



**HAL**  
open science

# Nouvelle méthode de selection et caractérisation des événements monosource dans les collisions Ni + Ni à 32 A.MeV

Anne-Marie Maskay-Wallez

► **To cite this version:**

Anne-Marie Maskay-Wallez. Nouvelle méthode de selection et caractérisation des événements monosource dans les collisions Ni + Ni à 32 A.MeV. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1999. Français. NNT : . tel-00007280

**HAL Id: tel-00007280**

**<https://theses.hal.science/tel-00007280>**

Submitted on 3 Nov 2004

**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.

N° d'ordre : 184-99  
Lycen : T9969

Année 1999

THÈSE

présentée

à l'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD LYON-1

pour l'obtention

du DIPLÔME DE DOCTORAT

(arrêté du 30 mars 1992)

par

**Anne-Marie MASKAY-WALLEZ**

sujet :

**Nouvelle méthode de sélection  
et caractérisation des événements monosource  
dans les collisions Ni + Ni à 32 A·MeV**

soutenue le 13 Juillet 1999 devant un jury composé de :

Madame	M. Stern	Présidente
Monsieur	J.-E. Augustin	
Monsieur	A. Demeyer	
Monsieur	P. Désesquelles	
Monsieur	D. Durand	Rapporteur
Monsieur	H. Krivine	
Monsieur	P. Loutesse	
Madame	M.-F. Rivet	Rapporteur

*A Denis*  
*A mes parents*

# Remerciements

Tout d'abord, je souhaite remercier très sincèrement les huit membres de mon jury de thèse, Mmes M.-F. Rivet et M. Stern, MM. J.-E. Augustin, A. Demeyer, P. Désesquelles, D. Durand, H. Krivine et P. Lautesse, avec une pensée particulière pour Mr H. Krivine, à qui j'ai imposé la double épreuve d'interrompre ses vacances et de juger un travail de physique nucléaire expérimentale . . . Ma plus vive reconnaissance va bien entendu à ceux qui ont assumé la lourde tâche de rapporteur, Mr D. Durand et Mme M.-F. Rivet avec qui j'ai eu de nombreux échanges fructueux et à qui je tiens à rendre hommage pour sa rigueur scientifique et sa disponibilité.

Aux personnes que j'ai côtoyées durant ces dernières années, et dont je sais (ou du moins, j'espère !) qu'elles ne se formaliseront pas d'un petit clin d'œil, je voudrais exprimer mes remerciements de façon quelque peu originale . . . *“Ce n'est ni pour donner plus d'autorité à ce qu'il dit, ni peut-être pour se faire honneur de ce qu'il sait : il veut citer.”*

Par la même occasion, cher lecteur qui, comme moi, ouvrez une thèse d'abord à la page “remerciements” (ne niez pas, je vous y prends !), vous pourrez vous essayer à restituer chaque citation à ses auteur et œuvre d'origine.

Au groupe MIL tout d'abord, qui m'a accueillie dès mon stage de maîtrise, j'adresse un grand merci collectif, à répartir équitablement entre tous ses membres :

- Albert Demeyer, chef du groupe et directeur de thèse, écrivain à ses heures : *“Une personne s'appelle Dieu et l'autre s'appelle être humain. Et on est tous les deux la même chose au même niveau, mais Dieu voudrait qu'on pense la vérité sur nous-mêmes et pas ce qu'on dit [ . . . ]. C'est un paradigme.”*
- Philippe Lautesse, codirecteur de thèse et bon vivant devant l'éternel : *“Ce dict, on apresta le soupper, et de surcroist feurent roustiz : seze beufs, troys genisses, trente et deux veaux, soixante et troys chevreaux moissoniers, quatre vingt quinze moutons, troys cens gourretz de laict à beau moust, unze vingt perdrays, sept cens becasses, quatre cens chappons de Loudunoy et Cornouaille, nottes, quatorze cens levraux, troys cens et troy hostardes, et mille sept cens hutandeaux”, etc.*
- Daniel Guinet, tout nouveau chef pagode et toujours de bonne humeur : *“Le sujet s'accorde toujours avec le verbe, sauf les occasions où le sujet ne s'accorde pas [ . . . ]. Les grammairiens, il est vrai, sont en désaccord, ceux-ci voyant une beauté où ceux-là découvrent une faute [ . . . ]. Ils en concluent que la syntaxe est une fantaisie et la grammaire une illusion.”*
- Emmanuelle Galichet, co-thésarde des deux premières années : *“Acceptée comme base des institutions sociales et politiques, donc comme mesure de leur authenticité, de leur valeur, seule l'éthique de la connaissance pourrait conduire au socialisme.”*



## II

- Christophe Leduc, co-thésard de la 3<sup>e</sup> année, dépouilleur nocturne de la 3<sup>e</sup> campagne INDRA :

*“Toilette  
Très noire  
Paul guette  
L’armoire,*

*Projette  
Languette  
Sur poire”*

- John David Frankland, co-docteur des dernières semaines et conducteur d’AX : *“Ah ! Ah ! mes petits amis, vous disiez que voir des ballons tirer la langue était ma seule raison de vivre ! [ ... ] mais que je ne vous saisisrais jamais ! Eh bien ! que dites-vous, maintenant ?”*
- Eric Colin, à qui je dois des discussions mémorables sur la physique et le reste :

*“Liberté ô vertige et tranquilles pieds nus  
Liberté plus légère plus simple  
Que le printemps sublime aux limpides pudeurs”*

- Evelyne Gerlic, que j’ai beaucoup appréciée pour sa rigueur, sa ténacité, son sens de la critique ... Je voudrais la remercier ici pour — entre bien d’autres choses — la véritable mine bibliographique qu’elle m’a fournie et les relectures attentives de mon manuscrit :

*“A violet by a mossy stone  
Half hidden from the eye !  
— Fair as a star, when only one  
Is shining in the sky.”*

Je dois également beaucoup à mes séjours au GANIL de Caen

*“O bruit doux de la pluie  
Par terre et sur les toits  
Pour un cœur qui s’ennuie  
O le chant de la pluie”,*

où j’ai eu la chance d’avoir deux interlocuteurs privilégiés à qui j’exprime toute ma gratitude :

- Jean-Louis Laville, coordonnateur du dépouillement de la 2<sup>e</sup> campagne INDRA et maître du faisceau : *“Le gardien, par contre, est lié à son poste par son devoir ; il n’a pas le droit de s’éloigner à l’extérieur, ni non plus, selon toute apparence, de pénétrer à l’intérieur, même s’il le veut.”*

– Pierre Désesquelles, sans qui une grande partie de mon travail de thèse n'existerait pas :

*“Faut-il partir ? rester ? Si tu peux rester, reste ;  
Pars, s'il le faut. L'un court, et l'autre se tapit  
Pour tromper l'ennemi vigilant et funeste,  
Le Temps !”*  
*“Mais la voix me console et dit : «Garde tes songes,  
Les sages n'en ont pas d'aussi beaux que les fous !»”*

Merci à tous les deux.

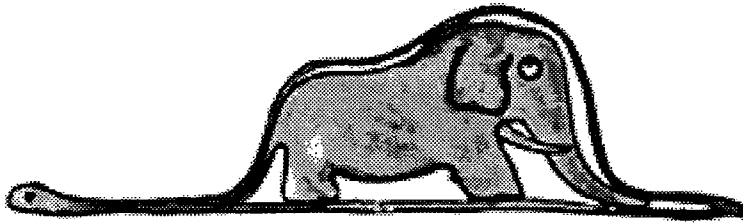
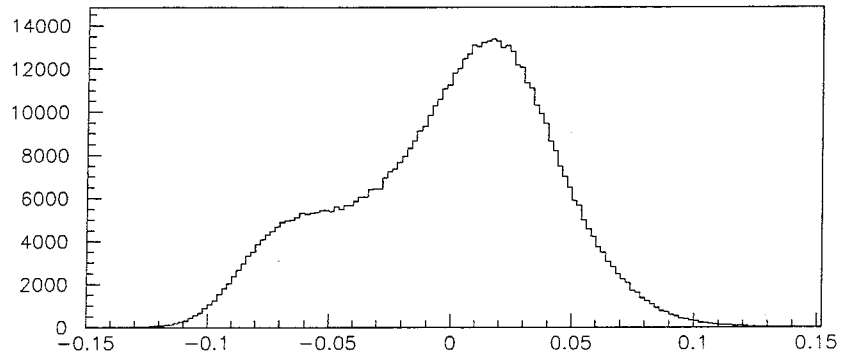
Et merci aussi à tous les autres membres de la collaboration INDRA, permanents et éphémères, à tout le personnel de l'IPNL, de l'informatique à l'entretien : j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler avec (ou “grâce à” !) vous : “Elles se tiennent l'une à l'autre toutes attachées, par des liens qui sont des vertus et des forces, de sorte que l'une dépend de l'autre et que l'autre dépend de toutes.”

Enfin, merci aux professeurs d'un certain Lycée Saint-François (dont celui qui m'a fait découvrir Feynman !), aux collègues, copains et amis, avec qui j'ai parcouru un bout de chemin ou qui m'accompagnent depuis presque toujours : Sylvie G., Sylvie B., Satu, André C., Myriam L., Daniel B., Lionnel, Lionel C., Cédric, Wilfried, Christelle, Philippe, Sophie, Ketel, Sylvie H., Eric, Lena ... et tellement d'autres, pardon de ne pas tous vous citer : “*Amicitia res plurima continet. Quoquo te verteris, praesto est, nullo loco excluditur, numquam intempestiva, numquam molesta est. Itaque non aqua, non igni, ut aiunt, locis pluribus utimur, quam amicitia.*”

Pour ton soutien permanent, l'annexe D, le bonheur, les relectures de manuscrit, chaque seconde passée avec toi ... merci Denis.

