsion totale diminue et sa valeur moyenne s'approche de 90 %. C'est le domaine des événements "complets" - zone 3 - qui englobe en particulier ceux provenant d'une source formée par la fusion incomplète des deux partenaires de la réaction [FRA00-1].

5.2.2 Sélection d'événements de source unique.

Les événements de multifragmentation d'une source unique sont sélectionnés parmi les événements complets. On utilise pour cela une **variable globale**. L'analyse en va-

riable globale utilise des combinaisons quadratiques de composantes des impulsions $p_i \times p_j$ et elle est utilisée principalement dans la physique des particules. Les variables globales servent souvent à caractériser **la forme de l'événement** dans l'espace des impulsions. Ici nous utilisons le tenseur cinétique de flot (**kinetic flow tensor**):

$$F_{ij} = \sum_{\nu} \omega(\nu) p_i(\nu) p_j(\nu) \quad (5.2)$$

où $p_i(\nu)$ est la i ème composante cartésienne du ν ème fragment de l'événement et $\omega(\nu)$ est un poids avec la valeur $1/2m(\nu)$ ($m(\nu)$ - la masse du ν ème fragment). Les valeurs propres de ce tenseur sont $\lambda_3 \geq \lambda_2 \geq \lambda_1$, ($\sum_{i=1}^3 \lambda_i = 1$).

A partir de ces valeurs propres sont définies la **sphéricité**:

$$S = \frac{3}{2}(1 - \lambda_3) \quad (5.3)$$

avec les valeurs extrêmes 0 (événements allongés) et 1 (événements sphériques), et la **coplanarité**:

$$C = \frac{\sqrt{3}}{2}(\lambda_2 - \lambda_1) \quad (5.4)$$

avec les valeurs allant de 0 à $\sqrt{3}/2$, atteignant sa valeur maximale pour des formes très aplaties.

Les vecteurs propres (\vec{e}_1 , \vec{e}_2 , \vec{e}_3) associés aux valeurs propres λ_1 , λ_2 , λ_3 définissent un **ellipsoïde caractéristique de l'événement** dans l'espace des énergies cinétiques.

L'angle de flot (θ_{flot}) est l'angle entre la direction du faisceau et le 3-ème axe de l'ellipsoïde caractéristique de l'événement, c'est-à-dire la direction du plus grand flot global d'énergie, et:

$$\cos \theta_{flot} = \vec{e}_3 \cdot \vec{k} / (|\vec{e}_3| |\vec{k}|) \quad (5.5)$$

où \vec{k} est le vecteur qui donne la direction du faisceau.

Une distribution (figure 5.3) piquée vers l'avant (vers des petites valeurs de θ_{flot}) montre que les événements ont gardé la mémoire de la voie d'entrée (caractère binaire dominant), tandis qu'une distribution plate révèle une émission des fragments par un système ayant perdu toute mémoire de la voie d'entrée. Le comportement de cette distribution pour les événements complets de la zone 3, figure 5.2, montre, justement, qu'à partir de 60° en θ_{flot} , la distribution est pratiquement plate. On verra dans la suite que ces considérations peuvent fournir un nouveau critère de sélection des événements basé sur les valeurs du θ_{flot} .

Pour aller plus loin avec la sélection, regardons la diagramme Wilczynski des événements complets, diagramme qui relie l'énergie cinétique totale de produits chargés dans le référentiel du centre de masse et l'angle de flot - figure 5.4. On va donc demander que l'angle de flot soit supérieur à 60° - la zone située à la droite de la ligne verticale. L'argument est que la désexcitation d'un système qui a fusionné conduira à tous les angles de flots (isotropie) tandis que les collisions binaires dissipatives disparaîtront quand cet angle sera assez grand, permettant d'isoler un phénomène presque pur: l'émission des fragments à partir d'une source unique qui multiframe. Une limite supérieure en énergie cinétique totale dans le référentiel du centre de masse sera aussi utilisée pour

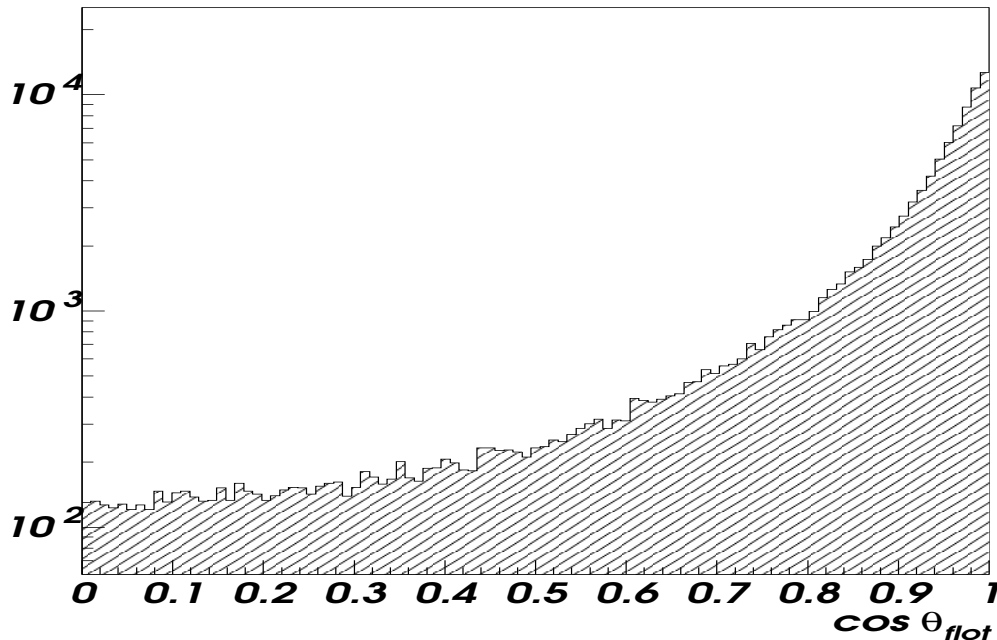


FIG. 5.3 – *Distribution θ_{flot} pour les événements complets (système $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à 32 MeV/A).*

sélectionner l'ensemble des événements les plus dissipatifs: la zone située en dessous de la ligne horizontale.

En conclusion, la majorité des événements qui correspondent aux collisions binaires dissipatives ne sont pas retenus par une sélection des événements à grand θ_{flot} . Cette sélection permet ainsi d'isoler un lot d'événements de fusion - multifragmentation le plus pur possible comme on le verra lors d'une comparaison $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ et $0^\circ \leq \theta_{flot} \leq 30^\circ$ dans le chapitre 7 relatif aux corrélations en charge.

Dans les références [LEC96, FRA98-TH, FRA00-1] la qualité de cette variable globale est clairement démontrée pour les systèmes lourds; par contre la sélection faite ici peut être s'avérer trop sévère si la source unique qui multifragmente est déformée [BOU-TH, FEV-TH].

5.3 Le modèle de multifragmentation SMF - BoB.

La force nucléaire est une force attractive à longue portée et répulsive à très courte portée; ces caractéristiques sont similaires à celles de la force qui gouverne l'interaction des molécules d'un fluide décrit par une équation d'état de type van der Waals. L'interaction "de type" van der Waals est caractéristique des fluides réels et pour ces raisons on s'attend à avoir une phénoménologie des transitions de phase de la matière nucléaire

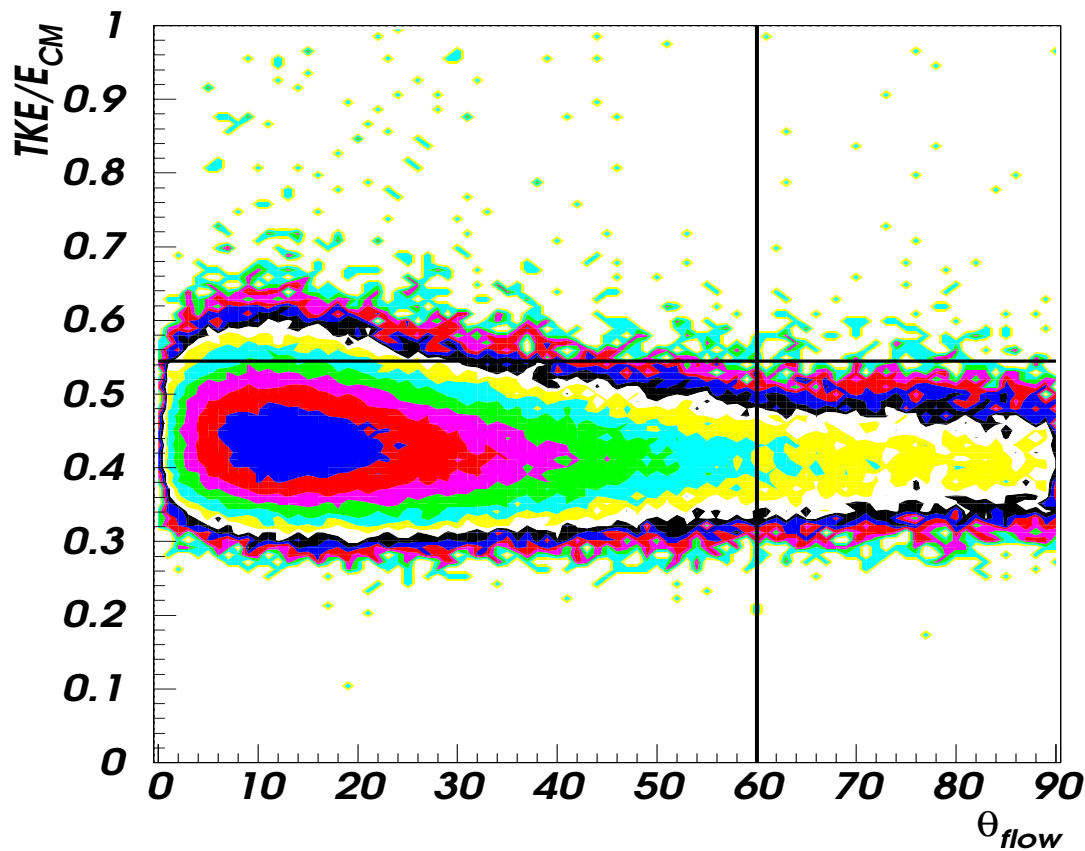


FIG. 5.4 – Diagramme Wilczynski pour les événements complets. Système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à $32 \text{ MeV}/A$.

semblable à celles des fluides réels (liquide-gas). Bien entendu, le diagramme de phase de la matière nucléaire n'est pas suffisamment connu parce qu'il est difficile d'extraire des informations pertinentes à partir des observations expérimentales. Le système nucléaire, pendant la collision, peut explorer un vaste domaine du diagramme de phase nucléaire; la production de fragments observée expérimentalement pourrait être reliée à une transition de phase de type liquide-gas.

Dans une représentation des isothermes d'une équation de type van der Waals et d'une variante de l'équation d'état de la matière nucléaire [JAQ83] (figure 5.5) on observe une similitude évidente. La ligne qui relie les minimums et les maximums des isothermes s'appelle "ligne spinodale". L'intérieur de cette courbe où $\partial p/\partial \rho < 0$ définit une région instable du point de vue mécanique ("région spinodale") où les moindres fluctuations en densité vont conduire à la cassure du système, si celui reste suffisamment longtemps dans cette région.

La croissance exponentielle des fluctuations en densité pendant l'entrée du système

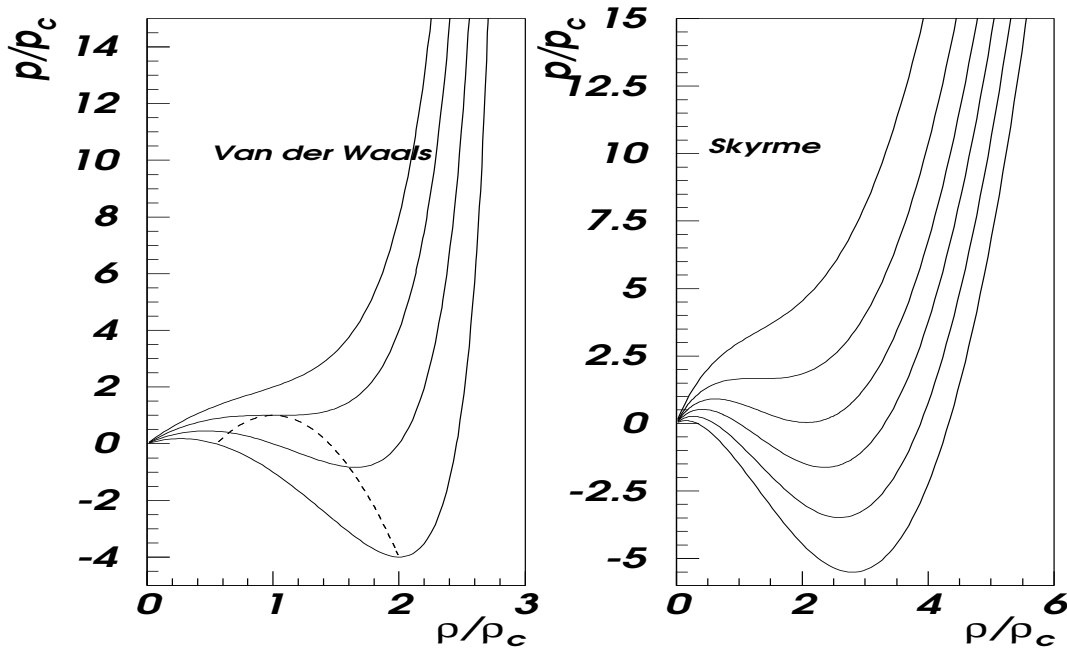


FIG. 5.5 – Représentation schématique des isothermes pour une équation de type van der Waals (représentation de l'équation d'état correspondantes) et pour l'équation d'état de la matière nucléaire [JAQ83]. p_c - pression critique, ρ_c - densité critique. En tiret la ligne spinodale; dans la région spinodale on voit $\partial p/\partial \rho < 0$.

dans la région spinodale est alors une explication possible à la formation des fragments. Les fluctuations en densité peuvent être assimilées à des modes collectifs avec une longueur d'onde λ et un temps caractéristique en matière infinie. Le domaine en longueur d'onde privilégié serait alors responsable de la formation des fragments avec un numéro atomique (Z) caractéristique. Mais différents processus parasites vont concourir à noyer ce signal pour un système fini (voir 7.1). Dans le chapitre 7 nous essayerons de mettre en évidence l'apparition des Z privilégiés dans les données expérimentales par une technique de corrélation et nous allons comparer à ceux-ci des résultats de calculs.

Les équations cinétiques sont les seuls outils utilisés pour simuler les collisions d'ions lourds. Elles décrivent l'évolution de la population d'une cellule d'espace de phase au cours de temps: la variation avec le temps de la fonction de distribution de densité $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ (\mathbf{r} , \mathbf{p} - coordonnées et impulsions) est liée au mouvement des particules d'une cellule à l'autre sous la présence d'un champ de force externe ($U(\rho(\mathbf{r}))$) et du terme de collision "à 2 corps" entre les particules (K_{coll}):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f - \nabla_{\mathbf{r}} U(\rho(\mathbf{r})) \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f = K_{coll} \quad .$$

L'adaptation de cette équation pour le cas nucléaire n'est pas très simple. Le terme qui est responsable du champ moyen est obtenu après une troncation de la hiérarchie

BBGKY. Le terme de collision, très important dans le cas nucléaire, devient plus compliqué: la matière nucléaire n'est pas assez "diluée" et le terme de blocage de Pauli est indispensable. Les températures typiques de 5-10 MeV atteintes pendant la collision et les énergies de bombardement de l'ordre de l'énergie de Fermi conduisent à des approximations de type semi-classiques.

Les calculs semi-classiques de type BNV (Boltzmann - Nordheim - Vlasov), BUU (Boltzmann - Uehling - Uhlenbeck) ou Landau-Vlasov prédisent l'apparition d'une phase de compression de la matière nucléaire pour des énergies incidentes de l'ordre de l'énergie de Fermi ($E/A \approx 30 - 40$ MeV/A) suivie d'une phase d'expansion conduisant dans la zone spinodale. Les fluctuations en densité sont alors responsables dans certaines conditions de l'évolution ultérieure du système, mais les descriptions dynamiques semi-classiques n'intègrent pas l'effet des fluctuations. Il faut compléter une équation cinétique de type Boltzmann par un terme qui va simuler l'effet des fluctuations: le traitement à la Langevin.

Dans le cadre de l'approche de type champ moyen standard (déterministe), le système est décrit par la fonction de distribution de densité à 1-corps $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, mais on sait que l'omission des corrélations à plusieurs-corps ne peut permettre d'étudier les instabilités de différentes natures [GUA96]. Ce problème est résolu en ajoutant un terme stochastique dans l'équation du champ-moyen (**stochastic mean field - SMF**), en analogie avec le traitement Langevin du mouvement Brownien. Dans ce cas il faut regarder l'évolution de l'**ensemble** de fonctions de distribution de densité à 1-corps $f^{(n)}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$. Le développement stochastique de l'équation de Boltzmann conduit à l'équation Boltzmann-Langevin où les collisions nucléon-nucléon sont considérées comme un processus aléatoire [AYI88, RAN90]. L'évolution en temps de chaque élément $f^{(n)}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ est donnée par une équation de type:

$$\frac{\partial f^{(n)}}{\partial t} - \{h[f^{(n)}], f^{(n)}\} = K[f^{(n)}] + \delta K^{(n)}[f^{(n)}] \quad (5.6)$$

où

- $\{\cdot\}$ - crochet de Poisson;
- $h[f^{(n)}]$ - le hamiltonien du système $h = \mathbf{p}^2/2m + U[f^{(n)}]$;
- K - l'intégrale de collision - partie moyenne;
- δK - le terme de Langevin qui rend compte des fluctuations de l'intégrale de collision.

Le potentiel du champ moyen correspond à une force de type Skyrme:

$$U(\rho) = A \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + B \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\sigma \quad (5.7)$$

avec $A = -356$ MeV, $B = 303$ MeV et $\sigma = 7/6$ (équation d'état pour la matière nucléaire "douce" - module d'incompressibilité de la matière nucléaire $\mathcal{K}_\infty = 200$ MeV) [BAR98].

Dans le cadre de la théorie Boltzmann-Langevin, une simulation plus réaliste de l'évolution du système sous l'action des fluctuations a été réalisée en remplaçant le

terme stochastique dans l'intégrale de collision δK par un terme stochastique δU qui correspond au potentiel: $\delta K[f] \rightarrow \delta K[f] = -\delta F[f] \partial f / \partial \rho$; où $\delta F(\mathbf{r}, t) = \partial U / \partial r$ est la force Brownienne associée et où $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ est la fonction de distribution de densité à 1-corps.

$$\frac{\partial f}{\partial t} - h[f], f = K[f] - \delta F[f] \frac{\partial f}{\partial \rho}.$$

Cette méthode est connue sous le nom de **Brownian One Body dynamics** (BoB) [GUA97]. Du point de vue calcul la procédure suivie pour la description des collisions est la suivante:

- l'évolution dynamique déterministe du système est décrite avec le code TWINGO [FRA98-TH]. Il s'agit d'une simulation de l'équation de Boltzmann nucléaire plus rapide que celle de BNV; dans le terme de collision une valeur constante de la section d'interaction nucléon-nucléon, sans dépendance en isospin, énergie ou en angle est prise: $\sigma_{nn} = 41$ mb. Ce code utilisé jusqu'à 100 fm/c, permet de s'assurer que le système entre profondément dans la zone spinodale (voir figure 5.6).
- retournons maintenant en arrière dans le temps, au temps de compression maximum (≈ 40 fm/c) (voir figure 5.6) l'équilibre local est atteint, le calcul stochastique peut alors être branché et l'évolution ultérieure du système et les amplitudes des fluctuations seront correctement décrites jusqu'à la formation et séparation des fragments.
- les fragments formés sont dans un état excité et pour simuler leur désexcitation nous avons utilisé le code SIMON [NGU98-TH]. La désexcitation est décrite dans le cadre du modèle statistique; la voie standard est de considérer des cassures binaires séquentielles, de l'évaporation des particules à la fission et la propagation des noyaux dans le champ coulombien mutuel.

5.4 Le modèle de multifragmentation SMM.

La description statistique de la multifragmentation vient naturellement si l'on considère que le système nucléaire excité est caractérisé par un grand nombre d'états microscopiques. La séparation en deux phases, fragments et nucléons peut être décrite d'une manière statistique. L'un des modèles les plus utilisés pour l'interprétation de données expérimentales de multifragmentation est le modèle SMM (**Statistical Multifragmentation Model**) [BON85-1, BON85-2, BON85-3, BON95-4].