<i>“Idővel paloták</i>	<i>Még a föld is elagg,</i>
<i>Házak, erős várak,</i>	<i>Hegyek fogyatkoznak,</i>
<i>Városok elromolnak ;</i>	<i>Idővel tenger apad :</i>
<i>Nagy erő, vastagság,</i>	<i>Az ég is béborul,</i>
<i>Sok kincs, nagy gazdagság</i>	<i>Fényes nap setétül,</i>
<i>Idővel mind elmúlnak,</i>	<i>Mindennek végeszakad ;</i>
<i>Tavaszi szép rózsák,</i>	<i>Márványkőben metszett</i>
<i>Liliom, violák,</i>	<i>Írás kopik, veszhet,</i>
<i>Idővel mind elhullnak.</i>	<i>Egy helyiben más támad.</i>
<i>Királyi métóság,</i>	<i>Meglágyul keménység,</i>
<i>Tisztesség, nagy jószág</i>	<i>Megszűnik irígység,</i>
<i>Idővel mind elvesznek ;</i>	<i>Jóra fordul gyűlölség ;</i>
<i>Nagy kövek hamuvá</i>	<i>Istentül mindenben</i>
<i>S hamu kősziklává</i>	<i>Adatott idővel</i>
<i>Nagy idővel lehetnek ;</i>	<i>Változás, bizonyos vég,</i>
<i>Jó hírnév, dicsőség,</i>	<i>Csak én szerelmemnek,</i>
<i>Angyali nagy szépség</i>	<i>Mint pokol tűzének</i>
<i>Idővel porrá lesznek.</i>	<i>Nincs vége, mert égten ég.”</i>





*Le monde est à bas, je le rebâtis plus beau.  
(L. Aragon)*



## Résumé

L'étude des collisions d'ions lourds grâce à des multidétecteurs très performants, tels INDRA, a démontré la persistance, dans le domaine des énergies intermédiaires, de réactions dont les produits détectés proviennent d'un émetteur unique (monosource). Ces événements constitueraient notamment un indicateur précieux d'une éventuelle transition de phase de la matière nucléaire.

Néanmoins, pour des énergies de faisceau variant de 30 à 100 A·MeV, les monosources sont difficilement séparables des événements binaires (à deux sources), qui représentent la majeure partie de la section efficace totale de réaction.

Dans le cas des données Ni + Ni à 32 A·MeV recueillies par INDRA, différentes méthodes de sélection connues, basées sur des variables globales communément employées, ont été passées en revue à l'aide du générateur d'événements SIMON. La séparation monosources/bisources obtenue ne se révélant pas entièrement satisfaisante, un autre procédé de discrimination a été appliqué : l'Analyse Factorielle Discriminante. Pour optimiser l'action de cette dernière, des variables globales originales (moments quadridimensionnels), conservant la quasi-totalité de l'information expérimentale, ont été utilisées. La section efficace des monosources isolées par cette nouvelle méthode vaut environ 170 mbarns. Une étude aux autres énergies faisceau disponibles (40, 52, 64, 74, 82 et 90 A·MeV) permet de situer le seuil de disparition de ces événements autour de 60 A·MeV.

La caractérisation purement expérimentale, à 32 A·MeV, de l'échantillon ainsi sélectionné semble indiquer que la désexcitation de la source unique s'apparente à un processus d'émission séquentielle. La comparaison des données avec des modèles de référence, basés respectivement sur la multifragmentation et la décroissance séquentielle, tend, quant à elle, à prouver la coexistence des deux mécanismes de désexcitation, pour le système Ni + Ni, à des énergies de bombardement voisines de l'énergie de Fermi.

## Abstract

The study of heavy ion collisions, with the help of such efficient multidetectors as INDRA, has shown the persistence of reactions leading to one-source events, up to bombarding energies higher than the Fermi one. These events could help characterizing an expected phase transition in nuclear matter.

However interesting they may be, single-source events correspond to a small part of the total cross-section, which makes them difficult to isolate and, therefore, to analyze.

That is why different selection means have been tested — thanks to the “Simon” event generator — on a simulated Ni + Ni at 32 A·MeV sample, before any application to the INDRA experimental data.

As known methods based on global variables did not prove effective, a set of new 4-dimensional quantities has been built, whose main advantage lies in a better description of physical events. From a Discriminant Analysis performed on 625 of these new “moments” proceeds a highly discriminant variable, called  $D_{625}$ .

The experimental cross-section associated with  $D_{625}$ -selected one-source events amounts to 170 mb at 32 A·MeV. Such quasi-fusion events are shown to disappear at about 60 A·MeV.

As regards the deexcitation mode of the 32 A·MeV Ni + Ni single-source events, an extensive experimental study and comparisons of the data with two reference models seem to confirm the hypothesis of a transition between fusion-evaporation and simultaneous multifragmentation mechanisms.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 L'expérience</b>	<b>9</b>
1.1 Introduction . . . . .	9
1.2 Description du dispositif expérimental . . . . .	10
1.2.1 Caractéristiques générales du détecteur . . . . .	10
1.2.2 Les différents modules du détecteur . . . . .	15
1.2.3 L'électronique . . . . .	17
1.3 Calibration des détecteurs et identification des particules . . . . .	20
1.3.1 Etalonnage . . . . .	20
1.3.2 Identification en Z . . . . .	21
1.4 Les collisions étudiées : Ni + Ni à différentes énergies . . . . .	31
1.4.1 L'expérience à proprement parler . . . . .	31
1.4.2 Caractéristiques du système Ni + Ni aux énergies GANIL . . . . .	33
1.4.3 Données expérimentales . . . . .	34
<b>2 Quelle sélection pour les monosources ?</b>	<b>37</b>
2.1 Insuffisance du critère de complétude . . . . .	37
2.2 Variables globales pour sélection d'événements . . . . .	39
2.2.1 Présentation et origines . . . . .	39
2.2.2 Définitions, cadre d'utilisation et limites . . . . .	39
2.3 Ni + Ni à 32 A·MeV : l'échantillon simulé . . . . .	45
2.4 Application des variables globales à Ni + Ni . . . . .	52
2.5 Conclusion . . . . .	55
<b>3 Recherche d'une variable discriminante pour Ni + Ni à 32 A·MeV</b>	<b>57</b>
3.1 Quantification de la discrimination liée à une observable . . . . .	57
3.1.1 Recouvrement . . . . .	57
3.1.2 Pouvoir discriminant . . . . .	61
3.2 Recherche de la meilleure variable discriminante . . . . .	64
3.2.1 L'Analyse Factorielle Discriminante . . . . .	65
3.2.2 Application aux événements physiques simulés . . . . .	67
3.2.3 Conclusion . . . . .	71



<b>4</b>	<b>Moments multidimensionnels et AFD</b>	<b>73</b>
4.1	Moments quadridimensionnels $M_{jklm}$ . . . . .	73
4.1.1	Définition . . . . .	73
4.1.2	Conservation de l'information expérimentale . . . . .	74
4.1.3	Réduction du nombre de moments . . . . .	74
4.2	Application aux événements $N_i + N_i$ simulés . . . . .	76
4.2.1	Résultats de l'AFD . . . . .	77
4.2.2	Paramètre d'impact et chimère... . . . . .	80
4.3	Fiabilité de la sélection d'événements monosource par $D_{625}$ . . . . .	84
4.3.1	Représentativité des événements conservés . . . . .	84
4.3.2	Vérification sur d'autres modèles . . . . .	90
4.4	Conclusion . . . . .	92
<b>5</b>	<b>Événements monosource expérimentaux : sélection et caractéristiques</b>	<b>93</b>
5.1	Application des $M_{jklm}$ et de l'AFD . . . . .	93
5.1.1	$D_{625}$ pour les événements expérimentaux . . . . .	93
5.1.2	Chimère de $\mathbf{b}$ . . . . .	96
5.2	Section efficace de quasi-fusion . . . . .	98
5.2.1	Ajustement de la distribution $D_{625}$ . . . . .	98
5.2.2	Section efficace . . . . .	100
5.3	Caractéristiques comparées de différentes tranches en $D_{625}$ . . . . .	107
5.3.1	Variables statiques . . . . .	107
5.3.2	Variables globales de forme . . . . .	111
5.3.3	Autres observables cinématiques . . . . .	112
5.3.4	Conclusion . . . . .	117
<b>6</b>	<b>Etude de la monosource expérimentale</b>	<b>119</b>
6.1	Caractérisation expérimentale . . . . .	119
6.1.1	Objectif . . . . .	119
6.1.2	Etude des distributions d'énergie dans le centre de masse . . . . .	120
6.1.3	Autres indices de séquentialité . . . . .	128
6.1.4	Energie d'excitation de la source . . . . .	131
6.1.5	Calcul de l'énergie d'excitation . . . . .	133
6.2	Comparaison avec des modèles . . . . .	135
6.2.1	Méthode utilisée . . . . .	135
6.2.2	Application . . . . .	138
6.2.3	Conclusion . . . . .	155
	<b>Conclusion</b>	<b>157</b>
<b>A</b>	<b>Base propre d'un événement</b>	<b>161</b>
A.1	Tenseur des moments . . . . .	161
A.2	Repère propre . . . . .	162
A.3	Angle de flot . . . . .	163

<b>B Simon</b>	<b>165</b>
B.1 Présentation du générateur . . . . .	165
B.1.1 Voie d'entrée . . . . .	165
B.1.2 Voie de sortie . . . . .	166
B.2 Utilisation de Simon non modifié . . . . .	166
B.2.1 Ni + Ni à 32 A·MeV . . . . .	166
B.2.2 Autres énergies faisceau, de 40 à 90 A·MeV . . . . .	168
<b>C Analyse Discriminante</b>	<b>169</b>
C.1 Analyse Factorielle Discriminante : cas général . . . . .	169
C.1.1 Position du problème. Notations . . . . .	169
C.1.2 Recherche des fonctions discriminantes . . . . .	170
C.2 Analyse en Composantes Principales . . . . .	171
C.2.1 Position du problème . . . . .	171
C.2.2 Déroulement de la procédure . . . . .	172
C.3 Variable chimère . . . . .	173
C.3.1 Recherche d'un sous-espace à une dimension . . . . .	173
C.3.2 Variable chimère. Coefficient de corrélation linéaire . . . . .	173
<b>D Compléments sur les moments</b>	<b>175</b>
D.1 Justification des moments en "énergie" . . . . .	175
D.1.1 Information expérimentale totale . . . . .	175
D.1.2 Echec des moments en "vitesse" . . . . .	176
D.2 Démonstration de la correspondance quadrivecteurs-moments . . . . .	177
D.2.1 Objectif . . . . .	177
D.2.2 Définitions et théorèmes utiles . . . . .	178
D.2.3 Application aux moments $M_{jklm}$ . . . . .	178
<b>E Monosources dans SMM et Gemini</b>	<b>185</b>
E.1 SMM . . . . .	185
E.1.1 Caractéristiques générales et hypothèses . . . . .	185
E.1.2 Quelques détails sur le calcul SMM . . . . .	186
E.2 Gemini . . . . .	187
E.2.1 Description générale . . . . .	187
E.2.2 Quelques détails... . . . .	187
<b>F Disparition de la section efficace monosource</b>	<b>189</b>
F.1 Prédications du générateur Simon . . . . .	189
F.1.1 Section efficace en fonction de l'énergie incidente . . . . .	189
F.1.2 Efficacité de $D_{625}$ . . . . .	191
F.2 Sections efficaces expérimentales . . . . .	192
F.2.1 Evaluation des sections efficaces . . . . .	192
F.2.2 Conclusion . . . . .	195



# Introduction

## 1 Généralités

### 1.1 La matière nucléaire

#### 1.1.1 Equation d'état

Depuis l'expérience de Rutherford en 1911, l'un des objectifs principaux de la physique nucléaire est de comprendre l'organisation en noyaux des hadrons. Au cours de ce siècle, la discipline s'est d'abord attachée à décrire les propriétés des noyaux "naturels", avant d'en créer de nouveaux, mais toujours proches de la stabilité. L'observation d'une densité nucléonique constante (densité dite de saturation,  $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ ), au cœur de tous les noyaux atomiques ainsi formés ou existant déjà, a permis d'introduire le concept de matière nucléaire. Ce dernier désigne un système nucléaire idéal, **infini**, constitué dans son état fondamental de nucléons en interaction à la densité de saturation.