L'ensemble des "partitions" $\{f\}$ possibles du système au moment de la fragmentation est défini par des ensembles de "nombres d'occupation" N_{AZ} ,

$$f : \{N_{AZ} ; 1 \leq A \leq A_0, 0 \leq Z \leq Z_0\} ,$$

où N_{AZ} est le nombre de fragments de masse A et de charge Z . A chaque partition correspond un grand nombre de "configurations"

$$\mathcal{F} : \{A_i, Z_i, \vec{p}_i, \epsilon_i, \vec{s}_i, \vec{r}_i; 1 \leq i \leq M\} ,$$

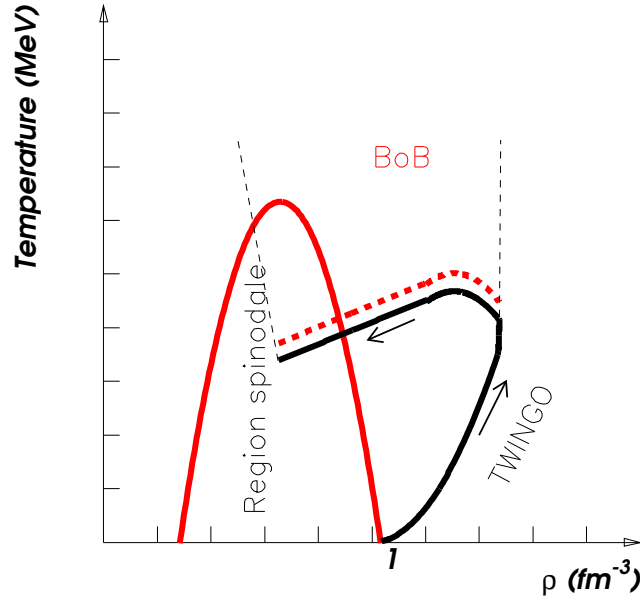


FIG. 5.6 – Représentation schématique de l'évolution du système du point de vue calcul. En trait plein l'évolution conforme au code TWINGO; le code BoB est branché avant que le système entre dans la région spinodale pour mieux amorcer les fluctuations (en trait pointillé).

où M est le nombre de fragments (y compris les nucléons et les clusters légers), p_i - l'impulsion du fragment, ϵ_i - l'énergie d'excitation du fragment, s_i - le spin du fragment, r_i - la position du fragment. Comme le système nucléaire considéré est un système fini, les trois ensembles microcanonique, canonique et macrocanonique ne sont pas équivalents.

Dans une première étape, SMM génère de manière statistique les partitions des fragments à basse densité. Le poids statistique de chaque partition de fragments est proportionnel à l'exponentielle de son entropie, à partir d'un ensemble microcanonique:

$$W_f = \exp [S_f(E_0, V, A_0, Z_0)]$$

où S_f est l'entropie de la partition de fragments f , E_0 l'énergie totale dans le référentiel du centre de masse, V le volume, A_0 , Z_0 la masse et la charge de la source. A l'aide des relations de la thermodynamique on peut calculer S_f et E_f - l'énergie totale de la partition à partir de l'énergie libre. L'entropie et l'énergie de la partition sont exprimées en fonction de l'énergie libre F_f :

$$S_f = - \left(\frac{\partial F_f}{\partial T} \right)_{V, N_A, Z} , \quad E_f = F_f + TS_f ,$$

où T est la température microcanonique du système. L'énergie libre de la partition est une somme des énergies libre de translation, des énergies internes et de l'interaction coulombienne.

Calcul	$E_{thermique}^*$ MeV/A	ϵ_{rad} MeV/A	V	Z_{source}	A_{source}
SMM	5.0	0.6	$3V_0$	85	202
BoB			$3V_0$	80	190

TAB. 5.1 – Paramètres libres utilisés dans le modèle SMM [BOU-TH, NEI99-TH] (système $Xe+Sn$ 32 MeV/A). Pour comparaison, les caractéristiques de la source trouvées dans le calcul BoB à 200 fm/c après le début de la collision (temps médian de formation des fragments). Le volume V dans le cas du calcul SMM est le volume lié à la densité ($\rho_0/3$) et dans le cas du calcul BoB est "l'enveloppe" du système qui multifragmente.

La deuxième étape consiste en la propagation des fragments dans le champ coulombien et leur désexcitation par émission secondaire de fragments et particules. Pour les fragments primaires avec $5 \leq A_f \leq 16$ la désexcitation est traitée de façon microscopique ("Fermi break-up"). Pour les fragments avec $A_f > 16$ un processus d'évaporation séquentielle de type Weisskopf est utilisé pour décrire la désexcitation.

Dans ce modèle il est possible de simuler une phase d'expansion du système à l'aide d'une partie de l'énergie d'excitation thermique transformée en énergie collective radiale (ϵ_{rad}); il est supposé que si cette composante ne dépasse pas 3 MeV/A, l'influence sur la fragmentation est négligeable mais elle va introduire une vitesse supplémentaire aux fragments.

Les paramètres d'entrée de ce modèle sont l'énergie d'excitation, la taille de la source qui multifragmente (A et Z), le volume (densité) de la source et une éventuelle énergie d'expansion.

5.5 Confrontation de l'expérience avec les deux modèles.

Les deux systèmes précédemment cités ont été considérés pour faire plusieurs comparaisons des données statiques et dynamiques moyennes avec les calculs BoB: $^{129}Xe + ^{119}Sn$ à 32 MeV/A et $^{155}Gd + ^{238}U$ à 36 MeV/A. Seul le premier système est considéré ici dans le cas des calculs SMM.

Les événements expérimentaux ont satisfait le critère de complétude décrit dans la section 5.2.1. Le tenseur cinétique a été calculé pour les événements avec au moins trois fragments ($Z_F \geq 5$). Les événements de fusion-multifragmentation ont été sélectionnés par une condition sur θ_{flot} supérieur ou égal à 60° . Dans les calculs BoB, les événements de multifragmentation ont été sélectionnés à l'aide du $\sum Z_F \geq 60 - ^{129}Xe + ^{119}Sn$ ou $\sum Z_F \geq 82 - ^{155}Gd + ^{238}U$ et $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ [FRA98-TH]. La comparaison entre calculs et données pour différentes grandeurs et variables globales, a permis de vérifier la similitude des sélections. Pour simuler les effets dus au détecteur (seuils en énergie, acceptation géométrique du détecteur, identification, etc.) nous avons "filtré" les résultats du calcul [FILTRE].

Il faut souligner le fait remarquable dans nos comparaisons que les distributions en

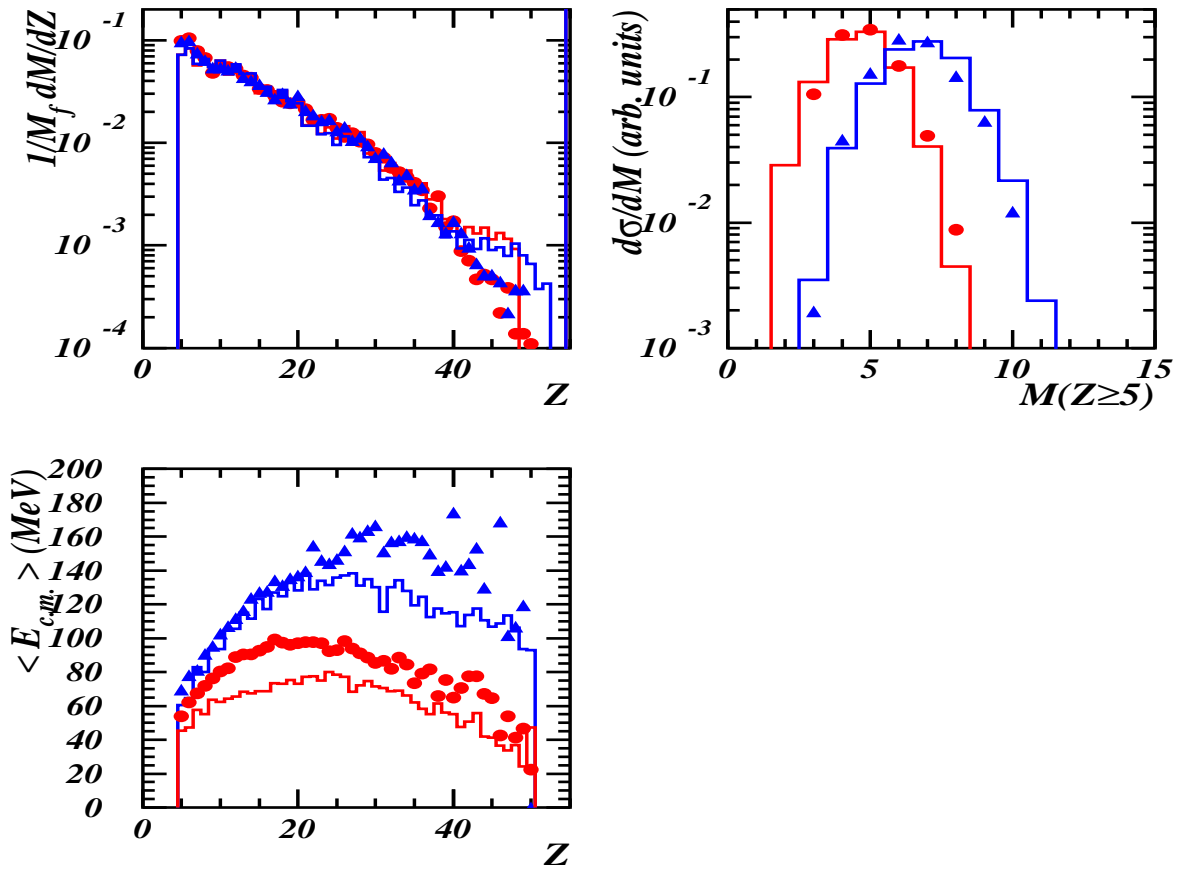


FIG. 5.7 – Comparaison entre le calcul BoB (histogramme) et les données (cercles - $Xe + Sn$ à 32 MeV/A, triangles - $Gd + U$ à 36 MeV/A): distribution en charge des fragments, multiplicité des fragments et l'énergie moyenne des fragments.

charge de fragments normalisées au nombre d'événements et multiplicité de fragments pour les deux systèmes différents est indépendante de la source qui multifragmente [RIV98] (figure 5.7). En plus cette distribution est reproduite par le calcul. Cette indépendance a mis en évidence pour la première fois un effet de volume dans le processus de multifragmentation [FRA98-TH]. Les multiplicités de fragments sont aussi très bien reproduites par les calculs.

Les énergies moyennes de fragments dont les valeurs expérimentales ont été nettement améliorées grâce au nouvel étalonnage des détecteurs CsI(Tl), sont assez bien reproduites par le modèle BoB (figure 5.7) en particulier pour le système $Gd + U$ à 36 MeV/A (voir chapitre 4).

Pour comparer plus en détail les énergies données par le calcul BOB avec nos données, nous avons aussi comparé les spectres en énergies cinétiques des fragments Z par Z . Cette comparaison est nécessaire pour comprendre les différences déjà observées sur les énergies cinétiques moyennes ou qui peuvent apparaître dans l'étude des corrélations en vitesse (voir chapitre suivant). La figure 5.8 confirme le léger désaccord ($\approx 20\%$) déjà

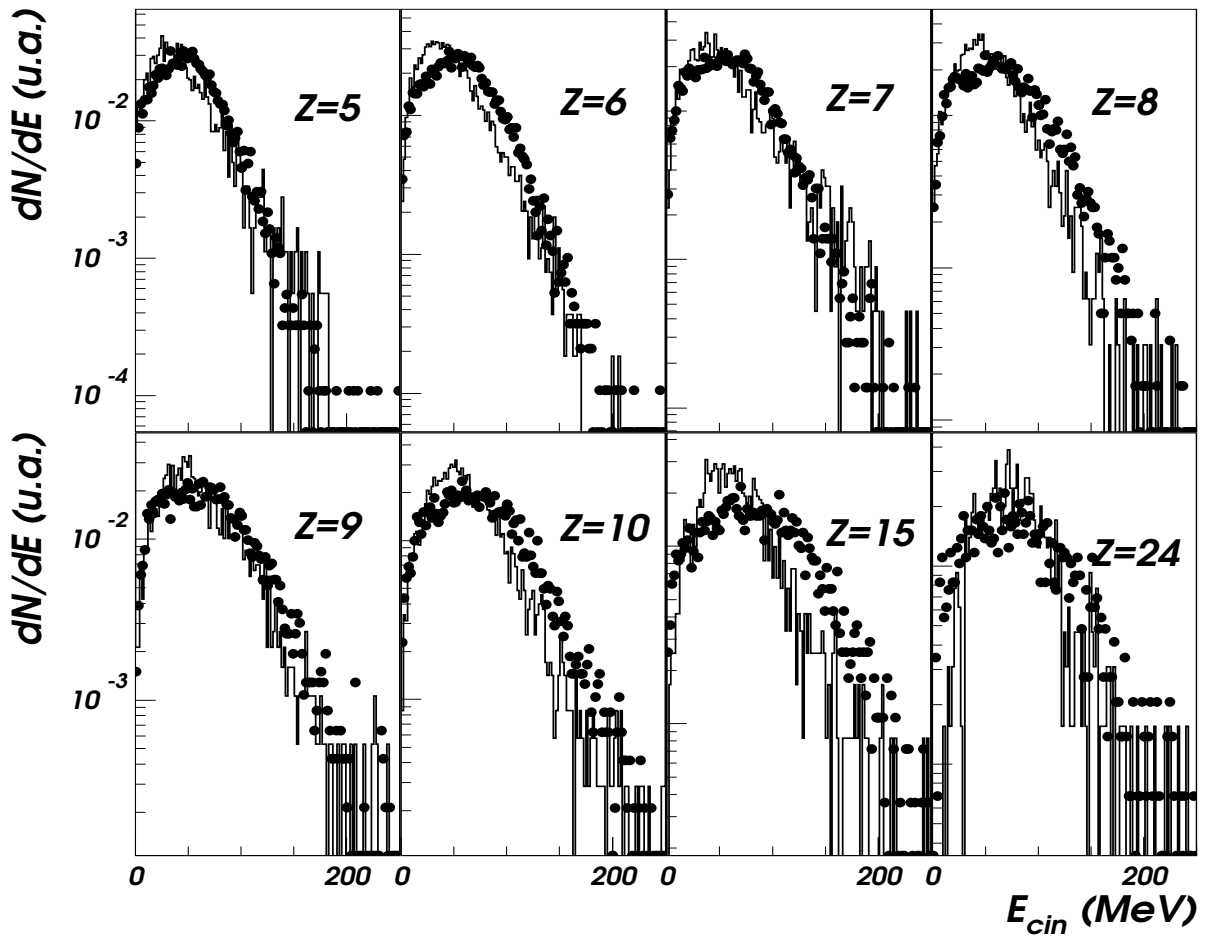


FIG. 5.8 – Spectres d'énergie cinétique pour quelques Z pour le système $Xe + Sn$ à $32 \text{ MeV}/A$: cercle - données, ligne - calcul BoB.

observé sur les énergies cinétiques moyennes pour le système $Xe + Sn$. La comparaison calcul - expérience Z par Z fait ressortir un effet coulombien systématique qui pourrait être lié à un temps de formation des fragments légèrement trop long dans le calcul ou plus vraisemblablement à un effet lié à la topologie des fragments au *freeze-out*; les données expérimentales semblent indiquer un système un peu plus "compact" par rapport au calcul (voir 6.2 - 6.3). Pour le système $Gd + U$ à $36 \text{ MeV}/A$ par contre (figure 5.9) l'accord est tout à fait impressionnant même si la statistique est faible pour les Z les plus grands. Encore une fois, le modèle BoB montre ses capacités à reproduire très en détail les données expérimentales.

La question qui se pose maintenant est de savoir si les corrélations en vitesse réduite événement par événement vont être aussi bien reproduites par le modèle; ceci n'est pas forcément acquis dans la mesure où le placement des fragments au moment de la multifragmentation joue alors un rôle majeur. Les spectres en énergies cinétique Z par Z ne sont pas capables de donner ce type d'information. Cette étude constitue le chapitre

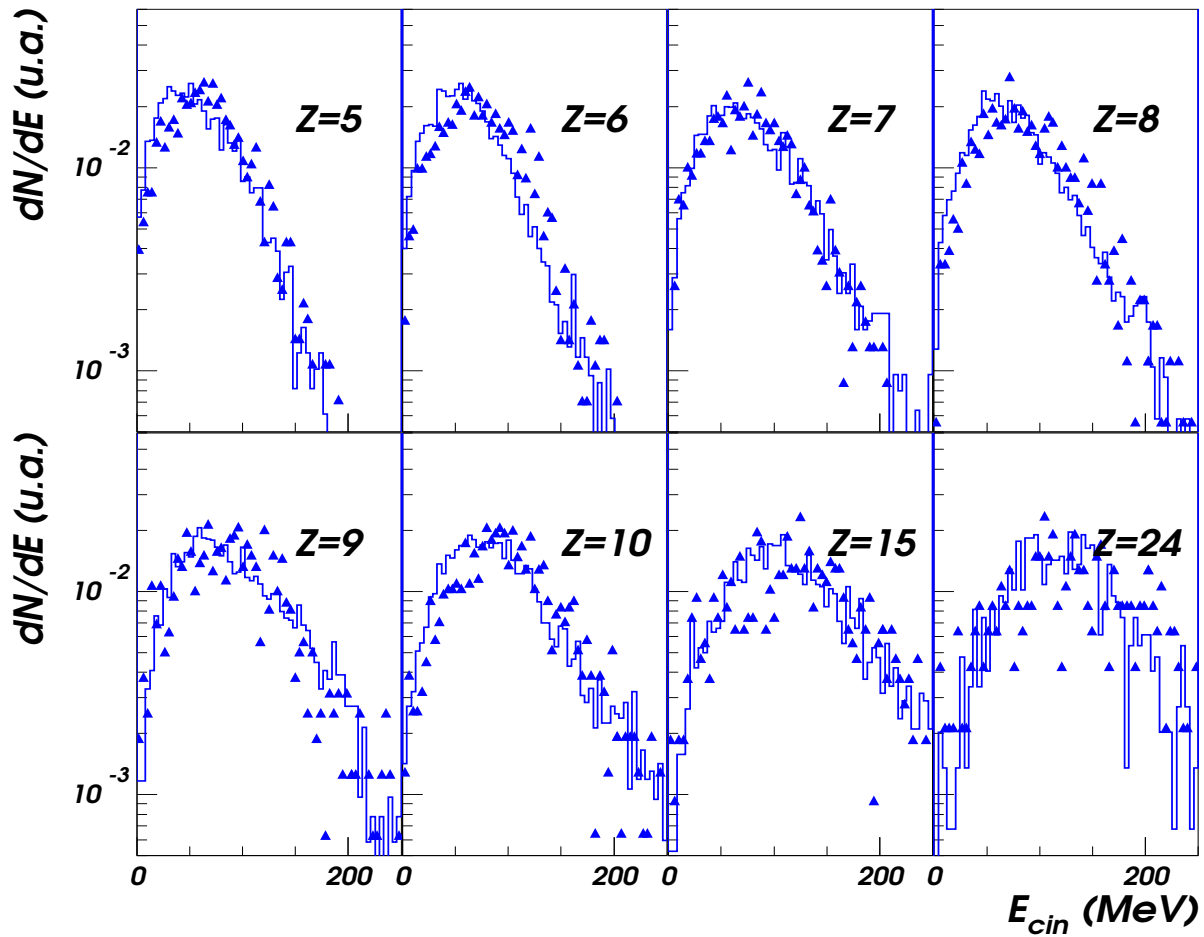


FIG. 5.9 – Spectres d'énergie cinétique pour quelques Z pour le système $Gd + U$ à $36 \text{ MeV}/A$: triangle - données, ligne - calcul BoB.

suivant.

Le modèle SMM (système $Xe + Sn$ $32 \text{ MeV}/A$) [NEI99-TH] reproduit bien les observables déjà comparées avec les calculs BoB (figure 5.10). Les paramètres d'entrée de SMM sont compatibles avec les caractéristiques de la source fournie par les calculs BoB (voir tableau 5.1) à un temps de $200 \text{ fm}/c$ qui correspond au temps médian de formation des fragments.

Ce constat implique le passage à des comparaisons avec les données encore plus exclusives: les corrélations en vitesse et en taille des fragments.

- Les corrélations en vitesse vont donner des informations concernant la topologie des fragments au *freeze-out*.
- Les corrélations en taille vont donner des informations sur la présence ou non d'instabilités spinodales.

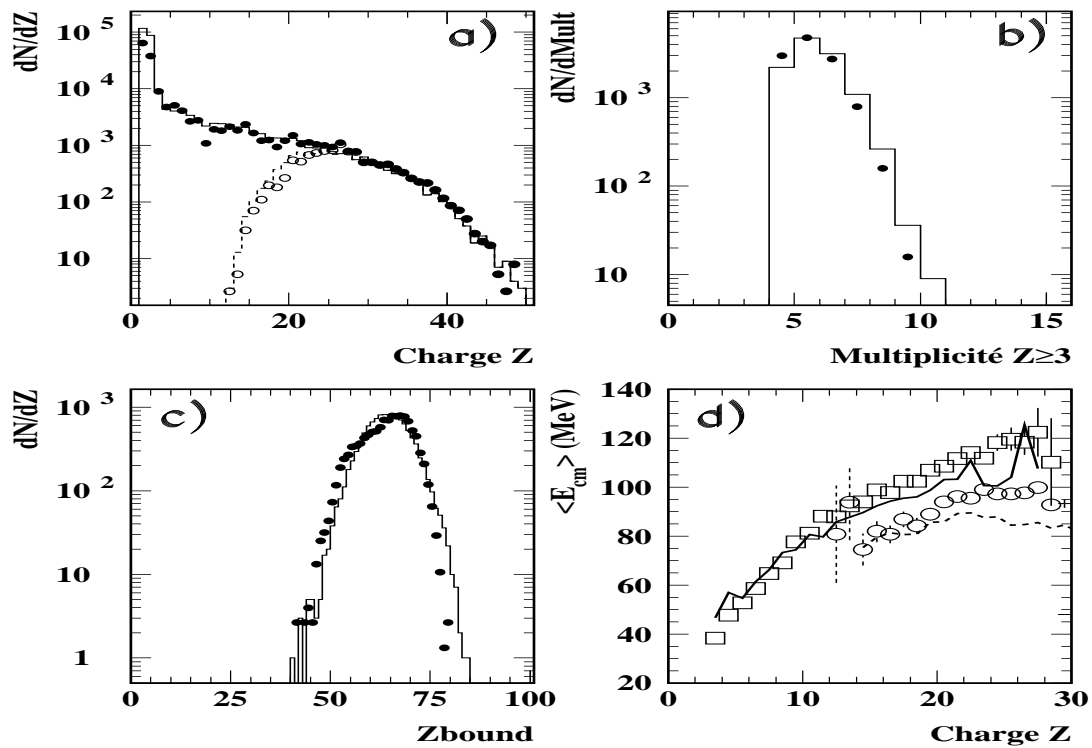


FIG. 5.10 – Comparaison entre le calcul SMM (cercles pleins, cercles vides) et les données (ligne - Xe + Sn à 32 MeV/A): distribution en charge de fragments, multiplicité de fragments, distribution en $Z_{bound} = \sum_i Z_i (Z \geq 3)$ et l'énergie moyenne de fragments (repris de [NEI99-TH]).