Bien que très simple, cette notion de matière nucléaire impose des contraintes drastiques à toute théorie prétendant décrire des noyaux : pour être cohérente, celle-ci doit, en effet, obligatoirement prédire les propriétés du système idéal et infini, dont les caractéristiques se retrouvent, par exemple, au niveau macroscopique, dans le cœur des *supernovae* ( $10^{60}$  nucléons, densité  $\rho = 0.1 \text{ fm}^{-3}$  et  $T \approx 10 \text{ MeV}$ ). Evidemment, sur terre, les noyaux ne représentent que des gouttes de ce fluide particulier ; les effets de **taille finie** doivent donc également être pris en compte. Néanmoins, l'étude de la matière nucléaire à partir des réactions induites par des collisions d'ions lourds est non seulement envisageable, mais s'est déjà révélée fructueuse [voir références dans la suite], constituant une démarche complémentaire à l'approche structurelle des noyaux.

Pour comprendre et décrire correctement la matière nucléaire, concept certes général, mais qui s'inscrit en filigrane sur nombre de phénomènes ou de situations physiques, il est nécessaire d'accéder à ses propriétés thermodynamiques. Ces dernières peuvent effectivement être définies, dans la mesure où il est possible d'établir, pour la matière nucléaire, une équation d'état (figure 1, à droite) qui reflète les interactions élémentaires entre les constituants du système, tout en reliant des grandeurs macroscopiques comme la température ( $T$ ), la pression ( $P$ ) ou la densité  $\rho$ .

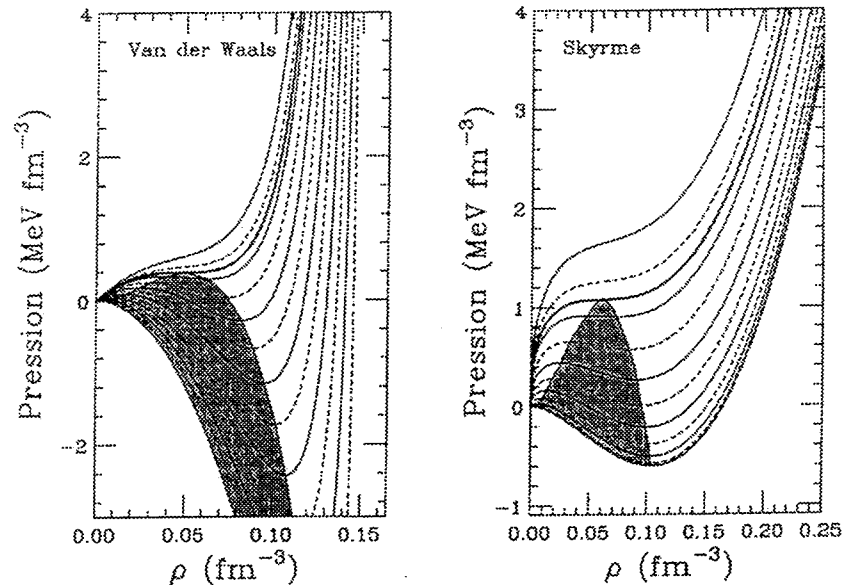


Figure 1: **Equation d'état.** Isothermes dans le plan Pression-Densité d'une équation d'état obtenue pour la matière nucléaire avec une interaction phénoménologique de type Skyrme (à droite), à comparer avec celle d'un gaz de Van der Waals (à gauche). Le point critique correspond, pour la figure de droite, à une température de 17.5 MeV environ. La région grisée est la zone spinodale. La saturation a lieu pour  $\rho = \rho_0 \approx 0.17 \text{ fm}^{-3}$ , et  $P = 0 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^{-3}$ .

En effet, l'interaction nucléon-nucléon possède un terme répulsif à courte portée (inférieure ou égale à 0.5 fm) et attractif au-delà, de forme analogue à celle d'un potentiel intermoléculaire. Malgré la nature très différente des forces nucléaire et moléculaire, cette similitude suggère que l'équation d'état d'un système infini de nucléons s'écrit formellement de la même façon que celle d'un gaz de Van der Waals. Même si, contrairement à des fluides réels simples, il est difficile d'établir un lien précis entre interactions élémentaires nucléon-nucléon et équation d'état, l'analogie due à la forme des potentiels permet, par exemple, de déduire l'existence, dans le plan  $(P, \rho)$ , d'une zone mécaniquement instable (la zone spinodale, figure 1, région grisée [Cho91, Sur91]), dans laquelle toute fluctuation est amplifiée. Bien plus, comme pour le gaz de Van der Waals, il est possible, pour la matière nucléaire, de tracer un diagramme des phases (plan  $(\rho, T)$ ), qui conduit naturellement aux idées de coexistence entre les phases liquide et gazeuse (figure 2), et de transition de phase.

### 1.1.2 Diagramme de phases

Au voisinage de la saturation (matière nucléaire dans son état fondamental), certaines caractéristiques de l'équation d'état, dont sa courbure — liée à la compressibilité du

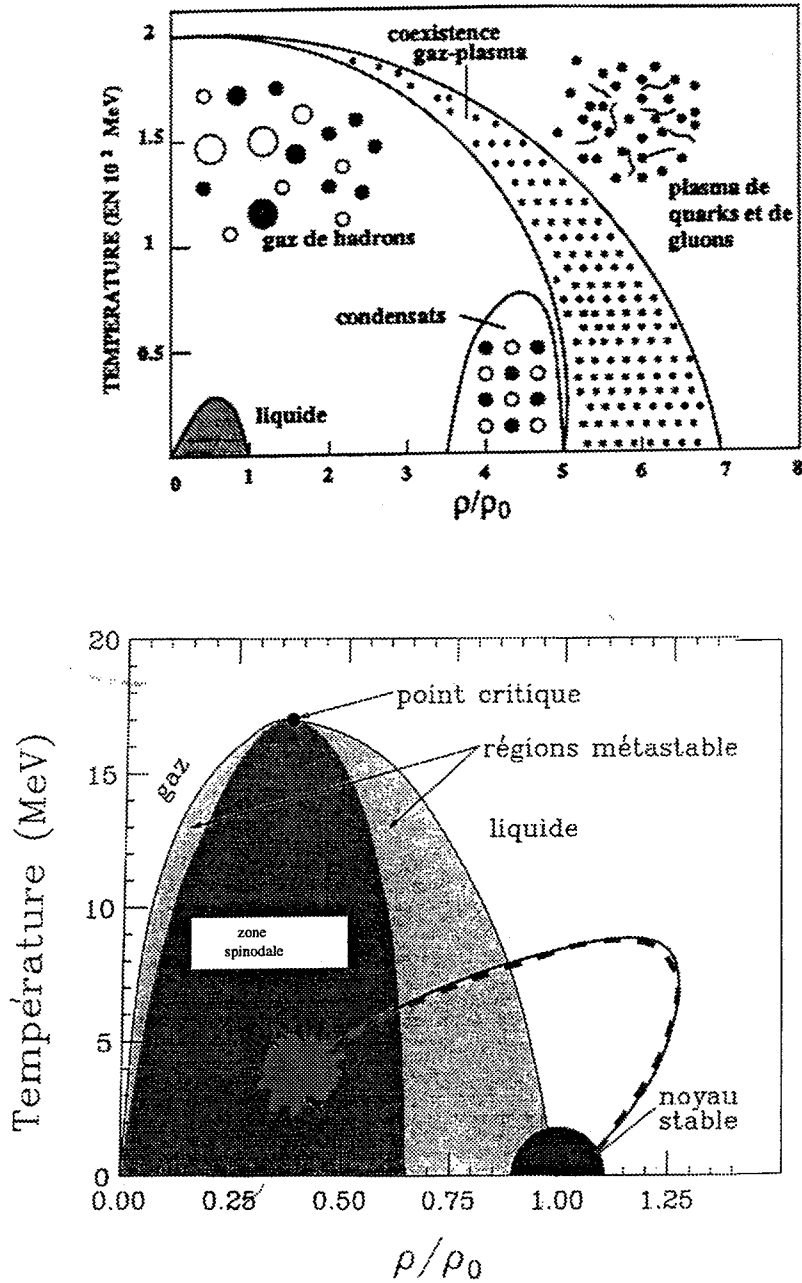


Figure 2: *Diagrammes de phases de la matière nucléaire.* Sur la figure du haut est présentée l'exploration de tout le plan Densité-Température pour la matière nucléaire, de la saturation (région grisée) au déconfinement (plasma de quarks et de gluons, à  $\rho$  et  $T$  élevées). Sur la figure du bas, un agrandissement de la zone proche de la saturation a été réalisé ; un scénario envisageable pour la multifragmentation des noyaux dans les collisions d'ions lourds y est également donné (compression puis expansion avec entrée dans la zone spinodale).

système idéal —, ont pu être déterminées grâce à des études plutôt structurales (résonances géantes, par exemple). L'exploration des autres régions du diagramme des phases serait possible par l'observation des *supernovae*... mais elle est réalisable de manière plus immédiate, sur terre, avec des collisions d'ions lourds, qui forment des systèmes chauds et/ou comprimés.

Ainsi, des énergies de faisceau élevées (quelques centaines de A.GeV) font espérer la mise en évidence d'une transition de phase gaz-plasma (quarks et gluons déconfinés, figure 2, en haut), tandis que des énergies plus faibles (quelques dizaines à quelques centaines de A.MeV) permettent la recherche de la transition liquide-gaz (figure 2, en bas) évoquée ci-dessus.

Bien entendu, il n'est pas envisageable de mesurer directement les pressions et les températures atteintes dans une réaction entre ions lourds, et le caractère fini des noyaux étudiés peut rendre ambiguë la signature d'un éventuel changement d'état. Néanmoins, les collisions nucléaires présentent le double intérêt d'autoriser, sur le diagramme des phases, l'excursion dans des zones très éloignées de l'équilibre [Gua96] et d'approfondir la compréhension dynamiques des systèmes microscopiques complexes [Sur98] grâce à l'analyse des processus mis en jeu.

## 1.2 Les collisions d'ions lourds

### 1.2.1 Paramètre d'impact

Dans une collision d'ions lourds, le mécanisme de réaction dépend à la fois de l'énergie incidente et du paramètre d'impact.

Quand ce dernier est grand (collisions périphériques), pour des énergies de faisceau inférieures à quelques dizaines de A.MeV, la réaction qui a lieu est profondément inélastique : malgré un échange de matière substantiel entre le projectile et la cible, malgré la dissipation d'une grande partie de l'énergie dans des degrés de liberté collectifs ou nucléoniques, la mémoire de la voie d'entrée est conservée. Au-delà d'une centaine de A.MeV, seule la zone effective de recouvrement entre les deux noyaux interagit : ce scénario est décrit en termes de participant-spectateur.

Lorsque les paramètres d'impact sont faibles, les collisions sont dites centrales et l'identité des noyaux initiaux est perdue. Pour des énergies incidents de quelques A.MeV, un noyau "tiède" ( $T \approx 1$  à  $2$  MeV) est formé par fusion complète. Pour quelques dizaines de A.MeV, seule une fraction des partenaires de réaction se fond en un résidu excité, des particules rapides pouvant être éjectées en début de collision (phénomène de prééquilibre). Il s'agit alors d'une fusion incomplète. Quand l'énergie du faisceau augmente encore, les temps de recouvrement entre projectile et cible diminuent : une source composite chaude

est constituée, mais l'hypothèse de sa thermalisation avant son explosion n'est sans doute plus pertinente.

### 1.2.2 Collisions centrales

Les effets physiques les plus marqués (par exemple, l'évolution des modes de décroissance), liés aux propriétés de la matière nucléaire, sont attendus pour des collisions centrales et des systèmes essentiellement symétriques, qui semblent mieux adaptés à la formation de zones chaudes et/ou comprimées. De fait, les collisions centrales, à cause du fort recouvrement géométrique qu'elles entraînent, correspondent aux échanges les plus importants d'énergie ou de matière entre le projectile et la cible. Les influences de l'interaction entre nucléons et des caractères propres à la matière nucléaire sont, par conséquent, prédominantes. Le système composite ainsi formé est fortement excité, d'un point de vue aussi bien thermique que mécanique, ce qui permet d'explorer l'équation d'état dans les régions loin de la saturation.

### 1.2.3 Mécanismes de désexcitation

Les collisions centrales conduisent, dans une première étape, à la formation d'un système chaud et comprimé. Une deuxième étape voit ce dernier se dilater, plus ou moins brutalement suivant l'énergie incidente.

En-dessous de 20 A·MeV, les effets mécaniques sont faibles et la densité du composite résultant de la collision oscille autour de la valeur de saturation. La fusion est complète ou incomplète, les énergies d'excitation mesurées sont faibles ( $\leq 3$  A·MeV). La décroissance de la source chaude se fait par évaporation ou par fission induite [Sto84]. La description de cette désexcitation peut être donnée par la théorie statistique standard (émissions binaires séquentielles à densité normale [Wei37, Dur93, Hau52]) où le système retourne à l'équilibre thermique avant chaque émission de nucléon, de fragment léger, voire de fragment lourd (code Gemini [Cha88]).

A des énergies de bombardement proches de l'énergie de Fermi ( $\approx 40$  A·MeV), la dilatation est suffisamment violente pour casser le système en une multitude de produits de masses très diverses : il s'agit alors de multifragmentation, dont le seuil en énergie d'excitation varie, suivant les systèmes considérés, entre 3 A·MeV [Lop93] et 5 A·MeV [Pet90]. Cette dernière peut atteindre, et même dépasser, l'énergie de liaison des nucléons dans le noyau [Mar95].

Pour décrire la désexcitation des sources composites par multifragmentation, il existe pléthore de codes [Mor93], basés sur des modèles statistiques (EES [Fri90], MMMC [Gros90], SMM [Bon95]) ou dynamiques (BNV [Bona94], Twingo [Col92, Gua96], QMD [Aic91]).



---

Pour des énergies de faisceau plus élevées (autour de 100 A·MeV), une vaporisation en un gaz de nucléons et quelques fragments légers est observée (par exemple pour des événements binaires dissipatifs, système Ar + Ni [Riv96]).

Quel que soit le domaine d'énergie incidente, seule l'analyse des produits de désexcitation permet de déduire l'état du noyau composite émetteur, car il n'existe pas de théorie, à ce jour, décrivant du début à la fin le processus collisionnel.

## 2 Expérimentalement...

### 2.1 Détecteurs antérieurs

D'un point de vue purement expérimental, l'analyse des produits finaux nécessite une détection quasi-complète des particules et fragments émis lors de la réaction. Il est donc indispensable de disposer de multidétecteurs très performants, couvrant au mieux l'espace géométrique. Une première génération de tels appareils, appelés  $4\pi$  (ALADIN [Lyn94], AMPHORA [Dra89], FOPI [Gob93], MINIBALL [Sou90], NAUTILUS [Bou87, Peg90]), a notamment permis de mettre en évidence l'existence de la fragmentation dans les collisions nucléaires.

### 2.2 INDRA

Cependant, cette première génération de détecteurs pâtissait de certaines limitations (seuils trop élevés, ...) qui ont conduit à la conception d'une deuxième génération, constituée d'appareils encore plus performants, comme le multidétecteur INDRA.

#### 2.2.1 Motivations

L'objectif principal d'INDRA, à sa construction, résidait en l'obtention d'une image plus précise de la matière nucléaire chaude, à travers, surtout, l'étude de la multifragmentation dans les collisions d'ions lourds entre 30 et 100 A·MeV. A cet égard, une approche systématique a été choisie pour comprendre le rôle des différents paramètres de voie d'entrée qui peuvent affecter le processus. Pour déconvoluer les influences respectives de l'énergie incidente en A·MeV, de l'énergie incidente totale, de l'asymétrie de masse et de la masse totale des noyaux, des expériences avec des systèmes de tailles différentes, symétriques, légèrement asymétriques ou dissymétriques, à différentes énergies incidentes, ont été réalisées [Ind92].

Par exemple, concrètement, la comparaison d'un système lourd et d'un système léger à même énergie incidente peut aider à évaluer la part des instabilités de volume et de

surface dans l'émergence de la multifragmentation. Ou bien l'établissement des fonctions d'excitation des systèmes légers (dont un avantage est de couvrir toute la gamme en énergie du GANIL, de 30 à 100 A·MeV), peut favoriser l'exploration des différents modes de décroissance des noyaux, donc de l'équation d'état de la matière nucléaire.

### 2.2.2 Les collisions Nickel + Nickel

C'est dans ce contexte que s'inscrit le présent travail. Le système Ni + Ni est symétrique et plutôt léger : l'analyse de ses collisions centrales, par suite des mécanismes de désexcitation des sources composites formées, s'intègre dans la démarche générale de recherche d'une transition de phase, et des effets de la taille finie des noyaux sur ledit changement d'état.

Ce mémoire expose la première étape d'une telle étude, indispensable pour atteindre l'ensemble des objectifs ambitieux précités. Ce préalable consiste, à 32 A·MeV d'abord, en la recherche et la caractérisation des événements les plus prometteurs. Ces derniers, qualifiés de "monosource", sont issus des collisions les plus centrales du système Ni + Ni, avec la condition supplémentaire que tous les produits détectés semblent provenir d'un seul et même émetteur. Ces événements, minoritaires, *a priori* moins affectés par des processus parasites<sup>1</sup> dûs à la dynamique, sont ceux pour lesquels une évolution visible du mécanisme de désexcitation, en fonction de l'énergie du faisceau, est attendue.

Le premier chapitre présente succinctement le détecteur INDRA, ainsi que le dépouillement des données de la deuxième campagne de mesures. La sélection des événements monosource pour Ni + Ni à 32 A·MeV, réalisée à l'aide de variables globales usuelles d'abord, de la combinaison linéaire (obtenue par Analyse Factorielle Discriminante) de ces variables ensuite, et, enfin, basée sur de toutes nouvelles quantités conservant mieux l'information expérimentale, est détaillée dans les trois chapitres suivants. La section efficace de ces monosources à 32 A·MeV est calculée dans le cinquième chapitre. Le dernier chapitre tente de préciser le mode de désexcitation de ces événements.

---

<sup>1</sup>Dans ce cadre seulement, bien sûr !



# Chapitre 1

## L'expérience

### 1.1 Introduction

Le nombre considérable et la diversité des particules et fragments émis dans une collision d'ions lourds imposent à l'instrument de mesure utilisé des contraintes drastiques. Ce dernier doit notamment posséder une couverture spatiale étendue, une granularité élevée, des seuils de détection très faibles, et permettre une bonne identification dans une large gamme de charges et d'énergies. En somme, il se doit d'être extrêmement performant.

Le multidétecteur INDRA<sup>1</sup> a été conçu pour répondre à ces impératifs [Pou95]. Destiné à l'étude de la formation et de la désexcitation des noyaux chauds obtenus au cours d'une collision d'ions lourds, il permet la détection, événement par événement, de la majorité des particules chargées produites, l'identification de ces dernières (en charge, jusqu'à  $Z = 60$ ; en masse, jusqu'aux isotopes du Béryllium), et la détermination de leur énergie et de leur direction d'émission.

INDRA est le fruit de la collaboration de quatre laboratoires français : le GANIL<sup>2</sup>-Caen, l'IPNO<sup>3</sup>, le DAPNIA<sup>4</sup>-Saclay et le LPC<sup>5</sup>-Caen. Parmi ses autres utilisateurs, se comptent l'IPNL<sup>6</sup> et des groupes italien, canadien, roumain et allemand. Les premières expériences, menées en 1993, ont conduit à de nombreux résultats intéressants, mettant clairement en évidence la vaporisation [Bac95] [Riv96] [Bor96], la multifragmentation [Riv98] [Mar97] [Mar98] ou les effets dynamiques [Luk97] pour différents systèmes. Une deuxième campagne de mesures (sur laquelle porte notre travail, cf. §1.3) s'est déroulée en 1994, une troisième a eu lieu au printemps 1997 (en collaboration avec les laboratoires italiens de Catane, Florence et Naples), et enfin une quatrième a débuté en été 1998 pour

---

<sup>1</sup>Identification de Noyaux et Détection avec Résolutions Accrues

<sup>2</sup>Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

<sup>3</sup>Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

<sup>4</sup>Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée

<sup>5</sup>Laboratoire de Physique Corpusculaire

<sup>6</sup>Institut de Physique Nucléaire de Lyon

---

s'achever au premier trimestre 1999 (à GSI<sup>7</sup>, Darmstadt). Les nombreuses collaborations internationales qui se sont formées pour exploiter INDRA témoignent des qualités de ce multidétecteur, à ce jour le plus performant de sa génération.