Chapitre 6

Corrélations en vitesse.

La technique de corrélations en vitesse réduite des fragments permet d'apporter des informations sur le volume de la source qui multifragmente et la disposition des fragments dans le volume considéré, ainsi que sur le temps d'émission moyen entre deux fragments.

Après la phase de compression due à la violence de la collision, les calculs dynamiques semi-classiques nous indiquent que le système subit une phase d'expansion avec une faible énergie radiale (≤ 1 MeV/A). Ensuite il y a la séparation des fragments avec la fin de l'interaction nucléaire au moment du “*freeze-out*” et finalement les fragments suivent des trajectoires coulombiennes fixées par l'interaction coulombienne.

Par une comparaison entre les fonctions de corrélation expérimentale et théorique, à l'aide d'un modèle de multifragmentation qui permet d'étudier ou d'ajuster certains paramètres (modèle SMM par exemple), nous avons la possibilité d'obtenir des informations sur la source de multifragmentation. Par exemple, dans la référence [SAL97-TH] le volume au *freeze-out* a été étudié.

L'interaction coulombienne dépend du produit $Z_i Z_j$ (les charges considérées); il est démontré dans la référence [KIM92] que la choix de la vitesse réduite (v_{red}) (eq. 6.1) permet de s'affranchir d'un effet d'échelle lié à la taille des fragments:

$$v_{red} = \frac{|\vec{v}_i - \vec{v}_j|}{\sqrt{Z_i + Z_j}} \quad (6.1)$$

où $i, j = 1 \div M$ avec $i \neq j$, M étant la multiplicité de fragments de l'événement.

6.1 Méthode et présentation générale.

La fonction de corrélation en vitesse réduite est le rapport du nombre de fragments pris deux à deux dans les événements vrais (corrélés) sur le nombre obtenu à partir d'événements construits décorrélés, pour une vitesse réduite donnée. Autrement dit, il faut construire un spectre en vitesse réduite de fragments pour les événements vrais (corrélés) et ensuite le diviser par un spectre en vitesse réduite de fragments appartenant à des événements différents (décorrélés). Dans ces conditions, la différence entre les deux spectres sera amplifiée et des informations seront extraites.

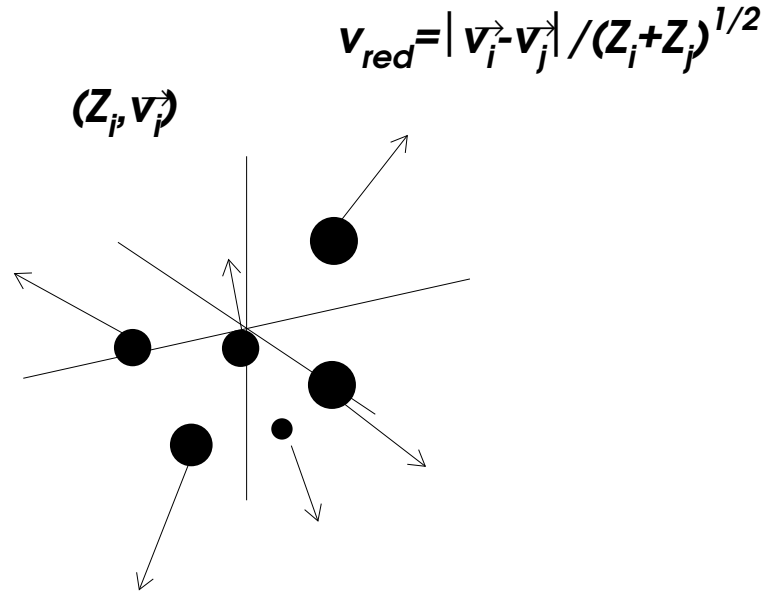


FIG. 6.1 – Représentation schématique d'un événement de multifragmentation. Le spectre en vitesse réduite d'un événement est construit en prenant toutes les combinaisons possibles entre les différentes vitesses de fragments à l'infini (après accélération coulombienne).

La fonction de corrélation est donnée par [SCH94-1]:

$$1 + R(v_{red}) = \frac{\sum_{(v_i, Z_i), (v_j, Z_j)_{v_{red}=const} \prod_2[(v_i, Z_i), (v_j, Z_j)]}{\sum_{(v_i, Z_i), (v_j, Z_j)_{v_{red}=const} \prod_1[(v_i, Z_i)] \prod_1[(v_j, Z_j)]} \quad (6.2)$$

où \prod_1 est la probabilité de trouver un fragment avec le couple (v_i, Z_i) et \prod_2 est la probabilité de trouver deux fragments avec les couples $(v_i, Z_i), (v_j, Z_j)$. La "coïncidence" entre fragments dans un événement est donnée par le numérateur de l'équation (6.2) tandis que la "coïncidence" entre fragments dans différents événements (décorrélé) est donnée par le dénominateur. Le mot "coïncidence" est utilisé ici pour signifier que les couples (v_i, Z_i) et (v_j, Z_j) satisfont $v_{red} = const$.

Le spectre en vitesse réduite des événements vrais, est fait en prenant toutes les combinaisons possibles de couples (v, Z) et la vitesse réduite est construite avec l'équation (6.1). Le nombre de combinaisons possibles (voir figure 6.1) est donné simplement par:

$$N_{combinaisons} = \frac{M!}{2!(M-2)!},$$

où M est la multiplicité de fragments dans l'événement.

Les difficultés de la technique de corrélation en vitesse, résident dans le fait qu'il faut construire un lot d'événements bien décorrélé. Dans un événement décorrélé les lois de

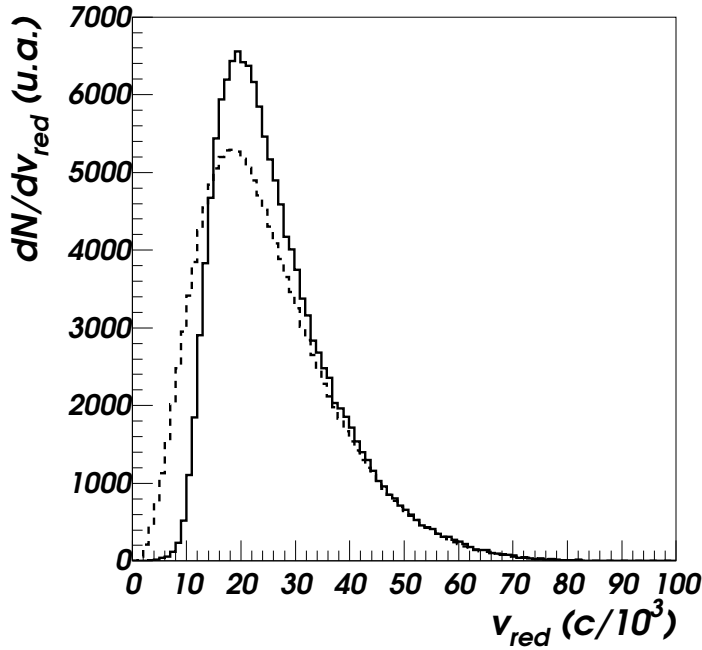


FIG. 6.2 – Spectres en vitesse réduite (système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A) de fragments (1-ere variante) pour les événements corrélés (trait plein) et décorrélés (tiret). On observe que le spectre d'événements corrélés est peuplé dans le domaine de moyennes et grandes vitesses réduites. La division corrélé-décorrélé va fournir la fonction de corrélation.

conservation de la charge, ou de l'impulsion ne sont pas a priori satisfaites; le minimum requis sera donc la conservation de la charge afin de ne pas biaiser les effets coulombiens.

A partir des événements vrais les événements décorrélés sont construits de la manière suivante. Pour un événement vrai donné, dont les charges de fragments sont classées suivant un ordre décroissant, nous allons construire l'événement décorrélé correspondant de la façon suivante. On recherche un autre événement où on trouve une charge de fragments qui coïncide avec le premier de l'événement vrai; on retient alors les propriétés de ce fragment: l'énergie du fragment et le détecteur touché afin de définir le vecteur vitesse associé. La même chose est faite pour le second, etc. . . jusqu'à épuiser les charges de l'événement vrai. A ce niveau l'événement décorrélé est construit. Pour valider cet événement, on va simplement vérifier que les fragments ont été détectés strictement dans différents détecteurs. Cette opération décrite ci-dessus est répétée pour chaque événement vrai et les spectres en vitesse réduite de fragments pour les événements décorrélés sont ensuite constitués pour assurer la normalisation nécessaire à la construction de la fonction de corrélation.

Nous avons opté dans la présentation de la fonction de corrélation pour plusieurs

combinaisons de vitesse réduites de fragments:

1. corrélations utilisant les fragments quelle que soit leur charge ($Z \geq 5$);
2. corrélations avec $5 \leq Z_{i,j} \leq 20$;
3. corrélations avec $5 \leq Z_i \leq 20$ et $Z_j > 20$;
4. corrélations de vitesse réduite du plus gros fragment avec tous les autres.

La forme de la fonction de corrélation montre un “trou” à petite vitesse réduite qui est la conséquence de l’interaction coulombienne entre les fragments (voir section suivante). Des simulations [SCH94-1] ont montré que les valeurs supérieures à l’unité pour la fonction de corrélation sont l’effet de la conservation en énergie et en impulsion absente dans les événements décorrélés. En moyenne la conservation de l’impulsion dans chaque événement oblige les fragments à se déplacer en directions contraires. Pour cette raison le spectre en vitesse réduite des événements corrélés va être peuplé dans le domaine des moyennes et grandes vitesses réduites (figure 6.2).

6.2 Corrélations expérimentales.

Nous avons construit les corrélations expérimentales avec les événements sélectionnés dans le chapitre 5 pour les deux systèmes étudiés: $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A et $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ à 36 MeV/A. Sur les figures 6.3 et 6.4 nous présentons les résultats pour les quatre variantes choisies. Le “trou” coulombien est clairement présent pour les deux systèmes. La profondeur du “trou” est une caractéristique de l’émission simultanée de fragments comme il est expliqué dans le paragraphe suivant. Cette zone reflète aussi la distance inter-fragment et donc le volume de *freeze-out* [SCH94-3] (information spatio-temporelle).

Les études faites sur l’émission séquentielle de fragments [SCH94-2] ont montré que l’effet de l’interaction coulombienne entre deux fragments émis l’un après l’autre est négligeable si le temps d’émission moyen entre deux fragments est suffisamment long ($\Delta t = 1000 \text{ fm}/c$) [TRO87]: le deuxième fragment émis n’a pas une corrélation coulombienne avec le premier. Une telle corrélation peut exister seulement si la valeur de la vitesse du deuxième fragment émis dans la même direction que le premier est supérieure à celle du premier. Dans ces conditions le “trou” coulombien ne descend pas vers zéro; il reste à des valeurs autour de 0.5. Sur les figures 6.3 et 6.4 on voit que pour des petites vitesses réduites, la fonction de corrélation est zéro; ce qui confirme que pour les systèmes considérés ici ($^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A et $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ à 36 MeV/A) une émission séquentielle de fragments n’a pas lieu.

Regardons maintenant les fonctions de corrélation représentées sur la figure 6.3 en bas et celles qui sont sur la figure 6.4 (comparaison entre la 2-ème variante et les 3-ème et 4-ème variantes). On observe que la bosse d’amplitude supérieure à un est plus prononcée dans le cas des 3-ème et 4-ème variantes par rapport à la 2-ème. Conformément à la référence [SCH94-2] plusieurs partitions et positions de fragments dans le volume de la source de multifragmentation au moment de *freeze-out* sont possibles. Il

faut mentionner une catégorie particulière d'événements: les événements où le plus gros fragment se trouve dans une position centrale, entouré de petits fragments (événements "système solaire"). La répulsion coulombienne entre le plus gros fragment et les autres va accentuer la bosse d'amplitude supérieure à un dans la fonction de corrélation. Une autre catégorie regroupe les événements où les fragments de taille sensiblement égale et faible sont positionnés d'une manière aléatoire dans le volume de la source (événements "soupe"); l'amplitude de la bosse de corrélation est diminuée. Il est impossible de sélectionner les événements de type "système solaire" et "soupe" du point de vue expérimentale, mais on observe nettement la différence dans l'amplitude supérieure à un entre les différentes fonctions de corrélations (figure 6.4 et figure 6.3 en bas) qui favorisent de fait les configurations mentionnées.

6.3 Comparaison avec le modèle BoB.

L'accord observé entre les données et le modèle BoB pour les spectres en énergie des fragments pris Z par Z (chapitre 5) nous a montré que le modèle BoB reproduit très bien les variables dynamiques. Maintenant à un stade ultime nous sommes impressionnés par l'accord extrêmement bon en ce qui concerne les fonctions de corrélations. Dans les calculs BoB, les événements de multifragmentation ont été sélectionnés comme cela a été déjà expliqué dans le chapitre 5, section 5.5. Sur les figures 6.3 et 6.4 sont représentées les quatre variantes des fonctions de corrélations (histogrammes). La largeur du "trou" coulombien est extrêmement bien reproduite pour les deux systèmes considérés et pour toutes les variantes de la fonction de corrélations utilisées. Le seul petit désaccord observé concerne le système $Xe + Sn$ à 32 MeV/A au niveau de la partie gauche de la bosse d'amplitude supérieure à un. Ceci est à rapprocher de la section 5.5 et est lié à une trop faible compacité dans le calcul (voir la discussion qui va suivre).

Dans le modèle BoB, il n'existe pas de paramètres liés à la position des fragments ou au volume au moment du *freeze-out*. C'est une preuve indubitable que le modèle BoB a des qualités tout à fait remarquables. Le modèle SMM, dans la variante où le volume de *freeze-out* est considéré non-sphérique, reproduit aussi très bien les fonctions de corrélations, mais cela est le sujet d'une autre thèse [BOU-TH].

Regardons maintenant les différences entre les mêmes fonctions de corrélation mais pour différents systèmes. On observe sur les figures 6.3 et 6.4 que la bosse d'amplitude supérieure à un est plus grande dans le cas du système $Xe + Sn$ à 32 MeV/A par rapport au système $Gd + U$ à 36 MeV/A. Pour essayer de comprendre cela, faisons référence à notre modèle BoB, au moment du *freeze-out*. Celui-ci correspond à 260 fm/c (240 fm/c) après le début de la collision pour le système $^{129}Xe + ^{119}Sn$ à 32 MeV/A ($^{155}Gd + ^{238}U$ à 36 MeV/A); à cet instant la multiplicité de fragments devient indépendante de la valeur de la coupure à basse densité utilisée pour définir les fragments [FRA98-TH, FRA00-2]. Sur la figure 6.5 en haut, nous avons représenté la distance moyenne $\langle r \rangle$ par rapport au centre de masse du système en fonction du Z du fragment et la distance relative entre les fragments pris deux à deux $|\vec{r}_i - \vec{r}_j|$ en fonction du produit des charges $Z_i Z_j$. On constate d'abord que plus le fragment est gros plus il est produit près du centre du volume de *freeze-out*. On observe ensuite que le $\langle r \rangle_{Gd+U}$ est plus grand que $\langle r \rangle_{Xe+Sn}$ pour le même Z

du fragment. Enfin on remarque que les distances relatives pour le système $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ à 36 MeV/A sont plus grandes que pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 32 MeV/A, pour le même produit $Z_i Z_j$. On peut supposer dans ces conditions que le système $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ à 36 MeV/A est plus “espacé” au moment de *freeze-out* que le système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 32 MeV/A. Sur la figure 6.5 en bas est représentée la distribution de cette distance relative pour les deux systèmes. On observe clairement que pour le système $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ à 36 MeV/A de grandes valeurs de $|\vec{r}_i - \vec{r}_j|$ peuplent cette distribution. A partir de ces observations, on attend bien l’apparition d’une bosse d’amplitude supérieure à un plus élevée dans la fonction de corrélation du système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 32 MeV/A par rapport à celle du système $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ à 36 MeV/A.

Pour consolider nos affirmations concernant le fait que le système $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ est plus dilué, regardons la figure 6.6. Nous avons représenté à gauche les distributions du nombre de fragments en fonction de r (la distance relative au centre de masse du système) pour une sphère uniformément “remplie” (diffusivité nucléaire prise en compte) avec des fragments (en haut), un ellipsoïde uniformément “rempli” (diffusivité nucléaire prise en compte) avec le rapport grand axe sur petit axe de l’ellipsoïde égal à deux et pour les systèmes $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ et $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$. Comme nous avons vu précédemment, le système $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ est plus dilué par rapport au système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$, la distribution est centrée autour de 16 fm par rapport à 12 fm. Cette plus grande “dilution” du système $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ doit être attribuée à trois faits: une plus grande multiplicité de fragments qui est le fait dominant (voir figure 6.7), une répulsion coulombienne plus forte ainsi qu’une énergie radiale d’expansion éventuellement légèrement plus grande ($^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn} \approx 0.8$ MeV/A et $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U} \approx 1.5$ MeV/A). Expérimentalement les énergies radiales extraites sont d’environ 0.5 MeV/A pour $\text{Xe} + \text{Sn}$ et 0.5 – 1 MeV/A pour $\text{Gd} + \text{U}$. Venons en à la forme du système qui multifragmente. Par rapport à un système sphérique ou ellipsoïdal, regardons la partie droite de la même figure, où les mêmes distributions sont normalisées en $1/r^2$. Pour une sphère (figure 6.6 en haut) on observe comme attendu la distribution plate avec la chute rapide vers zéro à grand r . Pour un ellipsoïde (même figure en dessous), la chute vers zéro est atténuée. Les deux systèmes présentent une légère dépression au centre (plus marquée pour $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$) en partie liée à la taille plus élevée des fragments présents dans cette zone. A relativement grande valeur de r il est observé une accumulation (figure 6.6 en bas) de fragments pour les deux systèmes $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ et $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$. Les deux systèmes ont une géométrie moyenne au *freeze-out* qui n’est ni sphérique ni ellipsoïdale. Les fragments sont formés majoritairement vers l’extérieur de l’enveloppe de *freeze-out* et l’évolution vers zéro à grand r indique clairement une grande variété de formes pour cette enveloppe. La différence entre les deux systèmes est encore une fois bien marquée sur ces types de représentations.

Enfin regardons maintenant plus quantitativement le volume de *freeze-out* dans le calcul pour les deux systèmes. Pour cela nous avons calculé pour chaque événement la distance moyenne des centres des fragments par rapport au centre du système qui multifragmente (voir figure 6.8) et nous avons pris ce rayon moyen pour calculer le volume; V_0 étant calculé pour chaque système avec la valeur de $R = 1.22A^{1/3}$ ce qui correspond à 7.4 fm – $A = 238$ - Xe+Sn et 8.5 fm – $A = 360$ - Gd+U. Le tableau 6.1 regroupe différents volumes: les volumes déduits des valeurs moyennes et les volumes «extrêmes» correspondant aux mi-hauteurs des deux distributions en $\langle r \rangle$. On remarque

pour les deux systèmes un large domaine de variation du volume de *freeze-out*. Dans le tableau 6.1 le volume moyen du système Xe+Sn en fonction de la multiplicité est aussi indiqué. On remarque qu'une loi de type $\langle V \rangle_{M_2} = \langle V \rangle_{M_1} \left(\frac{1+M_2}{1+M_1} \right)$ reproduit assez bien l'évolution du volume moyen avec la multiplicité.

Système	V_{min}	$\langle V \rangle$	V_{max}
Gd+U	$4.0V_0$	$7.7V_0$	$11.7V_0$
Xe+Sn	$2.1V_0$	$5.9V_0$	$13.6V_0$
M=3		$3.9V_0$	
M=5		$5.6V_0$	
M=6		$6.6V_0$	
M=8		$8.4V_0$	

TAB. 6.1 – Valeurs moyennes du volume de *freeze-out* $\langle V \rangle$ et valeurs extrêmes pour les deux systèmes (voir texte). Dans les cas du système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ sont aussi indiquées les valeurs moyennes du volume de *freeze-out* pour certaines multiplicités.