## 1.2 Description du dispositif expérimental

### 1.2.1 Caractéristiques générales du détecteur

INDRA remplit en effet de façon très satisfaisante les conditions requises pour une bonne détection [Pou95]. Tout d'abord, la couverture spatiale assurée vaut 90% de l'angle solide autour de la cible, soit 90% de  $4\pi$  stéradians. Ensuite, le nombre de modules (ou télescopes, ou cellules de détection) composant le multidétecteur — 336 — a été déterminé de manière à satisfaire aux exigences d'une bonne granularité [Ben95], à savoir une probabilité de comptages multiples inférieure à 5%, même pour des multiplicités élevées. Enfin, les faibles seuils de détection et d'identification, couplés à une grande dynamique en charge et en énergie (quelques MeV pour les ions les plus lourds à quelques GeV pour les protons), permettent d'obtenir des données expérimentales d'une précision inégalée.

Les 336 cellules de détection indépendantes incluent différentes sortes de détecteurs, en nombre variable :

- 12 scintillateurs plastiques Phoswich (NE102 et NE115),
- 96 Chambres d'Ionisation (ChIo),
- 180 diodes au Silicium (Si),
- 324 scintillateurs à Iodure de Cesium (CsI) dopés au Thallium (Tl),

En comptant les Si ( $80\ \mu\text{m}$ ) et les SiLi (Silicium-Lithium de 2 mm) composant les télescopes étalons (un par couronne sur l'arrière), ce sont au total 628 détecteurs qui se regroupent pour former les 336 modules d'INDRA.

L'angle solide couvert par chacun de ces modules est tel que le taux de comptage par détecteur ne dépasse pas 1000 coups/seconde, à l'exception des Phoswichs (à l'avant) qui peuvent supporter jusqu'à 15000 particules/seconde.

---

<sup>7</sup>Gesellschaft für SchwerIonenforschung

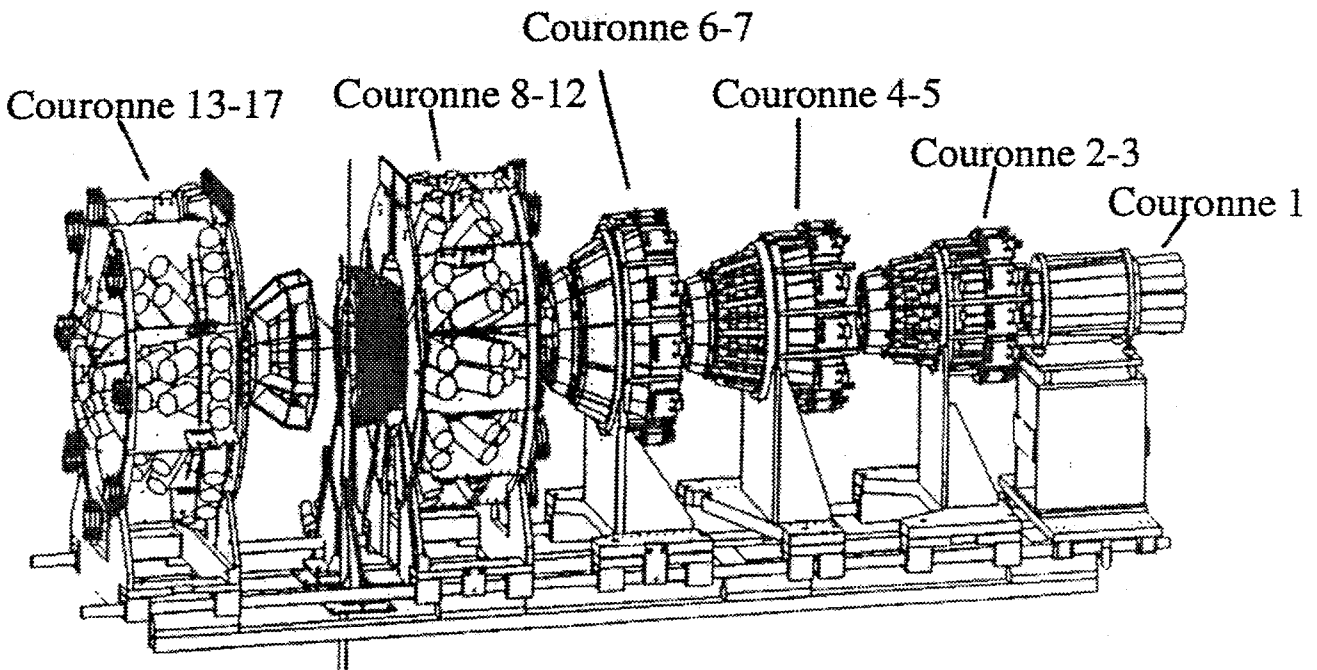


Figure 1.1: *Structure en couronnes d'INDRA.*

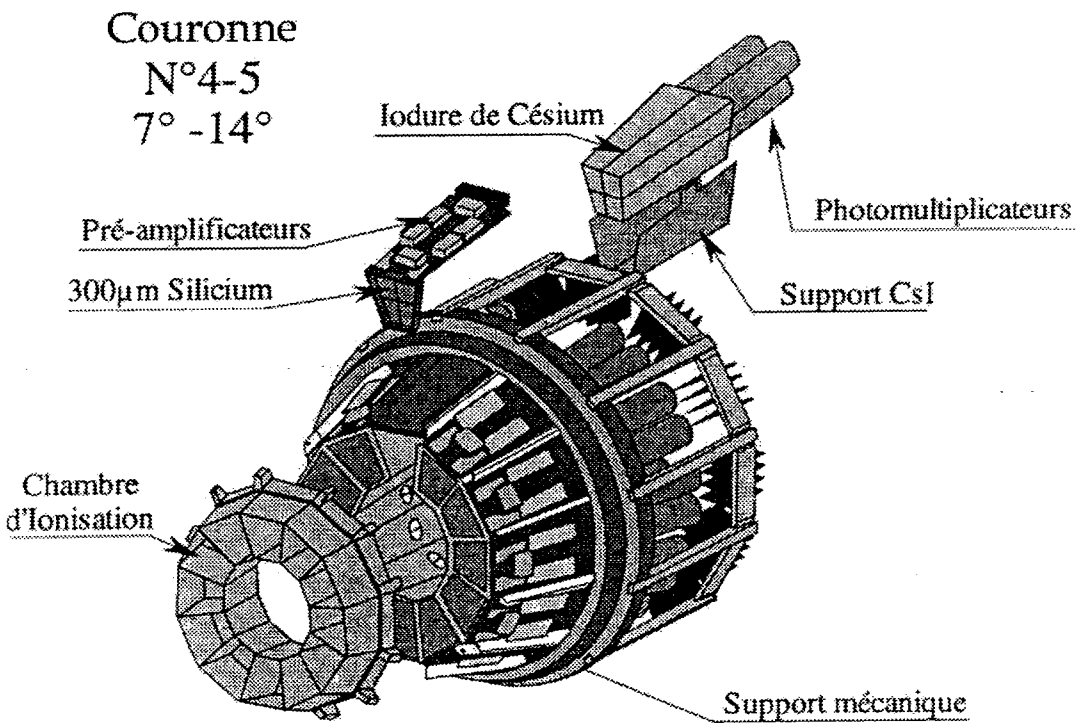


Figure 1.2: *Exemple de couronne constituée de 24 modules à trois étages de détection.*

---

Les différents télescopes se rassemblent en 17 couronnes admettant l'axe du faisceau comme axe de symétrie (figures 1.1 et 1.3, en haut). Les principaux paramètres géométriques d'INDRA sont consignés dans le tableau 1.1. Chaque couronne est constituée de 8, 12, 16 ou 24 modules de détection. Suivant le type de détecteur formant ces modules, INDRA peut être découpé en trois zones distinctes (voir figure 1.3, en bas) :

- la couronne 1 (portion angulaire  $\theta$  comprise entre  $2^\circ$  et  $3^\circ$  par rapport à l'axe de révolution) est un assemblage de 12 Phoswichs associés à des photomultiplicateurs (PM),
- les couronnes 2 à 9 ( $\theta$  entre  $3^\circ$  et  $45^\circ$ ) sont composées chacune de 24 télescopes à trois étages, respectivement des ChI<sub>o</sub>, Si, CsI, suivis de PM (figure 1.2),
- les couronnes 10 à 17 ( $45^\circ \leq \theta \leq 178^\circ$ ) sont, quant à elles, formées de deux étages de détection, ChI<sub>o</sub> et CsI, suivis de PM également.

La géométrie d'INDRA, de même que la nature des détecteurs qui le constituent, ont été optimisées pour l'observation de l'émission multiple de fragments [Pou95]. Ainsi, la couronne 1 a été conçue pour supporter les taux de comptage élevés dus aux diffusions élastiques; les couronnes 2 à 9 ont été étudiées pour couvrir une large gamme en énergie et pour limiter le double comptage; les couronnes arrière complètent la couverture angulaire [Ben95] [Fra98] [Tir98].

# INDRA

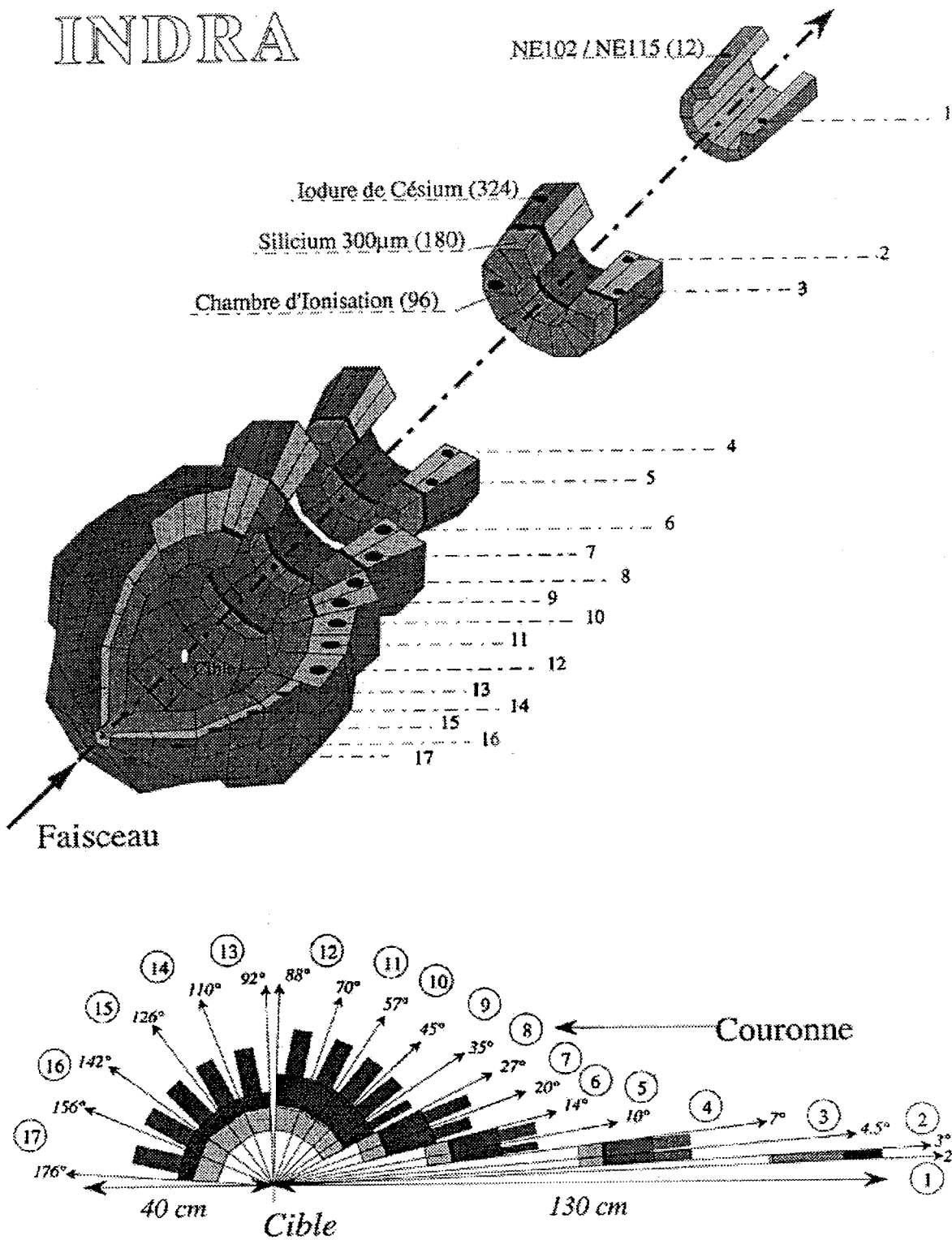


Figure 1.3: Vues en perspective et en coupe d'INDRA suivant l'axe du faisceau.



Phoswich NE102-NE115								
N° Cour.	$\theta_{\min}$	$\theta_{\max}$	N	$\Delta\phi$	e (NE102)	e (NE115)	$\Delta\Omega$	d
1	2	3	12	30	5	250	0.37	130

N° Cour.	CsI(Tl)						Si	Chambre d'Ionisation				
	$\theta_{\min}$	$\theta_{\max}$	N	$\Delta\phi$	e	$\Delta\Omega$	e	$\Delta\phi$	N	n	d	$\Delta\Omega$
2	3	4.5	12	30	138	0.74	300	30	12	3	65.4	2.9
3	4.5	7	24	15	138	1.01	300					
4	7	10	24	15	138	1.70	300	30	12	4	38.4	10.3
5	10	14	24	15	138	3.21	300					
6	14	20	24	15	97	8.01	300	30	12	4	25	37.7
7	20	27	24	15	97	11.2	300					
8	27	35	24	15	90	15.8	300	30	12	4	12	86.0
9	35	45	24	15	90	26.4	300					
10	45	57	24	15	76	39.6	-	30	12	4	12	183
11	57	70	24	15	76	50.3	-					
12	70	88	24	15	48	81.0	-	30	12	2	12	155
13	92	110	24	15	60	82.3	-	45	8	3	12	240
14	110	126	16	22.5	50	93.5	-	45	8	4	12	338
15	126	142	16	22.5	50	73.1	-					
16	142	157	8	45	50	91.2	-	45	8	2	12	144
17	157	176	8	45	50	50.9	-					

Tableau 1.1: **Principaux paramètres d'INDRA.**  $\theta_{\min}$  l'angle polaire minimum du détecteur considéré ( $^{\circ}$ );  $\theta_{\max}$  l'angle polaire maximum du détecteur considéré ( $^{\circ}$ ); **N** est le nombre de détecteurs par couronne;  $\Delta\phi$  la portion d'angle azimutal couverte par le détecteur ( $^{\circ}$ ); **e** l'épaisseur du détecteur ( $\mu\text{m}$  pour les Si,  $\text{mm}$  pour les Phoswichs et CsI);  $\Delta\Omega$  représente l'angle solide associé au détecteur ( $\text{msr}$ ); **n** le nombre de CsI derrière la chambre d'ionisation; **d** la distance entre la ChIo et la cible ( $\text{cm}$ ).

## 1.2.2 Les différents modules du détecteur

Chaque télescope d'INDRA (en-dehors de ceux de la couronne 1) est donc constitué de plusieurs étages de détection.

### a. Les Chambres d'Ionisation

Le premier de ces étages comprend les Chambres d'Ionisation, qui permettent l'identification des fragments les plus lourds et les plus lents. Le passage d'une particule chargée ionise une partie du gaz ( $C_3F_8$ ) contenu dans la chambre, produisant ainsi un signal électrique d'amplitude proportionnelle à l'énergie déposée [Kno89]. D'une forme originale permettant une efficacité géométrique maximale, les ChIo d'INDRA peuvent se classer en deux groupes :

- celles couvrant les angles compris entre  $3^\circ$  et  $27^\circ$ , où chaque couronne possède ses 12 chambres propres, mais avec une alimentation en gaz commune. Ce sont des chambres axiales : la collection de charges a lieu le long de la trajectoire de la particule détectée. La cathode (commune à toutes les ChIo d'une même couronne) et l'anode (individuelle) sont en Mylar aluminisé d'épaisseur  $2.5 \mu\text{m}$ ,
- celles comprises entre  $27^\circ$  et  $176^\circ$ , regroupées en deux hémisphères, respectivement de 36 et 24 chambres chacun, selon qu'elles constituent les couronnes 8-12 ou 13-17. La cathode appartient ici aussi à toutes les chambres d'un même hémisphère, les anodes sont individuelles (figure 1.4).

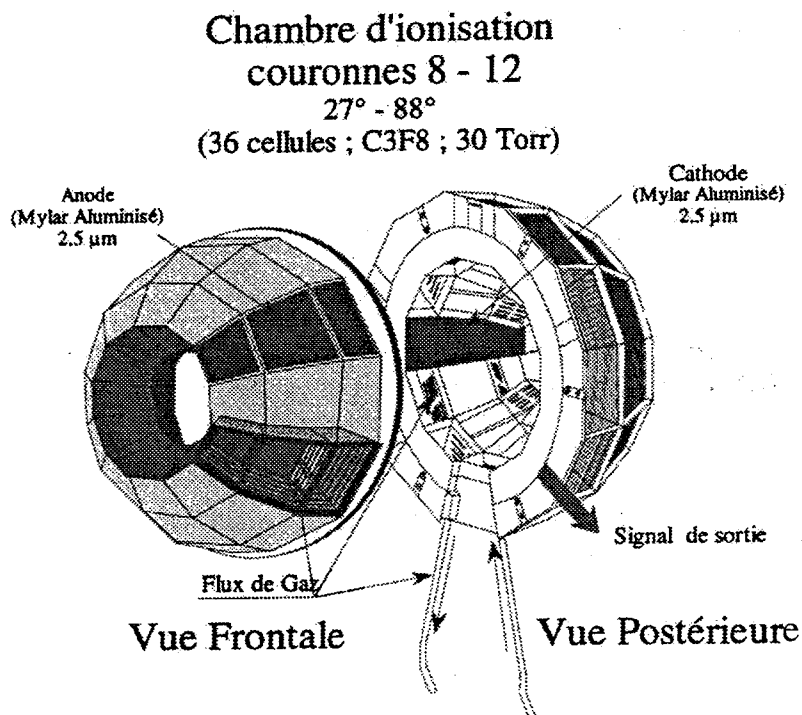


Figure 1.4: Vues frontale et postérieure des chambres d'ionisation 8-12.

Le gaz  $C_3F_8$ , à des pressions de 20 à 50 mbar, est commun à toutes les cellules d'une couronne, et circule dans la cavité de 5 cm d'épaisseur délimitée par les fenêtres de Mylar. Les faibles pressions utilisées permettent de réduire les seuils de détection. D'autre part, pour que la résolution des ChIo ne soit pas affectée par le bruit lié à la grande quantité d'électrons émis, la cible (lorsqu'elle est conductrice et donc que le problème se pose) est portée à une haute tension de 30 kV.

### b. Les détecteurs Silicium

Dans les couronnes 2 à 9, le deuxième étage de détection d'INDRA est composé de diodes PN au Silicium (Si) d'environ  $300\ \mu\text{m}$  d'épaisseur (figure 1.5). Associés aux ChIo, les Si permettent l'identification des fragments de basse énergie, tandis qu'un couplage aux CsI complète la cartographie [Oua95].

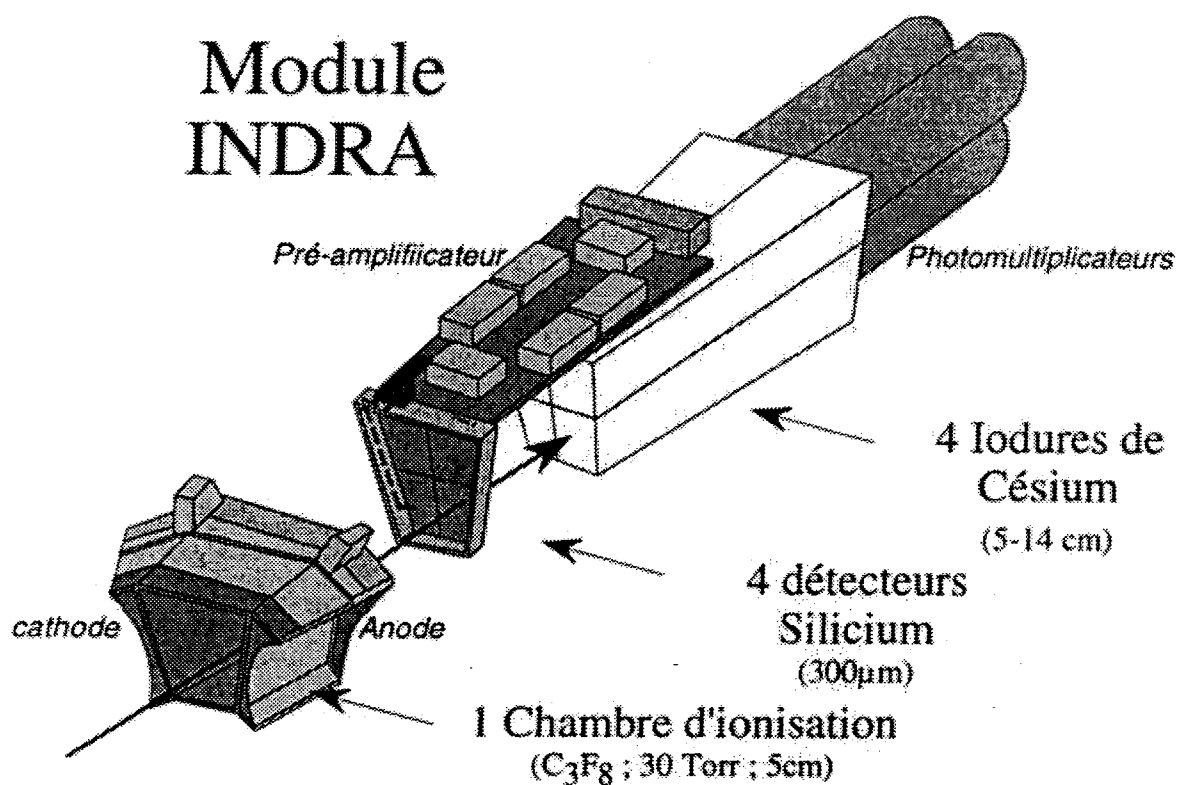


Figure 1.5: *Détecteurs Si suivant une ChIo et précédant quatre CsI. Exemple d'un module de détection d'INDRA des couronnes 2-9.*