En conclusion, nous avons construit différentes fonctions de corrélation pour les deux systèmes. Le “trou” coulombien est profond et large, signature d'une émission simultanée des fragments. Le modèle BoB utilisé reproduit extrêmement bien toutes les fonctions de corrélation. Il faut mentionner que dans le modèle BoB, aucun paramètre lié à la position des fragments ou au volume de *freeze-out* n'est un paramètre d'entrée. La qualité de cet accord nous a permis à travers le modèle d'obtenir d'importantes informations sur la topologie des événements au *freeze-out*. Le système $Xe + Sn$ à 32 MeV/A se révèle être un système plus compact (mais plus “creux” au centre) que le système $Gd + U$ à 36 MeV/A. Revenons sur les comparaisons données - calculs BoB faites dans les sections 5.5 et 6.3. On peut affirmer que les calculs BoB sous-estiment aussi légèrement cette compacité dans le cas du système $Xe + Sn$ à 32 MeV/A. Cela se traduit par une bosse d'amplitude supérieure à une plus élevée qui apparaît donc dans la fonction de corrélation du système le plus compact.

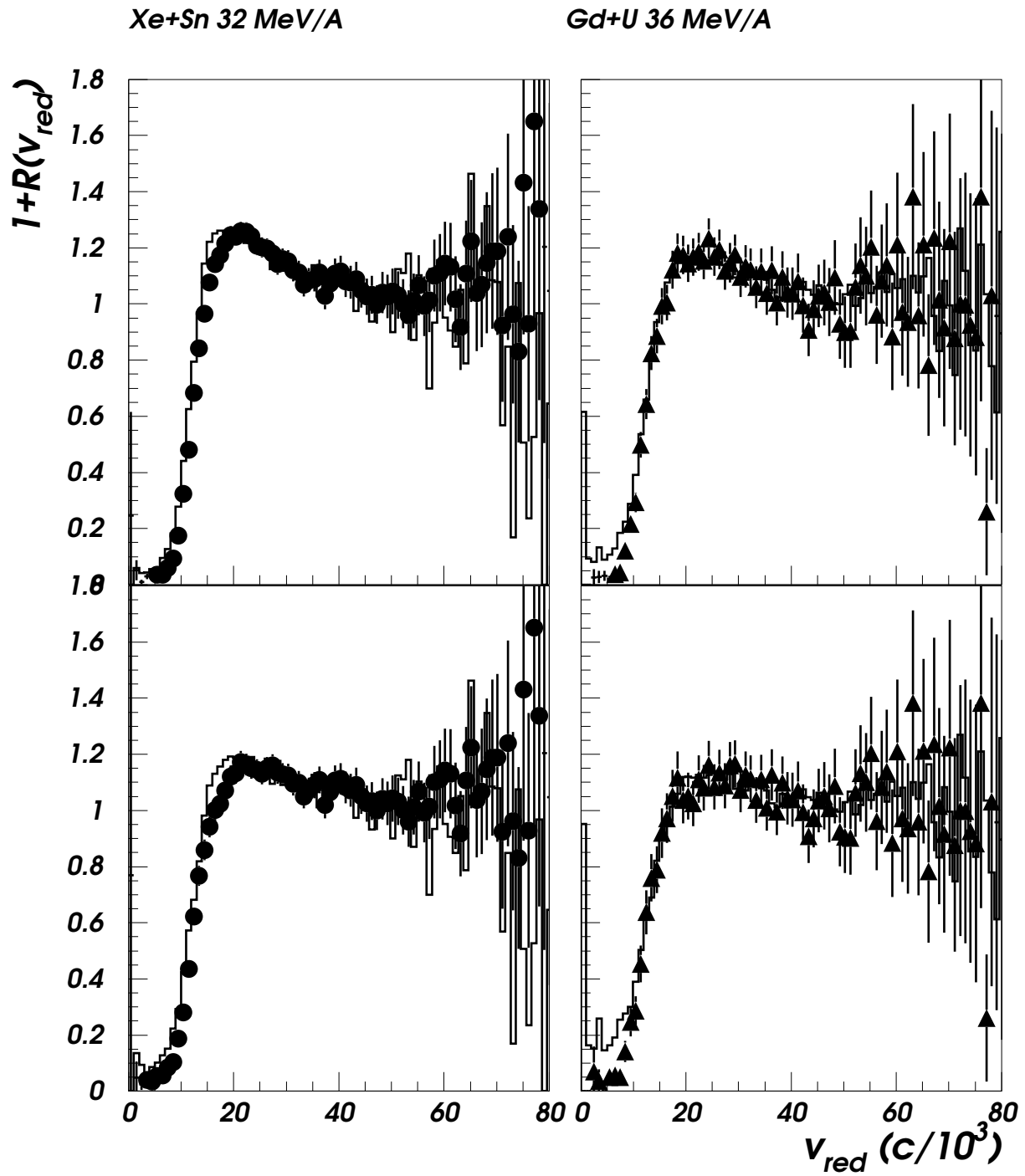


FIG. 6.3 – Fonctions de corrélation pour les événements expérimentaux (point) et calculés avec BoB (histogramme). En haut c'est la 1-eme variante et en bas la 2-eme variante.

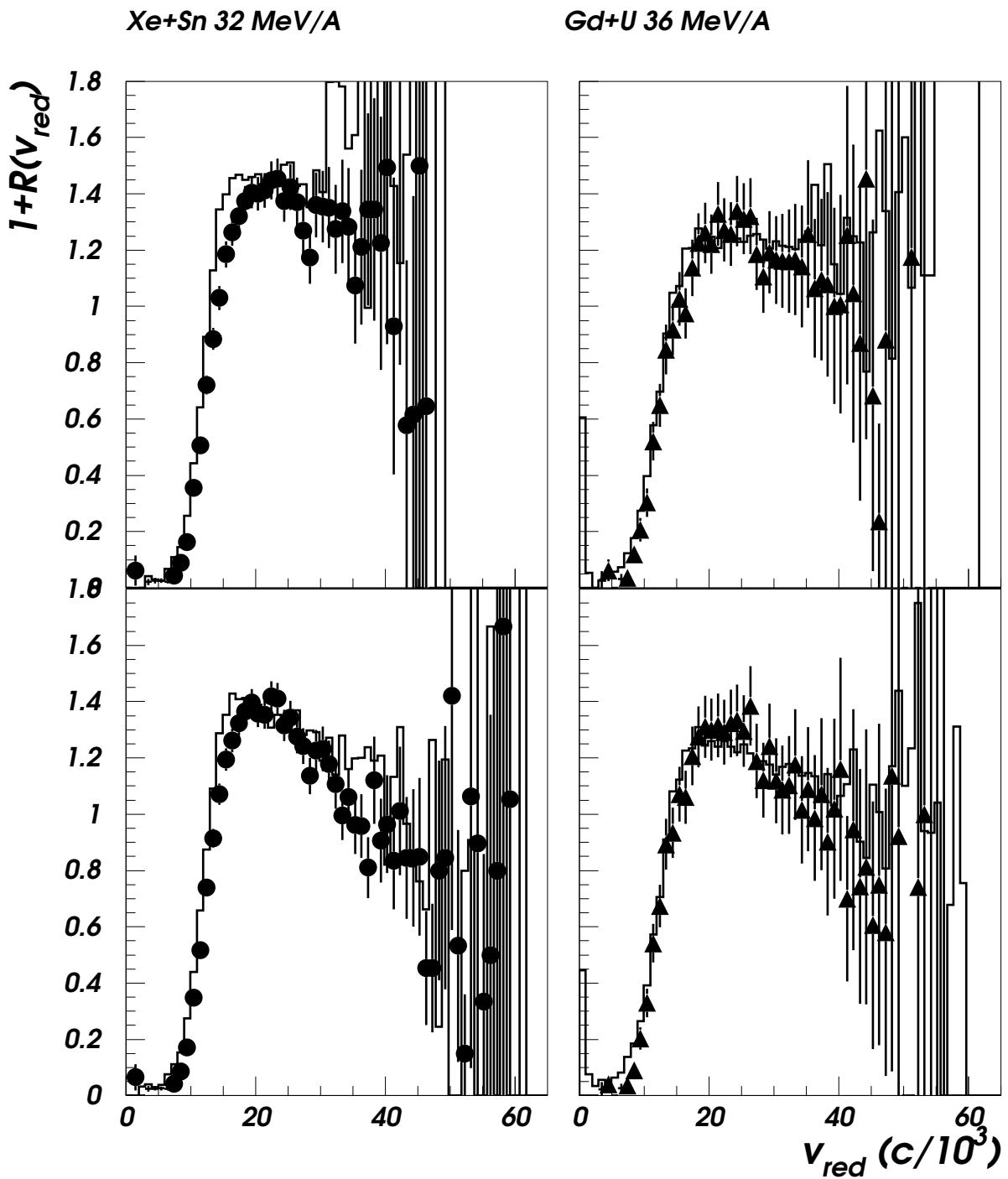


FIG. 6.4 – Fonctions de corrélation pour les événements expérimentaux (point) et calculés avec BoB (histogramme). En haut c'est la 3-eme variante et en bas la 4-eme variante.

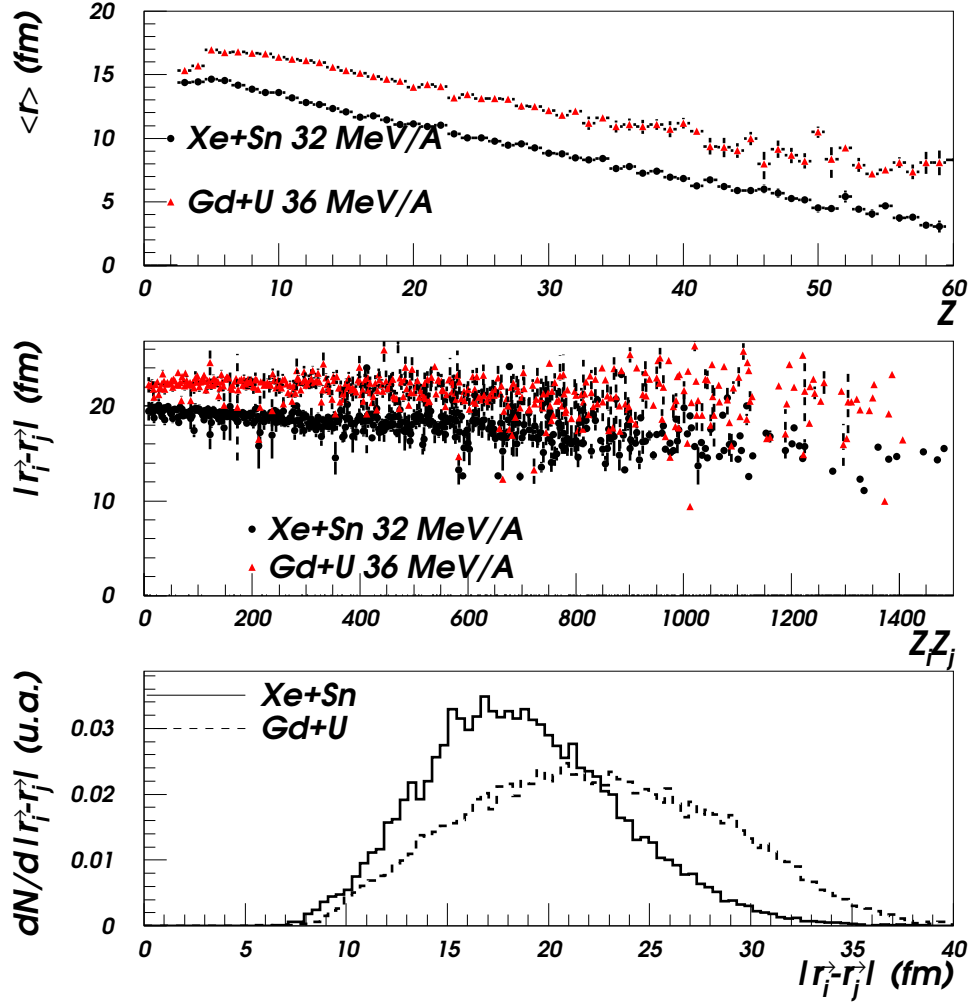


FIG. 6.5 – Positions des fragments en fonction de Z , distance relative entre fragments au moment du freeze-out en fonction du produit $Z_i Z_j$ et distribution de cette distance pour les deux systèmes.

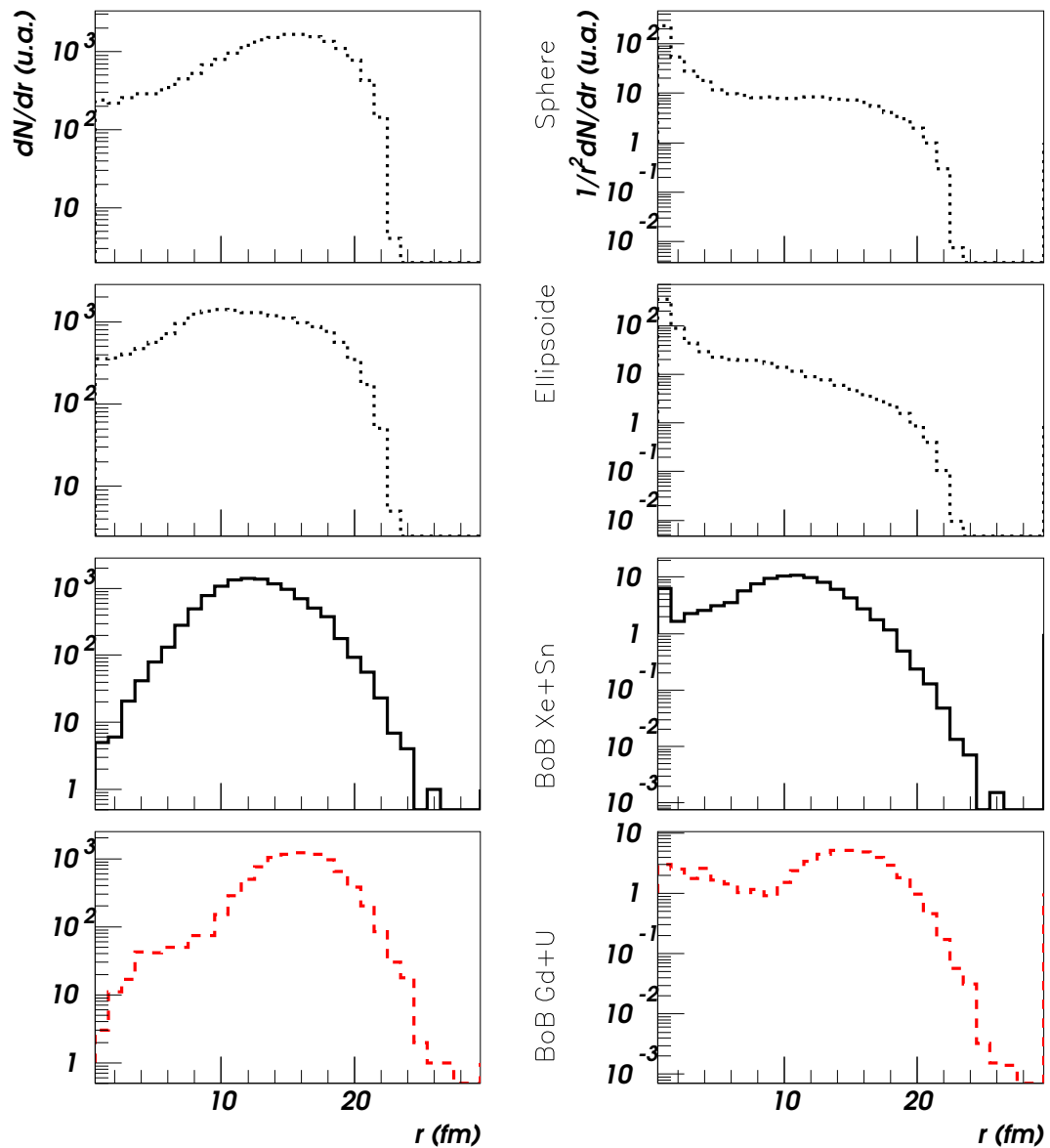


FIG. 6.6 – Distribution du nombre de fragments en fonction de la distance r au centre de masse du système (partie gauche) et mêmes distributions normalisées en $1/r^2$ (partie droite). Au centre est indiqué à quoi se rapportent les distributions (voir texte).

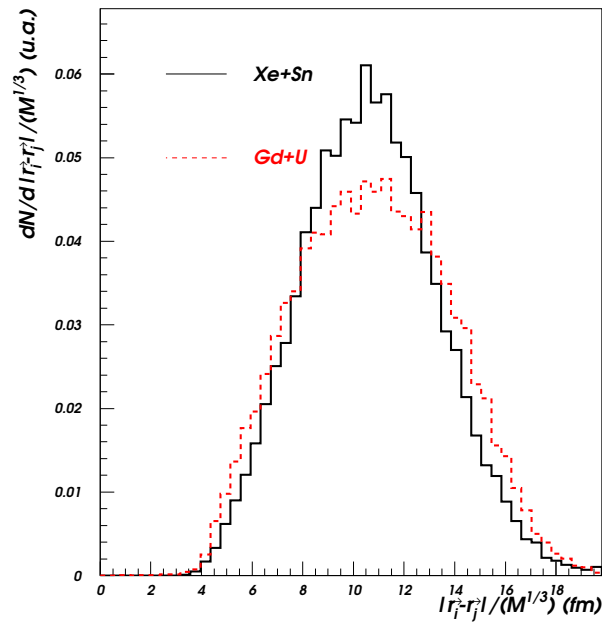


FIG. 6.7 – Distribution des distances relatives entre les fragments pris deux à deux dans l'événement, normalisées au facteur $M^{1/3}$ pour les deux systèmes, M étant la multiplicité de fragments de chaque système.

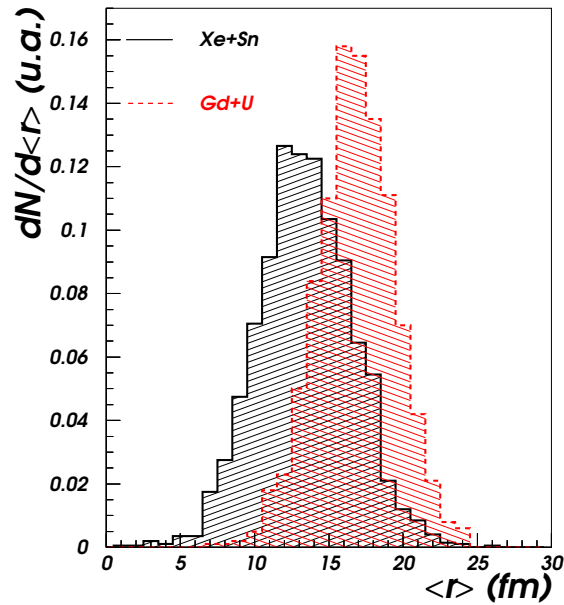


FIG. 6.8 – Distribution de la distance moyenne des centres des fragments par rapport au centre du système qui multifragmente pour les deux systèmes. A partir de ces distributions il est calculé $\langle V \rangle$ du tableau 6.1.

Chapitre 7

Instabilités spinodales et corrélations en charge.

7.1 Instabilités spinodale, matière infinie et système fini.

L'étude d'un fluide réel classique (matière infinie) porté dans certaines conditions de température, de volume et de pression peut donner des informations sur le mécanisme de la transition de phase liquide-gaz. Pour atteindre l'équilibre du système, trois types d'équilibre devront s'établir qui correspondent aux conditions suivantes:

- l'équilibre thermique, caractérisé par la chaleur massique à volume constant positive:

$$C_V = (\partial U / \partial T)_V > 0;$$
- l'équilibre chimique caractérisé par la grandeur positive:

$$(\partial \mu / \partial N)_{T,p} > 0;$$
- l'équilibre mécanique, caractérisé par la compressibilité positive:

$$\kappa_T = -1/V (\partial V / \partial p)_T > 0.$$

Dans ce dernier cas, on observe que le système est stable quand pour une augmentation du volume, la pression va diminuer. L'instabilité du système va apparaître lors d'une augmentation du volume avec une croissance de la pression. Les isothermes d'un fluide caractérisé par l'équation d'état de van der Waals montrent qu'il existe des zones où le terme $(\partial p / \partial \rho)_T$ est négatif (figure 5.5). Ce qui est équivalent à la condition précédente si le système avec un nombre N de constituants fixé est isolé. Toute la zone où cette condition est réalisée s'appelle la **région spinodale**; le système qui arrive dans cette région va subir la **décomposition spinodale** pour revenir à l'équilibre. Ce processus est responsable de la séparation du fluide en deux phases qui coexistent: la phase gazeuse et la phase liquide. Autrement dit, la décomposition spinodale est un processus qui conduit un système instable à se séparer en deux phases à l'équilibre qui coexistent. Bien entendu, pour ces phases on doit avoir l'égalité des températures, des pressions et des potentiels chimiques.

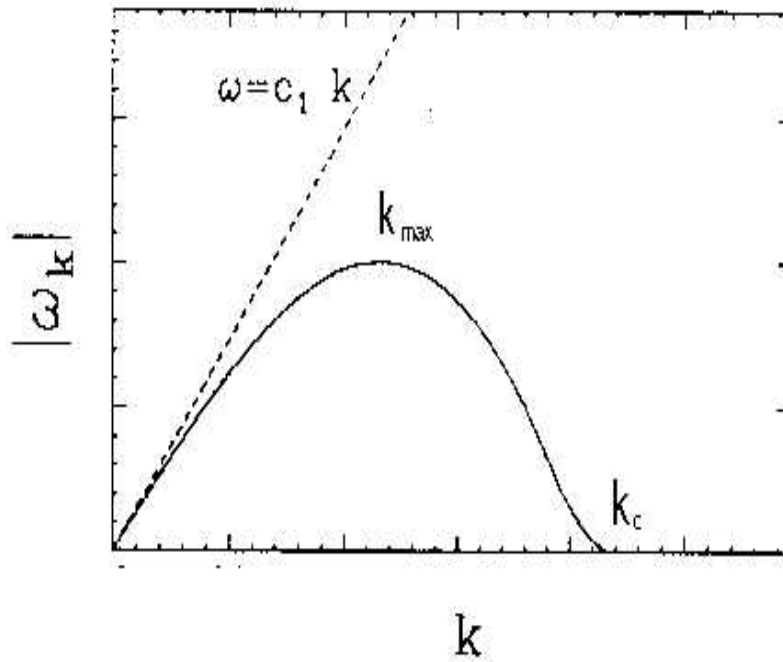


FIG. 7.1 – Représentation schématique de la relation de dispersion (d'après référence [JAC96-TH]) pour la matière nucléaire infinie.