C'est dans le domaine angulaire  $3^\circ-45^\circ$  que la majeure partie des ions lourds produits est attendue. Pour une bonne mesure de ces grandes multiplicités et une réduction du taux d'empilement, la granularité des Si est supérieure à celle des ChIo : 3 ou 4 pastilles de Si, selon la couronne, sont implantées derrière chaque module ChIo.

### c. Les détecteurs à Iodure de Césium

Les cristaux CsI dopés au Thallium (Tl) constituent dans tous les cas (sauf couronne 1) le dernier étage des télescopes d'INDRA. Couplés avec les Si ou les ChIo, ils permettent d'identifier les fragments les plus rapides ; seuls, ils séparent isotopiquement les particules de charges  $Z=1$  à  $Z=4$  [Met95].

L'intérêt principal des CsI réside dans leur pouvoir d'arrêt élevé : variant selon la couronne, leur épaisseur a été déterminée en fonction de l'énergie maximale des protons attendus aux angles concernés, de 95 MeV à l'arrière à 200 MeV environ à l'avant.

Néanmoins, ce type de détecteur présente quelques inconvénients : outre le soin que demande sa fabrication [Oua95][Pou95], sa non-linéarité oblige à un étalonnage charge par charge [Mar95] [Riv96b] ; en effet, la réponse du cristal dépend non seulement de l'énergie déposée par la particule, mais aussi de la nature de cette dernière.

De plus, la stabilité des CsI (de même que celle des Phoswichs) est un facteur assez délicat à contrôler. Une surveillance étroite des gains de ces détecteurs est nécessaire pendant l'expérience : à intervalles de temps réguliers, un signal laser d'intensité déterminée parvient aux CsI. La dérive de leur réponse peut ainsi être suivie, et corrigée le cas échéant, dans les données expérimentales [Bis96].

### d. Les Phoswichs

La couronne 1 est, quant à elle, formée de 12 détecteurs Phoswichs [Ste95] ; il s'agit du couplage de deux scintillateurs plastiques, dont un rapide (NE102) et un lent (NE115). L'association du NE102 et du NE115 permet l'obtention d'un télescope " $\Delta E - E$ " (se reporter au §1.3.2.c) ne nécessitant qu'un seul photomultiplicateur [Poul88][Teh87].

D'autre part, les phoswichs supportent des taux de comptage élevés. Ils se révèlent par conséquent indispensables aux petits angles, où les sections efficaces de diffusion élastique sont importantes.

## 1.2.3 L'électronique

### a. Caractéristiques générales

La qualité d'un détecteur dépend beaucoup de celle de son électronique. Pour faire d'INDRA un outil performant, il a fallu développer une électronique spécifique, qui tienne compte à la fois du grand nombre de détecteurs et de la large gamme en énergie des particules à détecter [Pou96].

Il a notamment fallu réduire le niveau de bruit au minimum (moins de 1 mV) par un blindage et une mise à la terre adéquats. Pour minimiser les pertes de signaux dues à la transmission, l'électronique a été placée le plus près possible du détecteur : les préamplificateurs et les photomultiplicateurs se situent dans la chambre à vide d'INDRA,

le reste étant dans la salle d'expérience même, inaccessible à l'utilisateur lorsque le faisceau est présent. Ceci implique un pilotage à distance par ordinateur.

En outre, c'est un nouveau standard électronique, le VXI [Met95], qui a été utilisé pour la conception des modules d'INDRA. Très avantageux du point de vue de l'intégration des composants, le VXI est compatible avec le système VME d'acquisition du GANIL [Rai93]. Ainsi, la plupart des opérations, comme l'ajustement des seuils de discrimination ou des gains des détecteurs, sont dirigées à partir de stations VAX, hors de l'aire expérimentale.

### b. Codage du signal des différents détecteurs

De façon générale, chaque type de détecteur possède une électronique spécifique.

Les ChIo et les Si sont les détecteurs qui requièrent la plus grande amplitude. En effet, les ChIo doivent pouvoir détecter aussi bien des signaux de quelques keV (particules  $\alpha$ , par exemple) que de plusieurs centaines de MeV (ions lourds et lents jusqu'à environ 250 MeV) ; les Si doivent quant à eux couvrir une gamme qui s'étend du MeV (proton) à quelques GeV (Uranium).

Les préamplificateurs, qui ont été spécialement développés pour ces deux types de détecteurs [Met95], sont placés à l'intérieur de la chambre de réaction d'INDRA. Leur gain vaut respectivement  $200 \text{ mV.MeV}^{-1}$  pour les ChIo et  $2 \text{ mV.MeV}^{-1}$  pour les Si. La chaleur dégagée par ces préamplificateurs de charge (PAC) est telle qu'un refroidissement constant, opéré dans la chambre à vide, s'avère nécessaire.

De nouveaux amplificateurs à faibles gain et bruit ont également été conçus sur mesure [Pou96]. La méthode d'intégration en amplitude est remplacée par un codage en charge, qui garantit des seuils et une dynamique optimisés [Eco95, Met95]. Le signal est codé deux fois, avec un petit et un grand gain, de sorte à obtenir la gamme exigée par les ChIo et les Si.

Pour étalonner et contrôler l'ensemble de la chaîne électronique, des impulsions générateur — calibrées — sont envoyées à intervalles réguliers sur l'entrée des PAC.

Dans le cas des scintillateurs (CsI et Phoswichs), le signal lumineux est transformé en impulsion électronique grâce à des photomultiplicateurs. Les signaux de sortie des PM sont codés deux fois également, mais ici l'intégration a lieu sur deux fenêtres de taille différente, décalées dans le temps. Par exemple, pour les CsI, une fenêtre "rapide" de  $0.4 \mu\text{s}$  est suivie d'une "lente" de  $1.5 \mu\text{s}$ , avec un retard de  $1.6 \mu\text{s}$ .

Le grand nombre (324) de détecteurs CsI a imposé une autre innovation dans l'électronique d'INDRA : l'intégration maximale des composants. De fait, toutes les fonctions à réaliser sont regroupées sur une seule voie, et un même module électronique comprend 24 voies de détection !

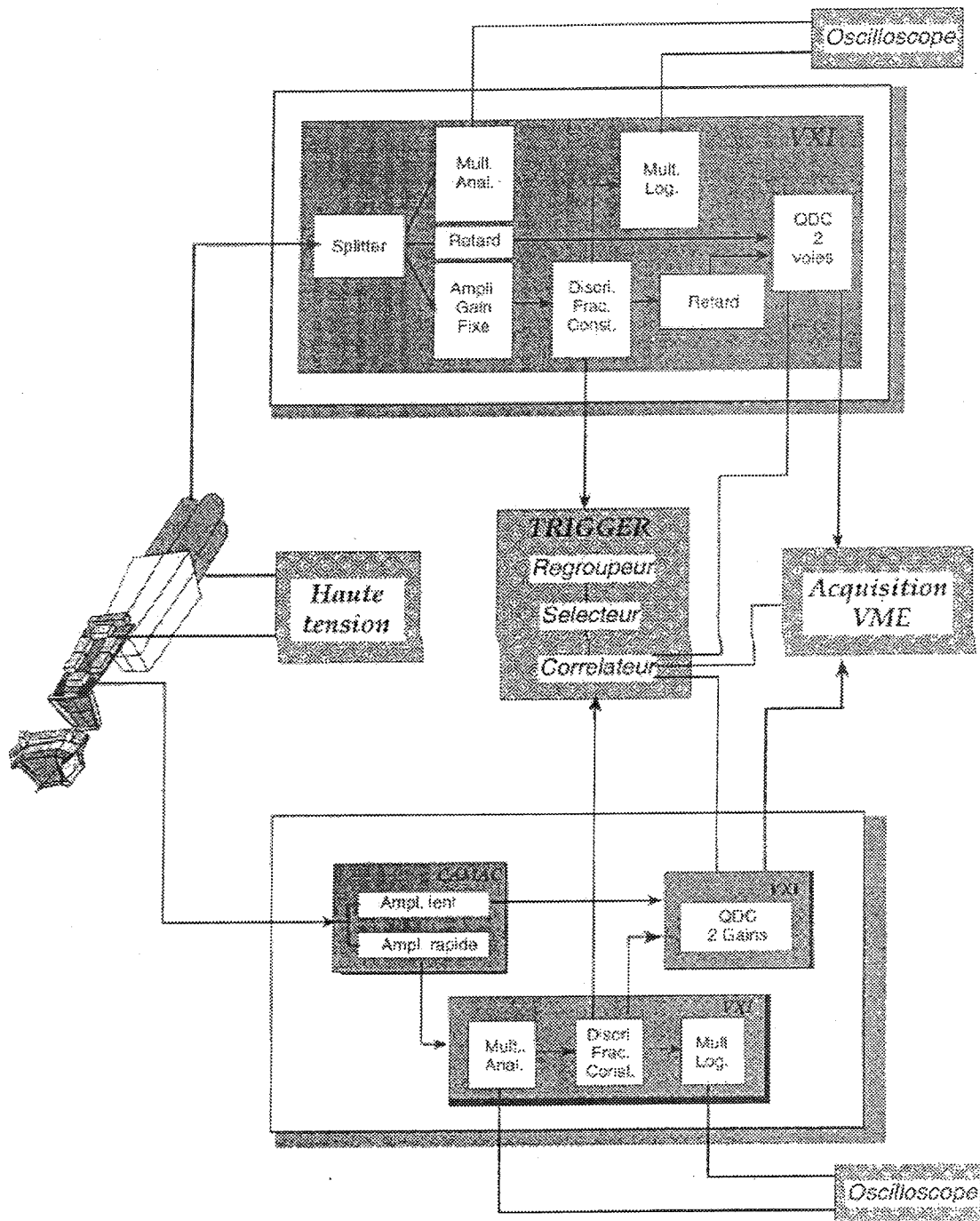


Figure 1.6: *Schéma de principe de l'électronique d'INDRA. Extrait de la référence [Ben95].*

### c. Trigger et acquisition

Le système de déclenchement d'INDRA, imposé par le grand nombre de voies évoquées ci-dessus, est également original. Il fonctionne effectivement en mode asynchrone, c'est-à-dire que chaque canal touché mémorise son propre signal analogique et se réinitialise après  $1 \mu\text{s}$  si l'événement détecté est rejeté [Met95].