Le système nucléaire produit dans les collisions noyau-noyau est un système fini. Les grandeurs comme température, pression, volume sont alors difficiles à définir. Tout d'abord il a été introduit par des théoriciens le concept de matière nucléaire infinie: c'est un ensemble de nucléons en interaction à une densité constante et possédant les mêmes caractéristiques que la zone centrale des noyaux. La description des propriétés dynamiques d'un fluide dans la région spinodale à partir du concept de champ moyen est décrite dans la référence [JAC96-TH]. Une équation de Vlasov qui contient le potentiel décrivant le champ moyen est utilisée pour décrire l'évolution de la fonction de distribution à un corps $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$. Une perturbation externe de faible amplitude du champ moyen va permettre ensuite d'étudier les propriétés collectives du fluide. Pour de petites fluctuations le champ moyen peut être linéarisé et pour résoudre l'équation de Vlasov il est alors utile de passer dans l'espace de Fourier. De cette façon et de manière tout à fait naturelle les fluctuations de densité sont reliées à celles de la fonction de distribution à un corps.

Ceci conduit à trouver la fonction de réponse du système qui décrit le comportement du fluide sous l'action d'un champ externe. Cette fonction a des pôles $\omega_0(k)$ qui sont les fréquences propres d'oscillation du système. Il y a deux possibilités:

- les pôles sont réels \Rightarrow les fluctuations en densité oscillent suivant la fréquence ω_0 ;
- les pôles sont imaginaires \Rightarrow les fluctuations en densité sont amplifiées exponen-

tiellement: $\delta\rho(k, t) \propto \exp^{|\omega_0|t}$ (k est le nombre d'onde qui correspond à un mode d'oscillation).

Dans la région spinodale on a donc des solutions imaginaires pour les fréquences des oscillations de densité. La dépendance de ω en fonction du nombre d'onde k s'appelle relation de dispersion (par analogie avec l'optique), une relation très importante qui fournit les éléments nécessaires pour mieux comprendre l'évolution des fluctuations de densité. Sur la figure 7.1 on observe que la courbe possède un maximum, k_{max} et qu'à partir de k_c il existe une coupure. La portée finie de la force utilisée est responsable de l'apparition de cette coupure. Si la force a une portée nulle la relation de dispersion est linéaire. On constate qu'un mode d'oscillation ne va pas devenir instable si la longueur d'onde de ce mode est inférieure à la portée de la force. La présence du maximum se traduit par l'existence de modes privilégiés. Il y aura des modes instables, caractérisés par des longueur d'ondes proches de $\lambda_{max} = 2\pi/k_{max}$, qui seront amplifiés plus rapidement que tous les autres.

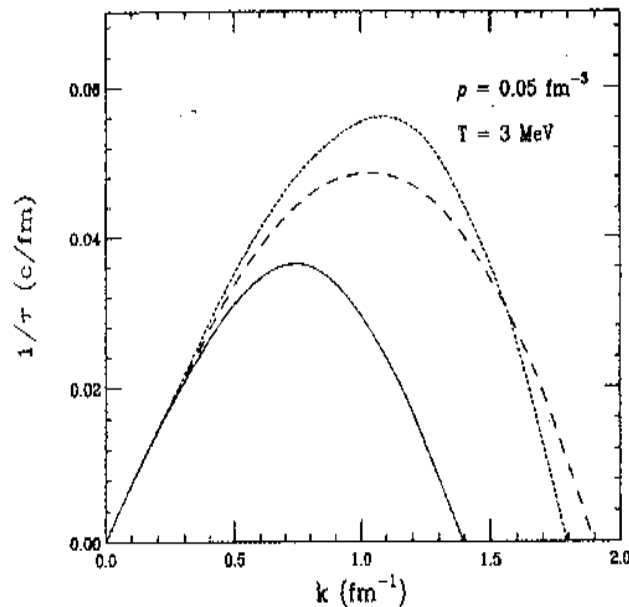


FIG. 7.2 – Relation de dispersion quand les effets quantiques sont pris en compte [AYI95] (en trait plein). Le nombre d'onde pour les modes les plus instables est $\approx 0.7 \text{ fm}^{-1}$ par rapport à la relation de dispersion semi-classique où la valeur est $\approx 1.0 \text{ fm}^{-1}$ (traits pointillés). La fréquence associée ($1/\tau$) correspond à un temps autour de $30 \text{ fm}/c$ pour une densité de la matière nucléaire de 0.05 fm^{-3} et une température de 3 MeV .

Les effets quantiques ont une forte influence dans le développement des instabilités spinodales [AYI95]. La courbe représentant la relation de dispersion va se modifier de la

façon suivante: les modes les plus instables auront des nombres d'onde correspondant à $\lambda_{max} \approx 8 - 10$ fm et la coupure va être autour de $k_c \approx 1.4$ fm⁻¹. Le maximum de la relation de dispersion est réduit d'un facteur $\approx 2/3$ par rapport à la relation de dispersion semi-classique (voir figure 7.2). Les fluctuations vont avoir besoin de beaucoup plus de temps pour se développer quand les effets quantiques sont introduits. En conséquence la région spinodale va se réduire légèrement. Une image très suggestive de la correspondance entre les dimensions des fragments formés et la longueur d'onde de l'oscillation de la fluctuation en densité est représentée sur la figure 7.3.

Formation de fragments dans un système instable

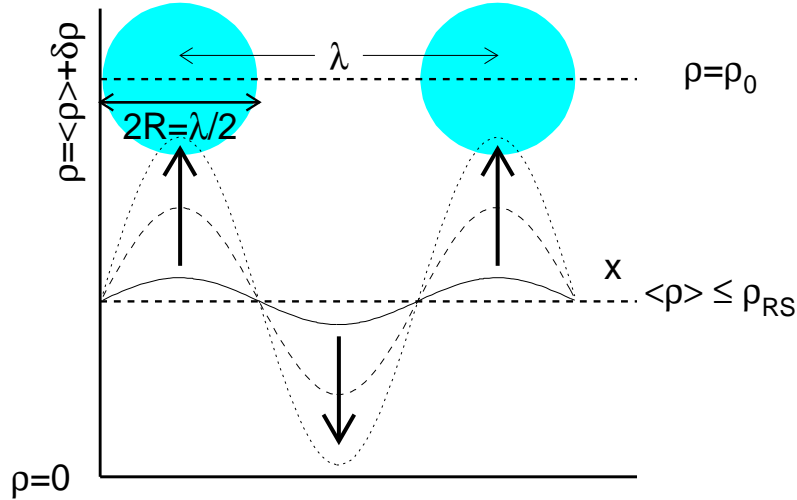


FIG. 7.3 – Dans un système instable infini les dimensions des fragments formés sont reliées à la longueur d'onde des modes les plus instables (figure de référence [FRA98-TH]).

Quel est le rôle de l'interaction coulombienne? La présence de l'interaction coulombienne introduit une divergence de l'énergie pour un système infini. Cette étude doit par conséquent être menée en "tronquant" la partie à très longue portée (voir [JAC96-TH]). Quelles sont les conclusions? L'interaction coulombienne va stabiliser quelques modes instables à grandes longueurs d'ondes qui vont conduire à réduire très faiblement la région spinodale.

Le passage à la description d'un système nucléaire fini dans la région spinodale est un problème compliqué. Des calculs réalistes en trois dimensions (précurseurs de BoB) ont montré un maximum pour $\lambda \approx 10$ fm [GUA96]. Le principe variationnel (minimisation de l'intégrale de mouvement) est utilisé pour décrire les mouvements collectifs d'un système fini à symétrie sphérique dans la région spinodale [JAC96-TH]. Les modes instables sont caractérisés par une multipolarité L et une longueur d'onde $2\pi R/L$ (R - rayon du volume sphérique considéré). La représentation des différentes multipolarités L en fonction de $\omega_{k_{max}}$ montre que les temps d'instabilité des modes les plus instables sont pratiquement égaux (voir figure 7.4). Le dernier mode instable L_c peut être déterminé à partir de la coupure dans la relation de dispersion: $L_c \approx Rk_c$. Les

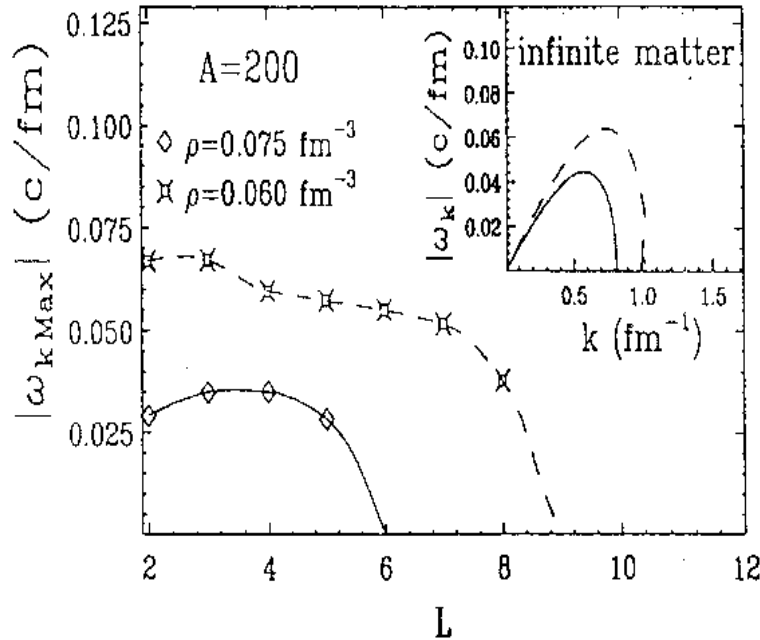


FIG. 7.4 – Valeur maximale de la fréquence d'un mode instable ($|\omega_{k_{max}}|$) en fonction du multipôle (d'après [JAC96-TH]) pour un système fini sphérique de 200 nucléons à deux densités indiquées sur la figure.

taux d'instabilités sont pratiquement égaux de $L = 2$ à $L = L_c$, alors la décomposition spinodale d'une source de masse A va conduire à la formation de fragments primaires de masses comprises entre $A/2$ et A/L_c .

Que reste-t-il dans un système fini des instabilités initiales prévues pour un système infini caractérisées par $\lambda \approx 10 \text{ fm} \Rightarrow Z \approx 10 - 15$?

Quelle mémoire des instabilités initiales le système fini a-t-il pu préserver ?

Pour tenter de répondre à ces questions une méthode puissante de corrélations en taille (charge de fragments) a été utilisée car effectivement expérimentalement (voir figure 5.7) nous n'observons pas dans les distributions en numéro atomique des fragments une augmentation significative au niveau de $Z = 10 - 15$.

7.2 Corrélations en charge des fragments.

Comme nous venons de le voir, la présence de modes privilégiés pour les fluctuations de densité devrait conduire à l'apparition de fragments avec une taille en concordance avec les longueurs d'ondes qui correspondent aux modes les plus instables [GUA96]. Par ailleurs nous venons aussi de voir que l'image de la cassure de la source de multifragmentation en plusieurs morceaux de taille égale, est brouillée par la taille finie du système

auxquels s'ajoutent les phénomènes qui sont présentés ci-dessous:

- ⇒ le battement d'onde de différents modes;
- ⇒ la présence de modes instables avec de grandes longueurs d'ondes;
- ⇒ l'éventuelle coalescence des fragments primitifs;
- ⇒ la désexcitation secondaire des fragments.

Grâce aux corrélations en charge des fragments (représentatifs de leur taille) on peut chercher des éventuelles traces des modes les plus instables initiaux. Les corrélations en charge sont indépendantes d'un modèle et elles sont un bon outil pour trouver des événements caractérisés par l'émission de fragments avec la même taille ou presque.

7.2.1 Présentation de la méthode.

Jusqu'en 1996 la méthode utilisée consistait à prendre comme variables de la fonction de corrélations les charges de fragments pris deux à deux dans un événement: $Z_i - Z_j$ où Z_i, Z_j représentent les charges des fragments avec $i, j = 1 \div M, i \neq j$ et où M est la multiplicité en fragments de l'événement.

Une nouvelle méthode, beaucoup plus sensible qui utilise toute l'information d'un événement a été proposée par Moretto et collaborateurs dans [MOR96]. Les deux variables qui interviennent dans la fonction de corrélation sont: la valeur moyenne $\langle Z \rangle$ et l'écart type ΔZ de la distribution des fragments dans l'événement pour chaque multiplicité:

$$\langle Z \rangle = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M Z_i$$

$$\Delta Z = \sqrt{\frac{1}{M-1} \sum_{i=1}^M (Z_i - \langle Z \rangle)^2}$$

Dans ce cas, on cherchera donc les événements avec $\Delta Z = 0$ ou voisin de 0.

Dans le chapitre précédent, nous avons vu qu'une fonction de corrélation est le rapport du nombre des événements vrais prenant les valeurs données pour les variables sur le nombre des événements décorrelés qui constitue en quelque sorte une normalisation statistique. Dans le cas de l'ancienne méthode la fonction de corrélation est:

$$\frac{Y(Z_i, Z_j)}{Y'(Z_i, Z_j)} \Big|_M \quad (7.1)$$

où $Y(Z_i, Z_j)$ represent le nombre de coïncidence entre deux fragments caracterisés par les numéros atomique Z_i et Z_j pour les événements vrais et $Y'(Z_i, Z_j)$, le nombre de coïncidence pour les événements décorrelés, pour chaque multiplicité M . Dans le deuxième cas, le rapport va être:

$$\frac{Y(\langle Z \rangle, \Delta Z)}{Y'(\langle Z \rangle, \Delta Z)} \Big|_M \quad (7.2)$$

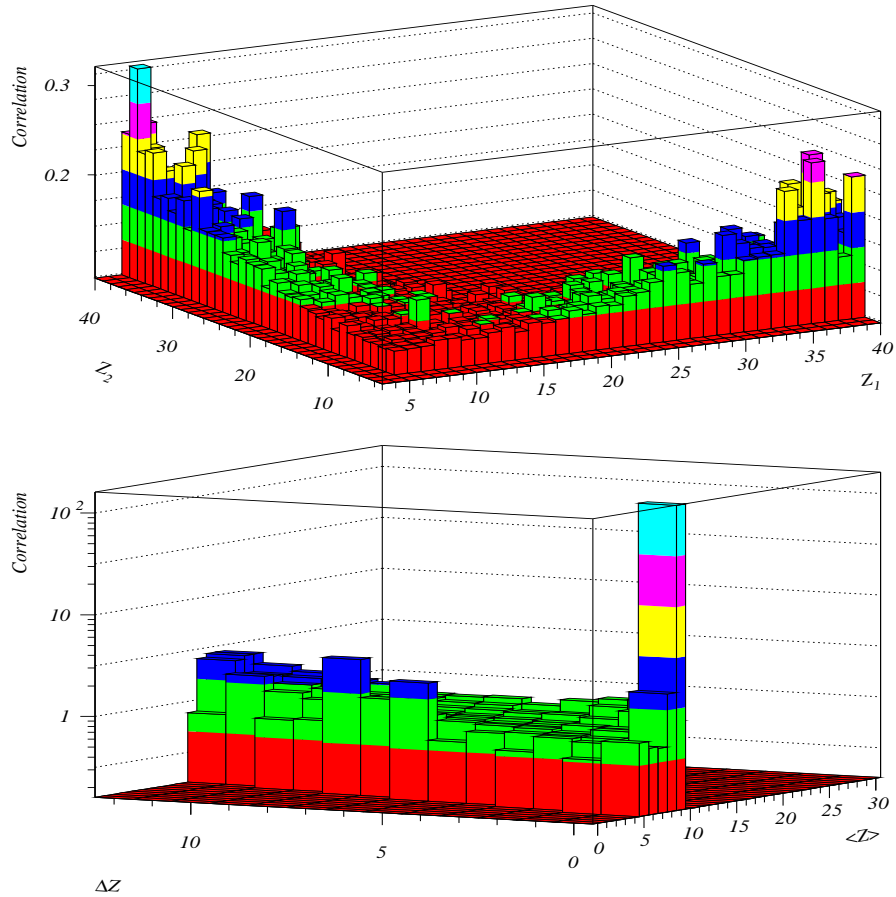


FIG. 7.5 – *Simulation. En haut corrélation de type (Z_i, Z_j) où le petit pic correspond aux événements avec des Z égaux à 9. En bas, corrélation de type $(\Delta Z, \langle Z \rangle)$ où l'on voit très bien les événements avec les Z égaux. La multiplicité de fragments est égale à 6.*

où $Y(\langle Z \rangle, \Delta Z)$ et $Y'(\langle Z \rangle, \Delta Z)$ sont les nombres de coïncidence des événements (vrais et décorrélés) caractérisés par la paire $(\langle Z \rangle, \Delta Z)$. En effet c'est la même analyse que la première mais ce sont les moments d'ordre un et deux de la distribution en charge, qui constituent les variables de la fonction de corrélation.

7.3 Simulation et sensibilité.

Nous avons analysé la sensibilité de cette méthode avec une simple simulation. L'idée est d'extraire d'une distribution exponentielle en charge des fragments, pour une multiplicité donnée, des fragments (Z_i) avec les conditions ci-dessous:

- La distribution exponentielle en charge des fragments pour une multiplicité M

reproduit grossièrement l'expérience:

$$P_M(Z) \propto \exp(-\alpha_M Z)$$

où $\alpha_M = 0.2 - 0.4$;

- La somme des charges de tous les fragments ne va pas dépasser 75 % de la charge totale du système considéré $0.75 Z_{Xe+S_n} \approx 80$;
- Chaque charge de fragment ne va pas être plus grande que la valeur maximale de la distribution observée expérimentalement $Z_i \leq 54 \forall i$.

Pour vérifier la sensibilité de la méthode nous avons introduit dans notre lot d'événements 0.1 % d'événements qui sont caractérisés par des fragments avec une charge égale ($Z_{art} = 9$). Les tableaux des événements vrais sont maintenant fabriqués.

De façon général pour construire les corrélations en charge il faut fabriquer un lot d'événements décorrélés (dénominateur). Nous avons fait cela pour chaque multiplicité M de fragments. L'événement décorrélé est construit de la manière suivante: un premier fragment est tiré dans un événement puis un second dans un autre événement et ainsi de suite jusqu'au M^{ieme} .

Lors de la construction des événements décorrélés nous avons détérioré la forme de la distribution en Z_{tot} ($\sum_i Z_i; Z_i \geq 5$) de fragments et on va revenir sur ce sujet dans les sections suivantes. La figure 7.5 (en haut) représente l'ancienne méthode de corrélation en charge des fragments: la fonction de corrélation (Z_i, Z_j) (équation (7.1)) pour une multiplicité 6. On observe alors pour les événements artificiels ($Z_{art} = 9$), ajoutés en proportion de 0.1 % du nombre total des événements, un petit pic qui sort à peine du fond.

La sensibilité de la nouvelle méthode de corrélations en charge est mise en évidence en observant le comportement de la deuxième fonction de corrélation (équation (7.2)). Dans le cas de notre simple simulation, comme on observe sur la figure 7.5(en bas), le premier canal en ΔZ du bidim ($\Delta Z = 0$) fait apparaître très nettement à travers la valeur de la fonction de corrélation les 0.1% d'événements artificiellement ajoutés (noter l'échelle logarithmique).

7.4 Corrélations expérimentales.

Dans la section précédente nous avons testé la sensibilité de la méthode et nous avons vu que la deuxième méthode de corrélation est beaucoup plus sensible pour mettre en évidence des événements où il existe une émission de fragments de taille égale. A l'aide de ces corrélations, nous espérons trouver dans les données expérimentales une trace, même faible, démontrant l'existence des modes privilégiés prédits (section 7.1) et pris en compte dans le modèle BoB. Les travaux présentés dans la suite concernent le système $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à 32 MeV/A pour lequel nous avons obtenu un nombre d'événements suffisant pour mener une telle étude.

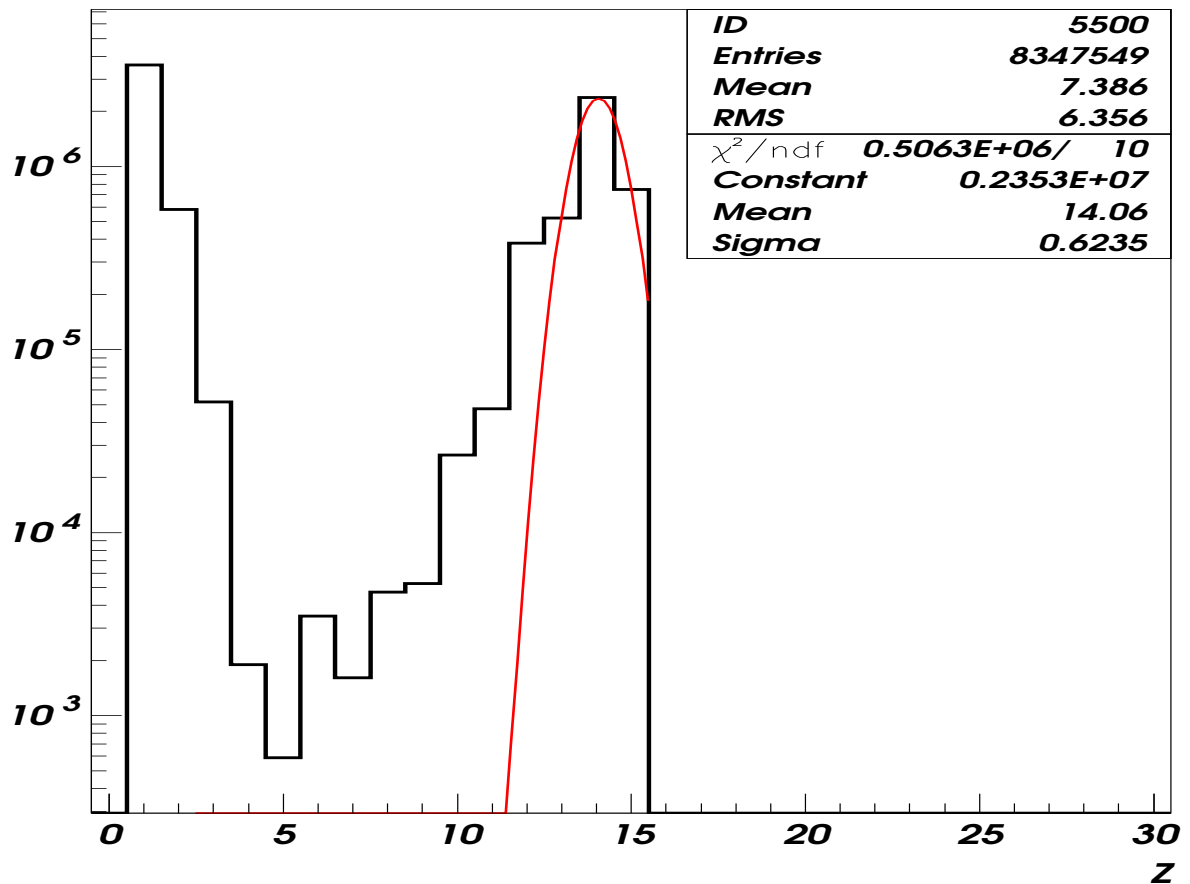


FIG. 7.6 – *Distribution de charge des fragments secondaires provenant de la désexcitation d'un fragment de $Z = 15$ (la distribution en masse et en énergie d'excitation du fragment primaire est fournie par BoB).*

7.4.1 Largeur du canal en ΔZ .

Quand la valeur de ΔZ tend vers zéro, les fragments ont la même taille ($\Delta Z = 0$), ou presque la même taille. Un problème délicat reste la largeur que l'on considère pour le canal ΔZ . Une valeur élevée de la largeur va augmenter la statistique accumulée dans ce canal, mais la fonction de corrélation va avoir une signification réduite. Une petite valeur de la largeur va provoquer des problèmes en ce qui concerne la statistique du premier canal. Un compromis est nécessaire. Mais il y a aussi une explication physique du choix de la largeur du canal. Nous avons étudié l'influence de la désexcitation secondaire d'un fragment primaire $Z = 15$, avec une distribution de masse et d'énergie d'excitation qui correspondent à celles fournies par le modèle BoB qui reproduit bien l'ensemble des données (voir sections 5.3 et 6.3). Sur la figure 7.3, on observe que la distribution des fragments secondaires est centrée autour de 14 et que la déviation standard est $\sigma = 0.623$. Dans ces conditions notre choix s'est porté sur une largeur du canal ΔZ égale à un. Quelle est la signification de la largeur d'une unité du canal ΔZ ? Un simple

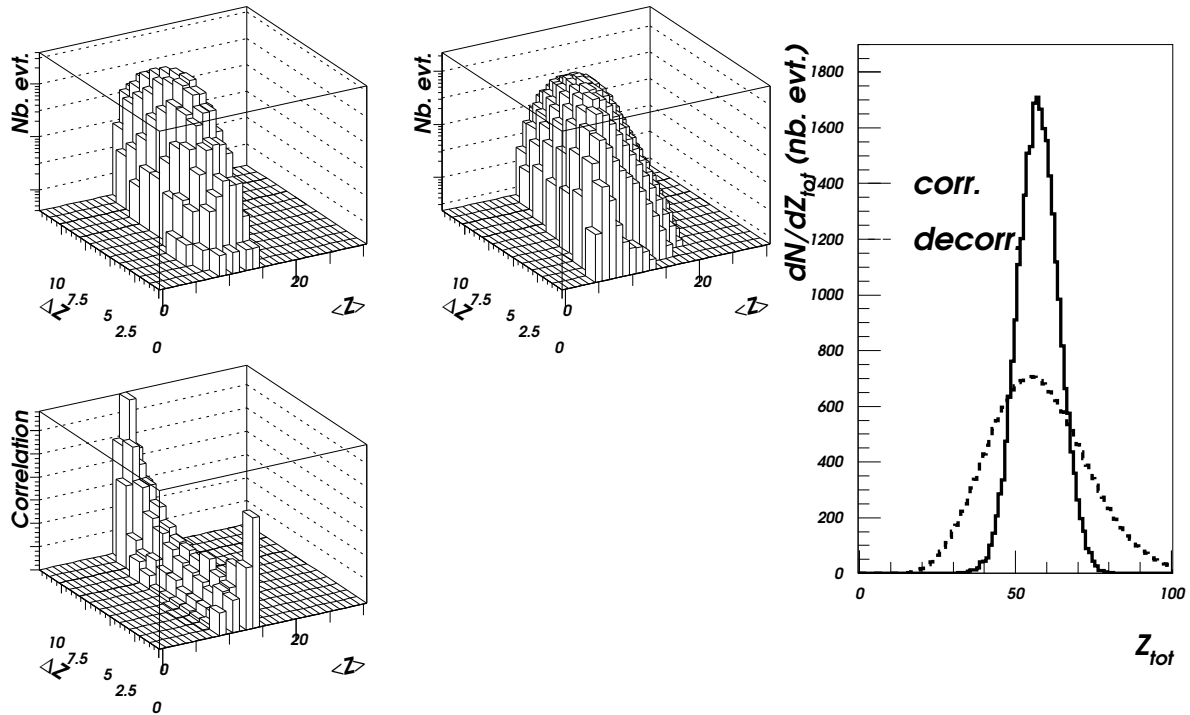


FIG. 7.7 – Bidims ($\langle Z \rangle, \Delta Z$) pour les événements vrais (à gauche en haut) et decorrés (à droite en haut) et la fonction de corrélation (en bas) pour la multiplicité $M = 5$. Sur la partie droite la distribution en Z_{tot} pour les événements vrais (trait plein) et decorrés (trait pointillé).

calcul montre que pour les multiplicités 3, 4, 5 un écart maximum de deux unités entre le plus gros fragment et les plus petits va donner $\Delta Z \leq 1$.

7.4.2 Les corrélations.

Les événements considérés dans la suite représentent le lot sélectionné dans le chapitre 5. La construction des événements decorrés reste un problème assez délicat. Conformément aux auteurs de la référence [MOR96], aucune contrainte n'a été mise sur la construction du lot d'événements decorrés. C'est-à-dire que, par exemple, la conservation en charge n'est pas satisfaite. D'une autre côté, il est délicat d'imposer des contraintes à ce niveau lorsque l'on veut obtenir des informations en liaison avec cette quantité. Sur la figure 7.7 (partie droite) on voit qu'il existe une différence entre les distributions en Z_{tot} des fragments, pour les événements vrais et les événements decorrés. Pour cette raison la fonction de corrélation n'est pas normalisée à l'unité. Des valeurs supérieures à l'unité sont attendues dans le domaine où la distribution en Z_{tot} de fragments pour les événements vrais est supérieure à celle des événements decorrés, et au contraire des valeurs inférieures à l'unité dans le domaine où la distribution en Z_{tot} de fragments pour les événements vrais est inférieure à celle des événements

décorrélés. Pour la multiplicité de fragments $M = 5$, nous avons représenté aussi les bidims ($\langle Z \rangle, \Delta Z$) qui correspondent aux événements vrais (à gauche sur la figure 7.7) ($Y(\langle Z \rangle, \Delta Z)$ - équation (7.2)) et décorréls (à droite sur la même figure) ($Y'(\langle Z \rangle, \Delta Z)$ - équation (7.2)). La fonction de corrélation est représentée à gauche en bas sur la figure 7.7. Sur la figure 7.8 sont présentées pour chaque multiplicité les fonctions de corrélations pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A. Pour chaque multiplicité un pic dans la fonction de corrélation apparaît dans le canal $\Delta Z = 0 - 1$. Les valeurs moyennes de $\langle Z \rangle$: $\overline{\langle Z \rangle}$ pour le canal $\Delta Z = 0 - 1$ sont indiquées dans le tableau 7.1. On remarque que $\overline{\langle Z \rangle}$ varie d'environ 18 à 10 lorsque la multiplicité change de 3 à 6; le produit $M \times \overline{\langle Z \rangle}$ varie quant à lui de 53.5 à 66, à comparer aux valeurs de $\overline{Z_{\text{tot}}}$ pour chaque multiplicité.

M	$\overline{\langle Z \rangle}$	$M \times \overline{\langle Z \rangle}$	$\overline{Z_{\text{tot}}}$
3	17.8	53.5	53.8
4	14.0	56.0	57.0
5	13.2	66.0	59.8
6	10.0	60.0	62.4

TAB. 7.1 – Valeurs moyennes (pondérées par le nombre d'événements) de $\langle Z \rangle$: $\overline{\langle Z \rangle}$, produit $M \times \overline{\langle Z \rangle}$ et valeurs moyennes de Z_{tot} pour les quatre multiplicités.

Nous avons vérifié que les énergies cinétiques des fragments de ces événements particuliers ne sont pas différentes (dans la limite des erreurs statistiques) par rapport aux énergies cinétiques des fragments de la totalité des événements. Sur la figure 7.9 est représentée l'énergie cinétique des fragments pour les événements avec $\Delta Z \leq 1$ et pour tous les événements. On observe que les énergies cinétiques des fragments pour les événements avec $\Delta Z \leq 1$ sont comparables avec les énergies des tous les événements.

Pour aborder de façon plus rigoureuse l'aspect quantitatif, nous avons mis toutes les multiplicités ensemble, en remplaçant la variable $\langle Z \rangle$ par $Z_{\text{tot}} = M \times \langle Z \rangle$. La largeur de la tranche en Z_{tot} a été établie à six unités pour éviter les effets de discontinuité dus au changement de variable. Bien sûr les événements décorréls sont construits et pondérés dans la proportion des événements vrais de chaque multiplicité. Sur la figure 7.10 on observe la même forme pour la fonction de corrélation que celles obtenues dans la représentation multiplicité par multiplicité.

7.4.3 Le fond et les erreurs sur la fonction de corrélation.

Regardons la valeur de la fonction de corrélation en tranches de Z_{tot} en fonction de ΔZ ; on observe un comportement exponentiel à partir du troisième canal en ΔZ . Cela nous a conduits à construire un fond et à le comparer avec la valeur de la fonction de corrélation à faible ΔZ pour chaque tranche en Z_{tot} . Le fond a été fabriqué en lissant les canaux 3 ÷ 8 avec une fonction exponentielle, pour chaque tranche en Z_{tot} (voir figure 7.11).

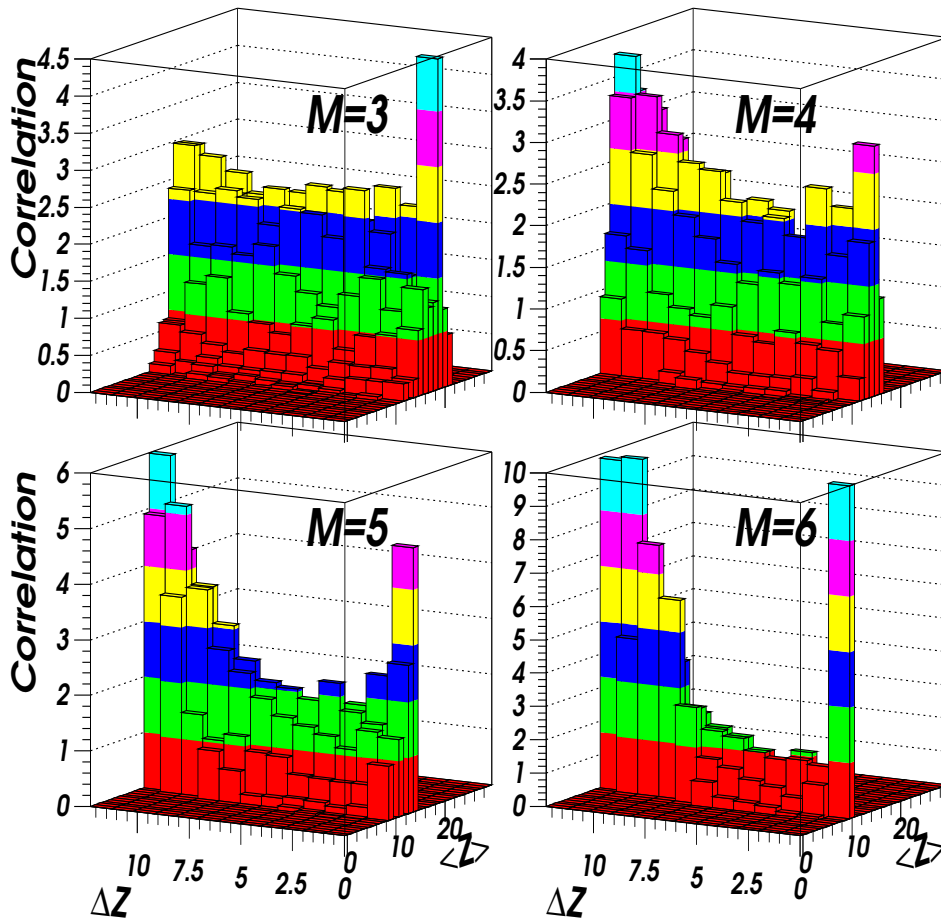


FIG. 7.8 – *Fonctions de corrélation expérimentales en charge pour les différentes multiplicités de fragments.*

Le calcul a été complété avec les erreurs sur la fonction de corrélation pour le premier canal en ΔZ ; elles ont été calculées d'une manière statistique - $1/\sqrt{N_{evts}}$. Un grand nombre d'événements décorrelés (10^3 pour chaque événement vrai) a été construit pour réduire considérablement la contribution des événements décorrelés dans l'erreur statistique de la fonction de corrélation. L'erreur va ainsi être donnée seulement par la contribution des événements vrais. Sur la figure 7.12 on représente la valeur de la fonction de corrélation et le fond pour chaque tranche de six unités en Z_{tot} . On observe trois points avec les barres d'erreurs correspondantes, qui sont au dessus de la ligne de fond. Nous avons compté ces événements et ils sont dans une proportion de 0.1% de tous les événements de multifragmentation.

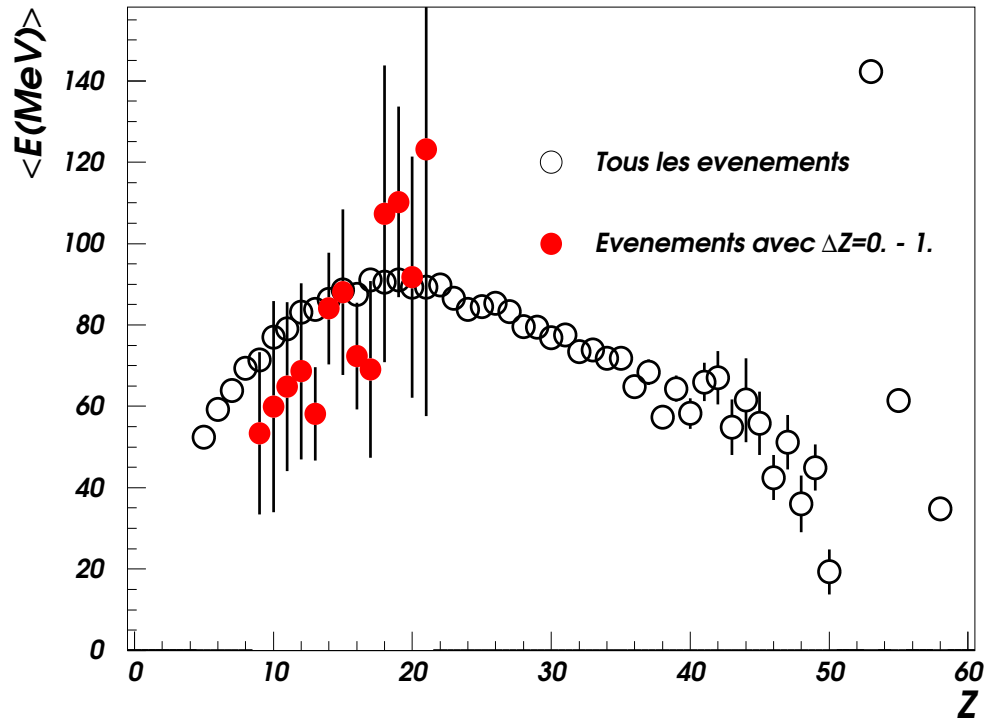


FIG. 7.9 – *Energie cinétique des fragments pour les événements avec $\Delta Z = 0 \div 1$ et pour tous les événements. Les barres d'erreur sont statistique.*

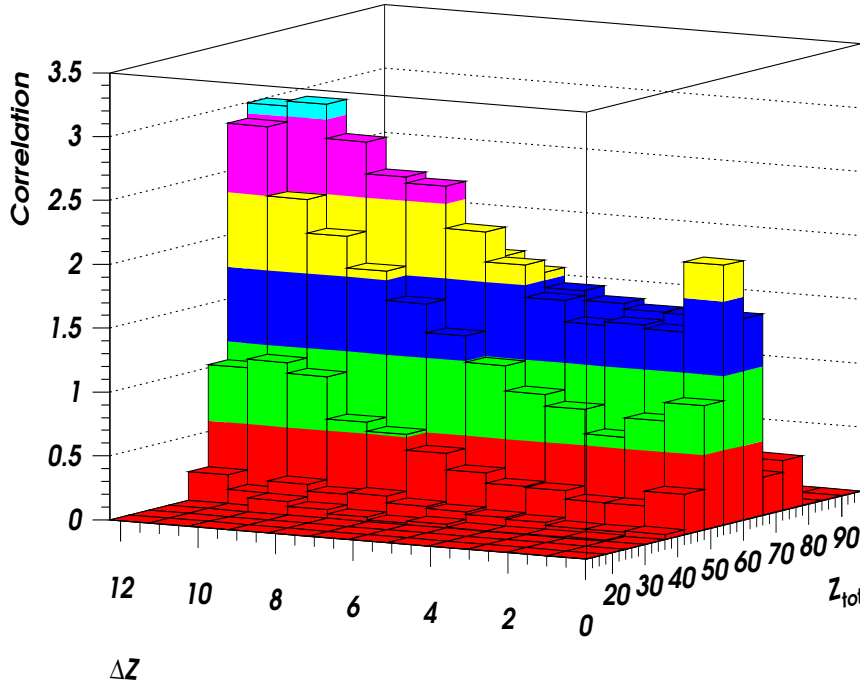


FIG. 7.10 – *Corrélations expérimentales en charge pour toutes multiplicités confondues.*

7.4.4 Validité statistique des pics.

Cette étude est une partie de la référence [DES00] et elle est nécessaire pour montrer que la signifiante des pics vus dans les corrélations est raisonnable.

Dans la référence [DES00] il est démontré qu'il n'est pas forcément nécessaire que le dénominateur de l'équation (7.2) soit calculé en "fabriquant" des événements décorrelés à partir des événements vrais, ce dénominateur peut être calculé analytiquement à partir de la distribution en charge du lot d'événements. Il est équivalent, d'un point de vue informatique, de tirer des charges en respectant la distribution de charge des événements vrais. Dans l'annexe A on présente quelques formules pour avoir une idée de la mathématique utilisée. L'incertitude sur le dénominateur est négligeable dans le cas où l'on utilise le calcul analytique du dénominateur. Une fois l'erreur sur le dénominateur minimisée (soit par calcul algébrique, soit par un grand nombre de tirage des événements décorrelés), l'erreur sur le numérateur est très dépendante du nombre d'événements. Lorsque la statistique est limitée, l'incertitude sur le numérateur est grande. La méthode de l'hypothèse nulle est utilisée pour obtenir une évaluation de la signifiante \mathcal{S} statistique des événements concernés.

La méthode consiste à faire l'hypothèse qu'il n'y a pas de corrélation, puis de calculer la probabilité que le pic soit alors d'une hauteur égale ou supérieure à celui obtenu. Si la probabilité est très faible on en déduit que l'hypothèse nulle est très probablement fautive.

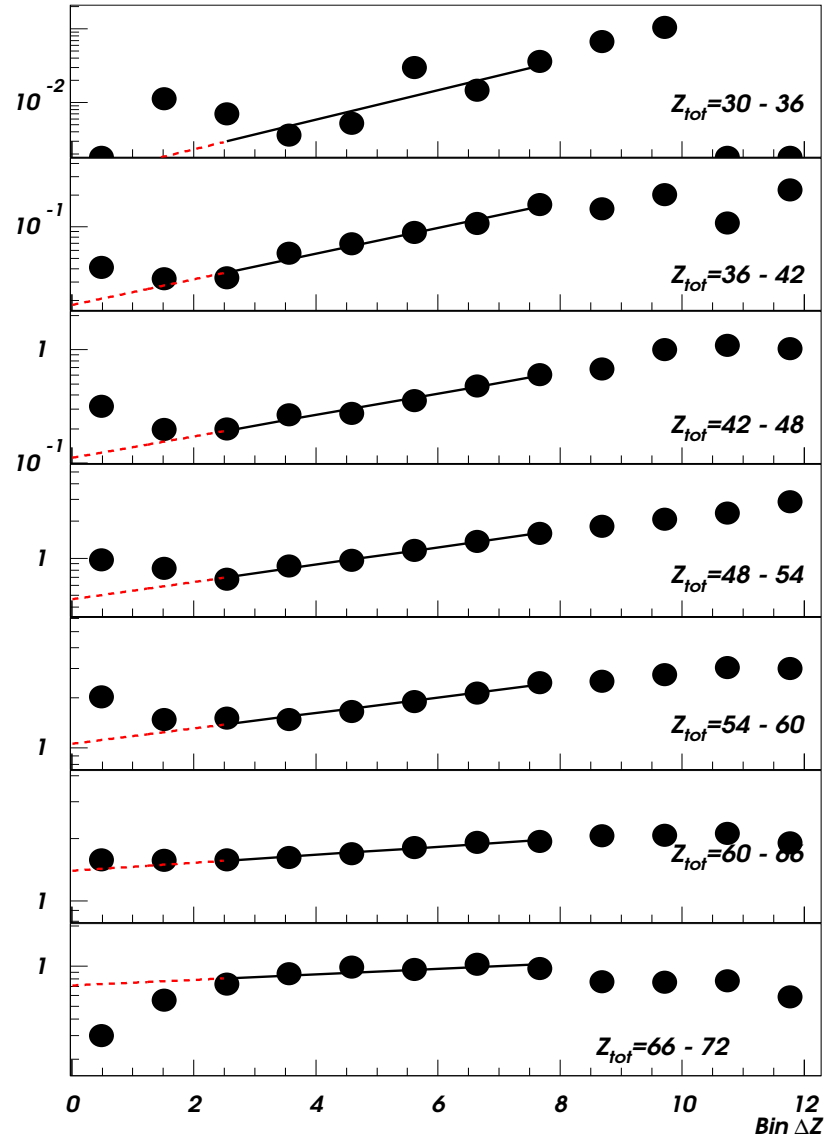


FIG. 7.11 – Construction du fond pour différentes tranches en Z_{tot} ; en tiret, le fond extrapolé jusqu'à $\Delta Z = 0 - 1$.

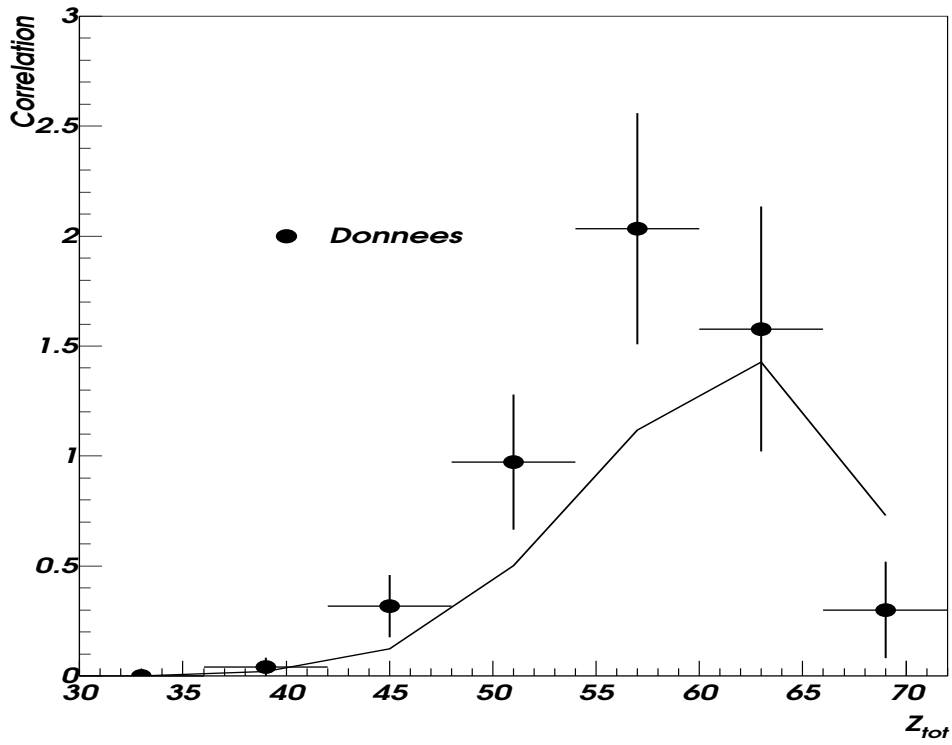


FIG. 7.12 – Valeurs de la fonction de corrélation en fonction de Z_{tot} . Les cercles pleins indiquent les événements avec $\Delta Z = 0 - 1$ et la ligne, le fond extrapolé. Les barres verticales représentent les erreurs statistiques et les barres horizontales, la largeur de la tranche en Z_{tot} .

Tranche Z_{tot}	Nb. évént.	$1 - \mathcal{S}$	$\mathcal{S}(\%)$
$Z_{tot} = 42 - 48$	5	4.82×10^{-2}	95.2
$Z_{tot} = 48 - 54$	10	3.81×10^{-2}	96.2
$Z_{tot} = 54 - 60$	15	2.18×10^{-2}	97.8

TAB. 7.2 – Valeurs de la signifiante pour les trois points sortant du fond de la figure 7.12 et nombre d'événements correspondant.

(on dit aussi que la signifiante du pic est grande). Suivant les formules de l'annexe A, on montre sur le tableau 7.2 les valeurs de la signifiante pour les trois points de la figure 7.12 qui sortent du fond. On utilise habituellement plutôt la grandeur $1 - \mathcal{S}$, c'est-à-dire, que plus le terme $1 - \mathcal{S}$ est petit, plus la signifiante est grande. On voit dans le tableau 7.2 des valeurs raisonnables pour le terme $1 - \mathcal{S}$, ce qui nous conduit à conclure que la signifiante des événements concernés est bonne et supérieure à 95 %. Une erreur de 20 % sur l'extrapolation du fond exponentiel conduirait à une diminution maximale de la signifiante d'environ 4 %.

7.4.5 Le cas des collisions dissipatives binaires.

Un autre test intéressant que nous avons fait, a été de regarder les mêmes corrélations pour les événements qui ne remplissent pas les conditions présentées dans le chapitre 5; c'est-à-dire des événements où l'on sélectionne principalement les collisions dissipatives binaires. Nous avons sélectionné tous les événements avec les caractéristiques suivantes (voir figure 5.4): une énergie cinétique des fragments inférieure à 1200 MeV et un angle de flot caractérisant l'événement $\theta_{flot} \leq 30^\circ$. Les fonctions de corrélation pour chaque multiplicité sont présentées sur la figure 7.13. Quel type d'information peut-on extraire de ces observations? Les fonctions de corrélations pour chaque multiplicité ne montrent pas des signaux significatifs pour les événements décrivant les collisions dissipatives binaires. Seulement pour les événements de multifragmentation d'un système unique nous avons trouvé des fonctions de corrélations qui montrent qu'une faible proportion des événements sont caractérisés par l'émission de fragments avec des tailles (charges) égales ou presque.

Une analyse quantitative similaire à celle faite pour les événements provenant d'une source unique n'est pas facile dans ce cas. La méthode proposée par Moretto et collaborateurs [MOR96] a été faite pour des événements où l'on s'attend à une émission de fragments de taille (charge) égale à partir d'une seule source, alors que là, nous sommes dans le cas où les événements sélectionnés proviennent majoritairement de deux sources. Un mélange de fragments provenant de deux sources fait que la méthode de corrélations en charge utilisée jusque-là n'est plus adaptée. Il faudrait peut-être d'abord développer une nouvelle méthode de corrélation en charge adaptée car la construction du fond est dans ce cas un problème difficile à résoudre et même difficile à comprendre.

7.5 Comparaison avec le modèle BoB.

Le modèle BoB reproduit très bien les observables globales de type: distribution en charge, spectres en énergie cinétique de fragments, etc. Tous ces tests ont été largement décrits dans les chapitres et les sections précédentes.

Après le succès que nous avons eu en comparant les spectres en énergie cinétique des fragments Z par Z , ou bien les fonctions de corrélation en vitesse, un des derniers tests que l'on peut faire, est de comparer les fonctions de corrélations en charge. Nous avons construit les mêmes fonctions de corrélation pour les événements provenant du modèle BoB, en respectant le même traitement que celui des données expérimentales. On remarque sur la figure 7.14 la forte similitude avec les fonctions de corrélation expérimentales (multiplicité par multiplicité). Le même type de présentation compacte (figure 7.15 en bas) montre que la trace de l'émission de fragments de taille égale reste proche de celle expérimentale.

Les événements provenant du modèle BoB sont tous des événements qui correspondent à la décomposition spinodale du système et néanmoins la proportion des événements statistiquement significatifs est de 0.15%, c'est-à-dire très similaire aux données. Ainsi le calcul BoB nous indique quantitativement qu'une très faible proportion des événements ont gardé une mémoire, à travers l'émission de fragments égaux, de la décomposition spinodale. On peut vraiment parler d'empreinte ou de signal fossile ayant résisté à tous les avatars décrits et présentés dans 7.1 [BOR00, TAB00].

A l'aide du support théorique fourni par BoB, la faible proportion d'événements avec des fragments de taille égale dans le processus de multifragmentation est interprétée comme la signature de la décomposition spinodale dans un système fini. Il s'agit de la première observation expérimentale pour un tel système.

En conclusion, la méthode de corrélation utilisée met en évidence une faible partie des événements, parmi les événements de multifragmentation, avec des fragments de taille égale ou presque ($\Delta Z \leq 1$ à l'intérieur de l'événement). Une présentation compacte, en changeant la variable $\langle Z \rangle \rightarrow Z_{tot}$, nous a permis d'estimer la proportion de ces événements: 0.1%. **Le faible signal trouvé est analysé avec le support des calculs BoB comme étant un signal fossile révélant que le processus responsable de la multifragmentation de systèmes lourds aux énergies de Fermi est la décomposition spinodale.** En utilisant la méthode de l'hypothèse nulle, il est montré que, même faible, ce signal est très significatif d'un point de vue statistique puisqu'il présente une signifiante supérieure à 95 %. Enfin la puissance prédictive du modèle BoB est encore une fois mise en lumière.

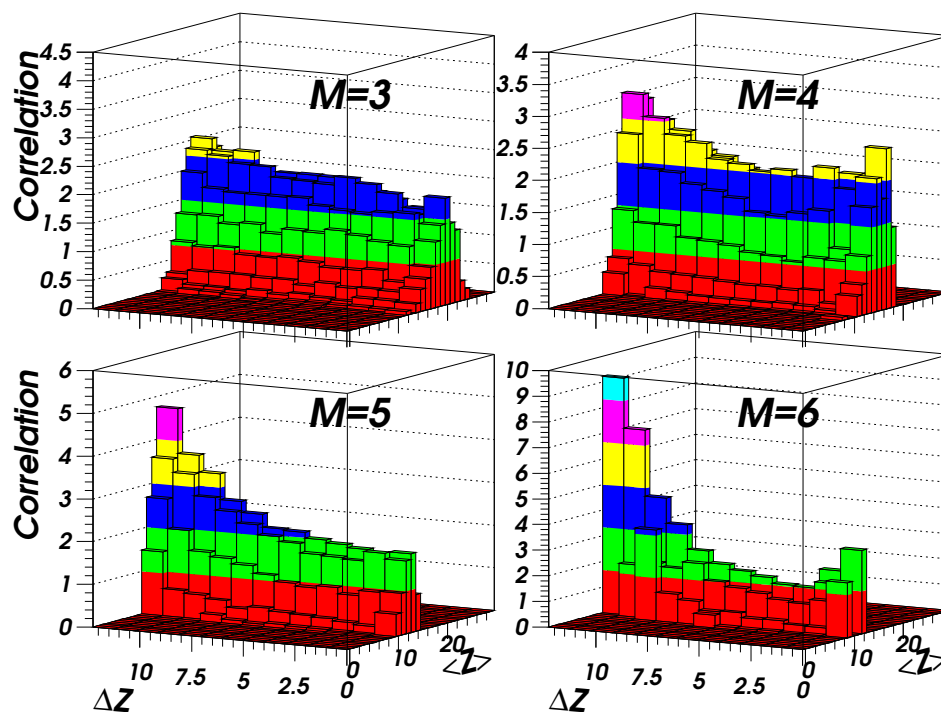


FIG. 7.13 – Fonctions de corrélation pour les collisions “dissipatives binaires” (voir texte).

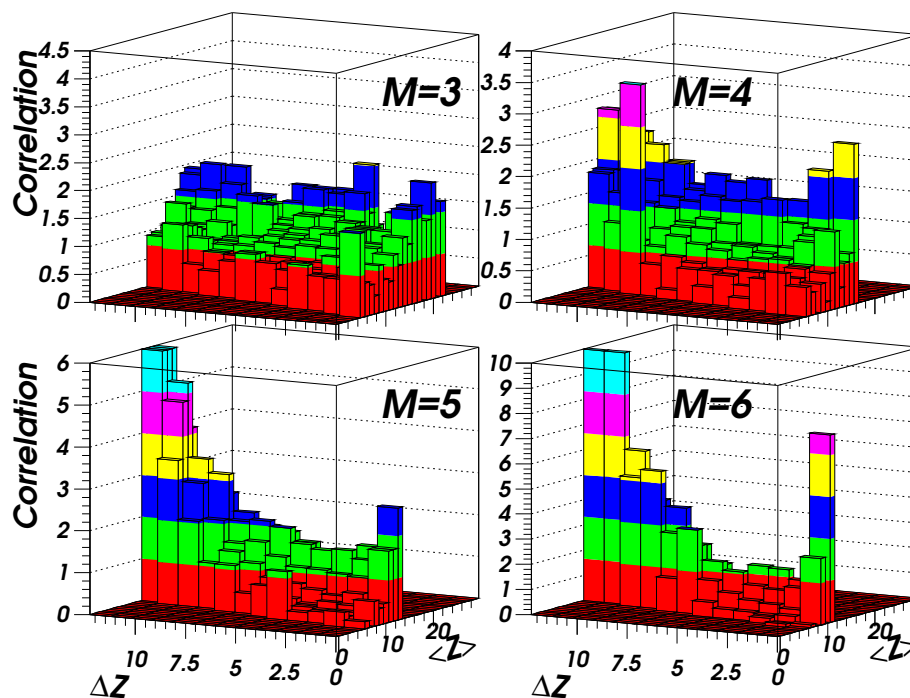


FIG. 7.14 – Fonctions de corrélation pour les événements provenant du modèle BoB.

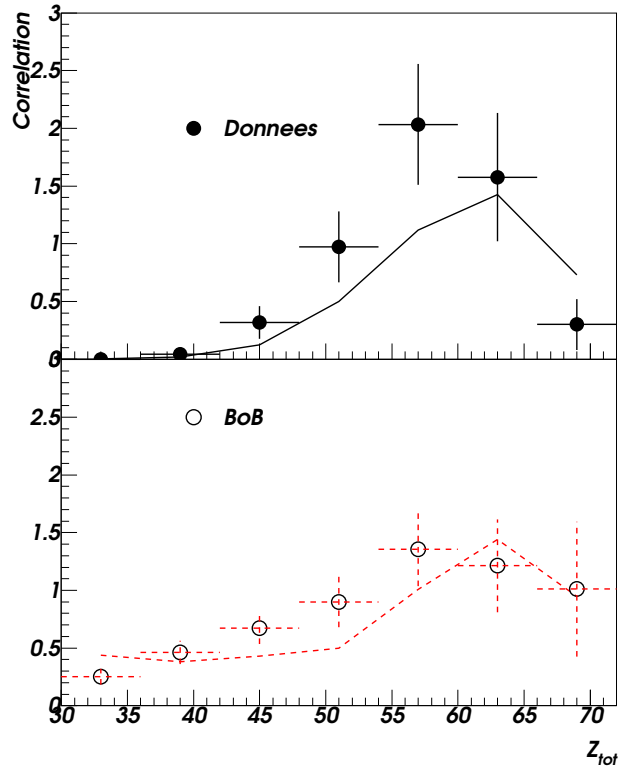


FIG. 7.15 – En bas, même présentation que pour la figure 7.12 mais pour les événements BoB. On observe la similitude avec les données expérimentales (en haut).

Chapitre 8

Conclusions.

Le résultat majeur de ce travail a été de trouver une preuve expérimentale permettant de soutenir très fortement l'hypothèse de la décomposition spinodale, comme processus responsable de la multifragmentation de systèmes très lourds aux énergies de Fermi.

Quelles ont été les principales avancées pour parvenir à ce résultat ?

Du point de vue expérimental, des données de très bonne qualité étaient requises. En disposant du multidétecteur 4π INDRA, cela a été réalisé grâce à la mise au point des techniques performantes utilisées pour l'étalonnage en énergie des détecteurs silicium et scintillateurs CsI(Tl) ainsi que pour l'identification en numéro atomique des fragments. Une nouvelle méthode de corrélation en taille (charge) de fragments très sensible a aussi été utilisée.

Du point de vue théorique notre référence a été le modèle dynamique BoB. Il est capable de simuler la dynamique des instabilités à basses densité grâce aux ingrédients incorporés (amplitudes des fluctuations). Il reproduit très bien les propriétés moyennes statiques ou dynamiques des fragments [FRA98-TH]. Des comparaisons plus exclusives avec les données expérimentales ont été mené pour contraindre toujours plus le modèle. Elles concernent **l'étude de corrélations événement par événement**.

Les corrélations en vitesse réduite de fragments ont été utilisées dans une première étape. L'accord extrêmement bon observé avec BoB nous a permis de déduire des informations liées à la topologie des fragments au *freeze-out*. Nous avons remarqué en particulier que plus le fragment est gros plus il est produit près du centre du « volume » de *freeze-out* et que le système $Xe + Sn$ est plus compact que le système $Gd + U$. Cette compacité est très légèrement sous-estimée par les calculs dans le cas du système $Xe + Sn$. Nous avons aussi mis en évidence à partir des calculs BoB de grandes fluctuations dans la valeur du volume de *freeze-out*.

Dans une deuxième étape nous avons utilisé la puissance de la méthode de corrélations en charge afin de trouver la faible proportion des événements (0.1 %) qui ont gardé une mémoire, à travers l'émission de fragments égaux, de la décomposition spinodale. Les fonctions de corrélations en charge expérimentales pour chaque multiplicité ont seulement été construites pour le système $Xe + Sn$ en raison de la statistique nécessaire. Il a fallu améliorer la procédure concernant les corrélations pour mieux aborder l'aspect quantitatif. Il a été possible, à l'aide de la méthode de l'hypothèse nulle, de

trouver la signifiante statistique du signal observé expérimentalement. La signifiante est supérieure à 95 %.

La même analyse a été menée sur les événements BoB. Tous les événements provenant de BoB sont des événements correspondant à la décomposition spinodale du système et cependant seulement environ 0.15 % ont conservé la trace à travers des fragments égaux ou presque de la décomposition spinodale.

Cet accord remarquable avec les données expérimentales nous permet d'affirmer naturellement que la décomposition spinodale a été observée pour la première fois pour un système fini et que les instabilités spinodales sont responsables de la multifragmentation aux énergies de Fermi. De plus ce résultat constitue une preuve indirecte, à travers l'existence d'une zone de coexistence (de type liquide-gaz), d'une transition de phase du premier ordre associée à la multifragmentation des noyaux chauds.

Ce nouveau résultat vient renforcer une observation récente. En effet pour le même système $Xe + Sn$ à 32 MeV/A ont été aussi étudiées les fluctuations en énergie cinétique au *freeze-out* [NEI99-TH] et il a été mis en évidence des valeurs négatives de la chaleur massique totale microcanonique. Ce résultat constitue vraisemblablement une signature directe d'une transition de phase du premier ordre [CHO99, AGO00].

Quelles sont les critiques que l'on pourrait apporter à nos conclusions?

La méthode de corrélations utilisée présente une grande qualité, c'est sa sensibilité. Mais aussi une petite faiblesse, la valeur de la fonction de corrélation en absence de signal qui dépend de l'extrapolation à $\Delta Z = 0. - 1$. Une réflexion approfondie est nécessaire pour progresser sur ce point.

Pourquoi n'a-t-on pas appliqué la méthode de corrélations en charge au système $Gd + U$? Cette nouvelle méthode de corrélations très performante utilise tout l'information sur les fragments obtenue dans un événement et cela nécessite donc une statistique importante (environ 30000 événements). Après sélection par la méthode «classique»: critère de complétude – sélection en angle de flot, la statistique est fortement réduite. Des travaux sont en cours dans la collaboration INDRA pour pouvoir disposer d'une statistique supérieure. Il font appel, par exemple, à l'analyse en composantes principales [DES95]. Si ces études aboutissent elles devraient permettre l'étude des systèmes très lourds mesurés avec INDRA : $^{155}Gd + ^{238}U$ à 36 MeV/A, $^{181}Ta + ^{238}U$ à 33 MeV/A et à 39 MeV/A.

Une autre question importante qui se pose maintenant est la validité du scénario de la décomposition spinodale pour le même système mais pour des énergies plus élevées. Le système $^{129}Xe + ^{nat}Sn$ a été mesuré avec INDRA à plusieurs énergies incidentes du projectile: 32 MeV/A, 39 MeV/A, 45 MeV/A et 50 MeV/A. La multifragmentation se produit certainement pour les autres énergies, mais est-ce que les mécanismes responsables de l'évolution du système sont les mêmes dans tous les cas? La méthode de corrélation en charge des fragments doit aider à répondre à ces questions et elle peut valider ou non le scénario de la décomposition spinodale. Dans la figure 8.1 nous avons représenté les fonctions de corrélations en charge des fragments pour les données expérimentales $^{129}Xe + ^{nat}Sn$ à 50 MeV/A sélectionnées comme décrit dans le chapitre 5. Il

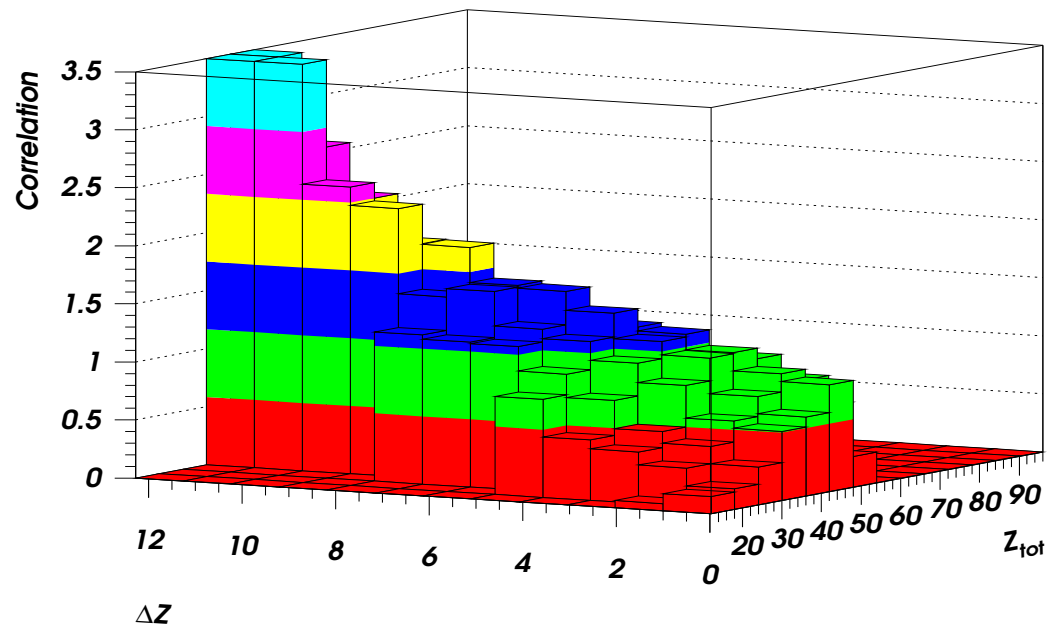


FIG. 8.1 – *Fonction de corrélation expérimentale en charge des fragments, pour toutes les multiplicités confondues, pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV/A.*

existe une différence incontestable entre les mêmes fonctions de corrélation expérimentales présentées à l'énergie de 32 MeV/A. Des calculs BoB à 50 MeV/A seront aussi nécessaires. Des calculs dynamiques récents prenant en compte les effets de non-localité [MOW00] et menés sur les systèmes lourds montrent que la décomposition spinodale n'est pas responsable de la multifragmentation du système $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 MeV/A. Une étude systématique devrait nous apporter des informations extrêmement intéressantes sur la localisation de la région spinodale pour un système nucléaire fini.

Annexe A

Méthode de l'hypothèse nulle - les formules [DES00].

La fonction de corrélation est définie par:

$$1 + R(\langle Z \rangle \cap \Delta Z | M) = \frac{P(\langle Z \rangle \cap \Delta Z | M)}{P_{dec}(\langle Z \rangle \cap \Delta Z | M)} \quad (\text{A.1})$$

où la probabilité au numérateur est le nombre d'événements de l'échantillon étudié comprenant M fragments, de moyenne $\langle Z \rangle$ et d'écart type ΔZ rapporté au nombre d'événements de multiplicité de fragments M . Le dénominateur peut être calculé, après une décomposition multinômiale de la probabilité de corrélation entre la charge moyenne et l'écart type, par la formule suivante:

$$P_{dec}(\langle Z \rangle \cap \Delta Z | M) = M! \sum_{\substack{\{n_Z\} \\ \sum_Z n_Z = M \\ \sum_Z Z n_Z = M \langle Z \rangle \\ \sum_Z Z^2 n_Z = M(\langle Z \rangle^2 + (\Delta Z)^2)}} \prod_Z \frac{P_Z^{n_Z}(Z | M)}{n_Z!} \quad (\text{A.2})$$

où n_Z est le nombre de fragments de charge Z et $P_Z(Z | M)$ le spectre en charge des fragments à multiplicité donnée. Les sommes et les produits s'entendent sur toutes les charges possibles des fragments. Au premier ordre, l'estimateur de la variance d'échantillonnage d'une proportion appliqué à l'équation (A.1) conduit à l'erreur suivante:

$$\Delta(1 + R(\langle Z \rangle \cap \Delta Z | M)) = \frac{\sqrt{P(\langle Z \rangle \cap \Delta Z | M)}}{\sqrt{n(M) P_{dec}(\langle Z \rangle \cap \Delta Z | M)}}, \quad (\text{A.3})$$

où $n(M)$ est le nombre d'événements comprenant M fragments. L'utilisation de la formule algébrique multinômiale donnant le dénominateur réduit considérablement l'erreur statistique sur la corrélation. Le calcul de l'erreur est particulièrement crucial lorsque l'écart type est nul, d'une part parce que ce sont ces événements qui nous intéressent et, d'autre part, car le nombre d'événements de ce type est souvent très petit.

D'après l'hypothèse nulle, la fonction de corrélation devrait tendre vers l'unité pour un nombre infini d'événements. On a donc la propriété suivante:

$$\lim_{n(M) \rightarrow \infty} P(\langle Z \rangle \cap \Delta Z | M) = P_{dec}(\langle Z \rangle \cap \Delta Z | M) \quad (\text{A.4})$$

Dans la suite on notera $p = P(\langle Z \rangle \cap \Delta Z | M)$. La probabilité que k événements parmi les $n(M)$ appartiennent à la case $\langle Z \rangle \cap \Delta Z$ (fonction d'échantillonnage de $P(\langle Z \rangle \cap \Delta Z | M)$) est donnée par la formule binômiale:

$$P(k) = C_{n(M)}^k p^k (1-p)^{n(M)-k}. \quad (\text{A.5})$$

Dans notre cas, la signifiante sera d'autant plus grande que le pic sera élevé et que le nombre d'événements de l'échantillon sera grand. D'un point de vue quantitatif, la signifiante \mathcal{S} est la probabilité d'obtenir un nombre d'événements strictement inférieur à celui observé expérimentalement, si l'on fait l'hypothèse nulle (on préfère habituellement donner la valeur $1 - \mathcal{S}$):

$$1 - \mathcal{S} = \sum_{k=Num}^{n(M)} P(k), \quad (\text{A.6})$$

où Num est le nombre d'événements expérimentaux tombant dans la case considérée de l'espace $(\langle Z \rangle, \Delta Z)$ ($Num(\langle Z \rangle \cap \Delta Z | M) = n(M)P(\langle Z \rangle \cap \Delta Z | M)$). On remarque que, contrairement au calcul de barre d'erreur présenté (équation (A.3)), le calcul de la fonction d'échantillonnage (A.5) dans le cadre de l'hypothèse nulle ne fait pas intervenir le nombre d'événements mesurés. Elle n'est donc pas entachée d'erreur statistique.

si une case regroupe les événements correspondant à plusieurs multiplicités, les probabilités s'ajoutent: $p = \sum_M P_{dec}(\langle Z \rangle \cap \Delta Z \cap M)$

Dans le cas où la corrélation à laquelle on s'intéresse vient s'ajouter à un "fond" $F(\langle Z \rangle \cap \Delta Z)$ dû, par exemple, aux corrélations induites par la conservation de la charge, la méthode décrite ci-dessus reste valide à condition d'utiliser une valeur $p' = F(\langle Z \rangle \cap \Delta Z | M)P_{dec}(\langle Z \rangle \cap \Delta Z | M)$. La technique d'extraction du fond peut donner un résultat entaché d'une certaine incertitude. Cette erreur ΔF se propage sur la valeur de la signifiante. Pour obtenir la relation de propagation, on calcule d'abord l'erreur sur $P_F(k)$:

$$P_F(k) = C_{n(M)}^k (F \cdot p)^k (1 - F \cdot p)^{n(M)-k} \quad (\text{A.7})$$

$$\Delta P_F(k) = P_F(k) \left| \frac{k - Fpn(M)}{1 - pF} \right| \frac{\Delta F}{F} \quad (\text{A.8})$$

d'où:

$$\Delta(1 - \mathcal{S}) = \left| \sum_{k=Num}^{n(M)} P_F(k) \frac{k - Fpn(M)}{1 - pF} \right| \frac{\Delta F}{F}. \quad (\text{A.9})$$

Informatiquement il est plus précis de calculer directement l'incertitude par:

$$\Delta(1 - \mathcal{S}) = \sum_{k=Num}^{n(M)} (P_{F+\Delta F}(k) - P_F(k)). \quad (\text{A.10})$$

Bibliographie

Références

- [AGO00] M. D'Agostino et al., *Phys. Lett.* **B473** (2000) 219;
- [AYI88] S. Ayik and C. Gregoire, *Phys. Lett.* **B212** (1988) 269.;
- [AYI95] S. Ayik, M. Colonna and Ph.Chomaz, *Phys. Lett.* **B353** (1995) 417;
- [BAR98] V. Baran et al., *Nucl. Phys.* **A632** (1998) 287;
- [BEN89] F. Benrachi et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A281** (1989) 137;
- [BON85-1] J.P. Bondorf et al., *Nucl. Phys.* **A443** (1985) 321;
- [BON85-2] J.P. Bondorf et al., *Nucl. Phys.* **A444** (1985) 460;
- [BON85-3] J.P. Bondorf et al., *Phys. Lett.* **B162** (1985) 30;
- [BON95-4] J.P. Bondorf et al., *Phys. Rep.* **257** (1995) 133;
- [BOR00] B. Borderie et al., *Proceedings of the International Symposium on Advanced in Nuclear Physics, Bucharest, Romania 9-10 December 1999* **World Scientific, Ed. D. Poenaru and S. Stoica** (1999) 233;
- [BOU-TH] B. Bouriquet **Thèse in preparation à GANIL**;
- [CHO94] Ph. Chomaz et al., *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 3512;
- [CHO99] Ph. Chomaz et F. Gulminelli, *Nucl. Phys.* **A647** (1999) 153;
- [DES95] P. Désesquelles, *Ann. Phys Fr.* **20** (1995) 1;
- [DES00] P. Désesquelles, *Calcul algébrique de la fonction de corrélation de charges. Validité statistique des pics de la corrélation ($\langle Z \rangle, \Delta Z$)*. **Preprint. Communication privée.** (2000);
- [FEV-TH] A. Le Fèvre, *Etude de la multifragmentation: apport des corrélations en vitesse réduite entre particules et fragments*. **Thèse de doctorat de l'université PARIS VII, GANIL-T-97-03** (1997);

- [FIN79] E. C. Finch et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **163** (1979) 467.;
- [FILTRE] D. Cussol et al. (INDRA coll.), <http://infodan.in2p3.fr/indra/> à consulter les pages concernant "**Documentation / Filtre INDRA**";
- [FIS67] M.E. Fischer, *Rep. Prog. Phys.* **67** (1967) 615;
- [FRA98-TH] J. D. Frankland, *Etude de Systèmes Très Lourds Observés avec INDRA: Première Mise en Evidence d'un Effet de Volume dans le Processus de Multifragmentation Nucléaire. Thèse de doctorat de l'université PARIS XI, IPNO-T-98-06* (1998);
- [FRA00-1] J. D. Frankland et al., *Accepté à Nucl. Phys. A* (2000) ...;
- [FRA00-2] J. D. Frankland et al., *Accepté à Nucl. Phys. A* (2000) ...;
- [GUA96] A. Guarnera, M. Colonna, Ph. Chomaz, *Phys. Lett.* **B373** (1996) 267.;
- [GUA97] A. Guarnera et al., *Phys. Lett.* **B403** (1997) 191.;
- [HUB90] F. Hubert et al., *At. Data and Nucl. Data Tables* **46** (1990) 1;
- [HOR92] D. Horn et al., *Nucl. Instr. and Meth* **A320** (1992) 273;
- [JAQ83] H. Jaqaman et al., *Phys. Rev.* **C27** (1983) 2782.;
- [JAC96-TH] B. Jacquot, *Instabilités spinodales dans les noyaux atomique Thèse de doctorat de l'université de Caen, GANIL-T-96-05* (1996);
- [KAU74] S.B. Kaufman et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **115** (1974) 47;
- [KIM92] Y. D. Kim et al., *Phys. Rev. C* **45** (1992) 338;
- [KNOLL] Glenn F. Knoll, *Radiation detection and measurements John Wiley and Sons, Inc.* (1982);
- [LEO] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments Springer-Verlag* (1987);

- [LEC96] J. F. Lecoilley et al., *Phys. Lett.* **B387** (1996) 460;
- [MET95-TH] V. Métivier, *Mécanismes de réaction et de dissipation de l'énergie dans les collisions symétriques noyau-noyau de 25 à 74 MeV/u: apport des mesures exclusives du multidétecteur INDRA*. **Thèse de doctorat de l'Université de Caen, LPCC T 95-03** (1995);
- [MOR93] L.G. Moretto et G.J. Wozniak, *Ann. Rev. of Nuclear and Particle Science* **43** (1993) 379;
- [MOR96] L.G. Moretto et al., *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 2634;
- [MOU78] J.B. Moulton et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **157** (1978) 325;
- [MOW00] K. Morawetz, *Phys. Rev.* **C62** (2000) 044606;
- [MUR61] A. Meyer and R. B. Murray, *Phys. Rev.* **122** (1961) 815;
- [MUR62] A. Meyer and R. B. Murray, *Phys. Rev.* **128** (1962) 98;
- [NEI99-TH] N. Le Neindre, *Aspect thermodynamique de la multifragmentation Xe+Sn 32 à 50 A.MeV* **Thèse de doctorat de l'Université de Caen, LPCC-T-99-02** (1999);
- [NGU98-TH] Anh-Dung Nguyen, *Caractérisation spatio-temporelle de la matière dans la fragmentation nucléaire*. **Thèse de doctorat de l'Université de Caen, LPCC-T-98-02** (1998);
- [OGI86] M. Ogiwara et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **251** (1986) 313;
- [ONO96] A. Ono et H. Horiuchi, *Phys. Rev. C* **53** (1996) 2958;
- [OUA95-TH] A. Ouatizerga, *Vaporisation du système $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ étudié avec le détecteur 4π INDRA* **Thèse de doctorat de l'université de Paris XI, IPNO-T-95-05** (1995);
- [PAPON] P. Papon et al., *Thermodynamique des états de la matière* **Dunod** (1998);
- [PAR00] M. Parlog et al., *soumis à Nucl. Instr. and Meth.* (2000);

- [PAS98] G. Pasquali et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **405** (1998) 39;
- [POU95] J. Pouthas et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A357** (1995) 418.;
- [POU96] J. Pouthas et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A369** (1996) 222.;
- [RAD99-TH] Alex. H. Răduță, *Model microcanonic de multifragmentare nucleara. Studiu teoretic al curbei calorice nucleare in contextul rezultatelor experimentale recente. Thèse de doctorat IFIN - HH, Bucarest .;*
- [RAN90] J. Randrup and B. Remaud, *Nucl. Phys.* **A514** (1990) 339;
- [RIJ93-TH] H. A. Rijken **Thèse de doctorat Eindhoven Tech. Univ.** (1993.);
- [RIV98] M. F. Rivet et al. (INDRA coll.), *Phys. Lett.* **B430** (1998) 217;
- [SAL97-TH] S. Salou, *Etude de la multifragmentation dans les collisions centrales pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A: mesure de l'énergie collective d'expansion et du volume de freeze-out* **Thèse de doctorat de l'université de Caen, GANIL-T-97-06** (1997);
- [SCH94-1] O. Schapiro, A.R. DeAngelis, D.H.E. Gross, *Nucl. Phys. A* **568** (1994) 333-349;
- [SCH94-2] O. Schapiro, D.H.E. Gross, *Nucl. Phys. A* **576** (1994) 428-440;
- [SCH94-3] O. Schapiro and D.H.E. Gross, *Nucl. Phys. A* **573** (1994) 143-153;
- [SEI73] W. Seibt et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **113** (1973) 317.;
- [STO58] R. S. Storey et al., *Proc. Phys. Soc.* **72** (1958) 1;
- [TAB99] G. Tabacaru et al. (INDRA coll.), *Nucl. Instr. and Meth. A* **428** (1999) 379;
- [TAB00] G. Tabacaru, B. Borderie et al. (INDRA coll.), *Proceedings of the XXXVIII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italy) 24-29 January 2000. Ed. "Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente".* **116** (2000) 433;

- [TRO87] R. Trockel et al., *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 2844;
- [VEDA] D. Cussol, O. Lopez et al. (INDRA coll.), <http://infodan.in2p3.fr/indra/>
à consulter les pages concernant "**Programme d'analyse VEDA**";
- [WIL71] B.D. Wilkins et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **92** (1971) 381;
- [ZER61] C. D. Zerby, A. Meyer and R. B. Murray, *Nucl. Instr. and Meth.* **12** (1961) 115;
- [ZIEGLER] J. F. Ziegler, *Helium Stopping Powers and Ranges in All Elements*
Pergamon, New York (1977);

Résumé Une description dynamique du processus de multifragmentation montre que si le système nucléaire formé lors de la collision se trouve dans le domaine des basses densités pendant un temps assez long, les instabilités mécaniques générées vont conduire à la décomposition spinodale du système. Le système choisi afin de prouver expérimentalement cette hypothèse a été $Xe+Sn$ à 32 MeV/A d'énergie incidente mesuré avec le multidétecteur INDRA. Les qualités remarquables de détection du multidétecteur ont été exploitées au maximum en développant des techniques très performantes pour l'étalonnage en énergie des détecteurs Silicium et des scintillateurs CsI(Tl). Pour la première fois la contribution des électrons δ dans le bilan de la lumière émise par scintillateur a été prise en compte de façon quantitative. Les événements de multifragmentation d'un système constitué par la quasi-totalité des nucléons de la voie d'entrée ont été sélectionnés à l'aide de critères concernant la détection complète et la forme de l'événement. Le modèle dynamique BoB, où les instabilités spinodales sont simulées d'une façon assez réaliste, reproduit bien l'ensemble des observables dynamiques et statiques. Des comparaisons plus exclusives ont été réalisées pour contraindre toujours plus le modèle. Les corrélations en vitesse réduite des fragments ont été étudiées. Des informations sur la topologie de fragments au freeze-out ont été extraites. Les corrélations en charge des fragments ont montré l'existence d'une faible proportion des événements (0.1 %) caractérisés par une émission de fragments de taille égale. Cela a été interprété par comparaison au modèle comme une signature fossile de la décomposition spinodale dans un système fini et comme une preuve indirecte, à travers l'existence d'une zone de coexistence (de type liquide-gaz), d'une transition de phase du premier ordre associée à la multifragmentation des noyaux chauds.

Mots clés Collisions (physique nucléaire) – Interactions d'ions lourds – Méthodes expérimentales – Multidétecteur de produits chargés – Fragmentation nucléaire – Décomposition spinodale – Transition de phases – Equation d'état

Abstract A dynamical description of the multifragmentation process shows that mechanical instabilities are responsible for spinodal decomposition of a nuclear system that spend sufficient time in the low-density region. The $Xe + Sn$ system at 32 MeV/A incident energy, measured with INDRA multidetector, was chosen to prove experimentally this hypothesis. High-performance techniques in energy calibration of Silicon detectors and CsI(Tl) scintillators were developed in order to exploit the excellent detection qualities of the multidetector. For the first time, the contribution of δ rays to the light output emitted by scintillators was quantitatively derived. Multifragmentation events coming from a system composed by almost all of nucleons of the reaction entrance channel were selected using detection completeness and event shape criteria. The dynamical model BoB realistically simulates the spinodal instabilities. This model reproduces all of dynamic and static observables. More exclusive comparisons were made to constrain again the model. Reduced velocity correlation functions were studied and gave information about the topology of the fragments at freeze-out. Charge correlation of the fragments showed that a small proportion of events (0.1 %) emits equal-sized fragments. This was interpreted as a fossil signature of the spinodal decomposition in a finite system. Indirectly, this is a proof of a first order phase transition associated to the multifragmentation of hot nuclei.

Keywords Collisions (nuclear physics) – Heavy-ion interactions – Experimental methods – Charged product multidetector – Nuclear fragmentation – Spinodal decomposition – Phase transitions – Equation of state