Le critère d'acceptation d'un événement est lié au nombre de modules touchés simultanément, pour une partie du détecteur ou pour son ensemble [Pou96]. Une fois l'événement validé, les données sont enregistrées dans des buffers du châssis VME, où sont regroupées toutes les informations en provenance des codeurs. Les stations VAX prennent alors le relais : elles récupèrent ces informations, à la fois pour un contrôle en ligne (visualisations de spectres, de matrices d'identification,...) et pour un stockage sur bandes magnétiques. Un résumé schématique de l'électronique d'INDRA est donné sur la figure 1.6.

## 1.3 Calibration des détecteurs et identification des particules

Rien ne servirait de disposer d'un outil aussi novateur et précis qu'INDRA si les données fournies n'étaient pas correctement exploitées. C'est pourquoi la calibration des télescopes d'un tel multidétecteur constitue, au même titre que l'identification des particules, une étape primordiale dans le déroulement de l'expérience. Bien que longues et fastidieuses vu le grand nombre et la diversité des modules concernés, ces opérations sont indispensables pour une utilisation optimale du détecteur.

### 1.3.1 Etalonnage

Les procédés de calibration varient en fonction des modules de détection, mais, dans tous les cas, l'étalonnage en énergie se fait *in situ* : aucune des méthodes utilisées ne nécessite de démontage.

#### a. Si de 300 $\mu\text{m}$ et ChIo

Pour les particules légères et les petits fragments [Nal97], les détecteurs Si sont étalonnés grâce à une source  $\alpha$  placée dans le porte-cible d'INDRA (thoron, deux raies  $\alpha$  à 6.06 et 8.78 MeV respectivement). En ce qui concerne les fragments plus lourds ( $Z \geq 15$ ), la calibration absolue des Si est obtenue en mesurant la diffusion élastique des faisceaux d'ions Ni, Ta et U sur une cible lourde, à faible énergie. Pour les couronnes 2-3, les diffusions élastiques de Ni, Ta et U sont également utilisées aux énergies des runs expérimentaux. Notons que, dans le cas des  $Z \geq 15$ , intervient pour le Si le problème du défaut d'ionisation, qui est corrigé de façon empirique [Eco95][Oua95].

L'étalonnage des ChIo se fait en même temps que celui des Si. Toutes les mesures mentionnées ci-dessus sont réalisées deux fois : une fois avec les ChIo vides, une fois avec le  $C_3F_8$  aux pressions expérimentales. L'énergie absolue perdue dans les ChIo est alors donnée par la différence de réponse en énergie des Si qui sont, eux, déjà calibrés.

#### b. Scintillateurs

La réponse d'un scintillateur n'est pas linéaire en énergie, et elle dépend de la nature de la particule incidente [Bir64]. La calibration de ces détecteurs doit donc se faire à partir

de particules et fragments d'énergie bien déterminée.

Pour les Phoswichs, la méthode employée consiste à prendre des points d'étalonnage à partir des pics de diffusion élastique d'ions lourds de haute énergie et avec des faisceaux secondaires de particules légères<sup>8</sup> (runs dits "B $\rho$ ") [Met95].

Pour les CsI avant (couronnes 2 à 9), la calibration des  $Z < 3$  est également réalisée grâce aux runs B $\rho$  [Chb91, Mar95, Str90], alors que c'est un calcul du type  $E - \Delta E$  qui donne la valeurs des énergies pour les  $Z \geq 3$ . Les ions déposent une énergie  $\Delta E$  dans les Si de  $300 \mu\text{m}$ , calibrés et d'épaisseur connue ; l'énergie incidente  $E$  est alors reconstruite avec des tables de pertes d'énergie [Hub90] ; l'énergie résiduelle dans le CsI se déduit ensuite de  $E = \Delta E + E_{res}$  (schéma 1.7).

Pour les CsI arrière (couronnes 10–17), le principe de la calibration est le même que celui utilisé pour les fragments dans les CsI avant. La seule différence consiste en l'application du calcul  $E - \Delta E$  non plus aux Si-CsI, mais aux paires télescopes étalon-CsI, c'est-à-dire Si( $80 \mu\text{m}$ )-CsI et SiLi (2 mm)-CsI [Riv96b, Tab97].

### 1.3.2 Identification en Z

De même que la calibration (et précédant en général cette dernière), l'identification en charge des produits de réaction représente une phase incontournable de tout dépouillement expérimental. Là encore, les méthodes employées varient en fonction du détecteur.

#### a. Phoswichs

Dans les Phoswichs, c'est l'utilisation des composantes d'un même signal qui permet l'identification aux angles très avant de la couronne 1. Les matrices signal rapide/signal total sont traitées par un procédé analogue formellement au  $E - \Delta E$  habituel [Met95].

#### b. CsI seuls

De manière similaire, pour les couronnes 2 à 17, l'identification isotopique des noyaux légers (jusqu'au  $^{10}\text{Be}$ ) procède d'un seul signal provenant des CsI, décomposé respectivement en CsI<sub>lent</sub> et CsI<sub>rapide</sub> [Ben95].

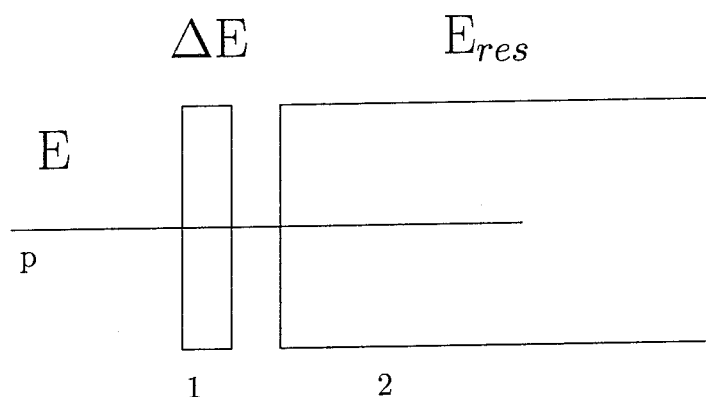
Pour les autres types de détecteurs, l'utilisation d'un seul signal n'est pas suffisante : la combinaison des informations provenant de modules différents devient indispensable. L'identification est alors obtenue par la méthode dite  $E - \Delta E$ .

<sup>8</sup>Ces faisceaux secondaires de H, He, Li et Be résultent du bombardement d'une cible épaisse de  $^{12}\text{C}$  par un faisceau primaire de  $^{16}\text{O}$ , par exemple. Ils sont ensuite sélectionnés en impulsion grâce au réglage de la rigidité magnétique ( $B\rho$ ) du spectromètre  $\alpha$  du GANIL. Leur énergie étant donc connue précisément, ils fournissent des points d'étalonnage pour les Phoswichs ou les CsI.



### c. Méthode $E - \Delta E$

Considérons donc une paire de détecteurs touchée par une particule. La méthode  $E - \Delta E$  n'est valable que si, après avoir traversé le premier détecteur, la particule en question s'est arrêtée dans le deuxième (schéma 1.7).



$$E = E_{res} + \Delta E$$

Schéma 1.7: *Cas d'application de  $E - \Delta E$ . La particule  $p$  d'énergie incidente  $E$  s'est arrêtée dans le détecteur 2 après avoir perdu un peu de son énergie dans 1.*

Or, si l'épaisseur du premier détecteur est suffisamment faible pour que  $\Delta E$  soit négligeable devant  $E_{res}$  (d'où  $E \approx E_{res}$ ), nous pouvons appliquer la formule de Bethe relative au pouvoir d'arrêt électronique de la matière :

$$-\frac{dE}{dx} = k \frac{Z^2}{v^2} \ln\left(\frac{2mv^2}{I}\right) \quad (1.1)$$

avec  $dE$  l'énergie perdue par la particule incidente;  $dx$  l'épaisseur de matière traversée;  $I$  une grandeur caractéristique (quantique) de l'excitation que l'atome cible peut supporter;  $v$  la vitesse incidente de la particule;  $m$  la masse de l'électron;  $k$  une constante.

En effet, l'équation (1.1) se lit alors  $E\Delta E \propto Z^2$  et il suffit de construire les matrices d'identification  $E - \Delta E$  pour voir les charges se positionner suivant des branches d'hyperboles (appelées lignes de  $Z$ , cf. figure 1.8).

### d. ChI<sub>o</sub>-Si, Si-CsI

En pratique, ce calcul est fait pour trois paires de détecteurs : Si-CsI, ChI<sub>o</sub>-Si, ChI<sub>o</sub>-CsI. La matrice d'identification du couple Si-CsI (couronnes 2-9) est tracée pour un  $\Delta E$  provenant du signal Si (grand ou petit gain), avec  $E = \text{signal CsI}_{\text{rapide}}$  [Lef97].

De même, toujours pour les couronnes 2 à 9, les signaux ChIo-Si peuvent figurer une autre carte  $\Delta E - E$  [Fra98], les réponses ChIo et Si pouvant être alternativement regardées en grand et petit gain.

### e. ChIo-CsI

Enfin, le couple ChIo-CsI<sub>rapide</sub> peut également constituer un  $\Delta E - E$  pour l'identification en charge dans les couronnes 10 à 17. Cette dernière ayant été confiée à l'IPNL pour tous les systèmes, à toutes les énergies, le détail des procédures employées est donné dans les paragraphes suivants.

### i. Exposé de la méthode.

La construction des cartes ChIo-CsI<sub>rapide</sub> permet de fait la visualisation des lignes de Z évoquées plus haut (figure 1.8).

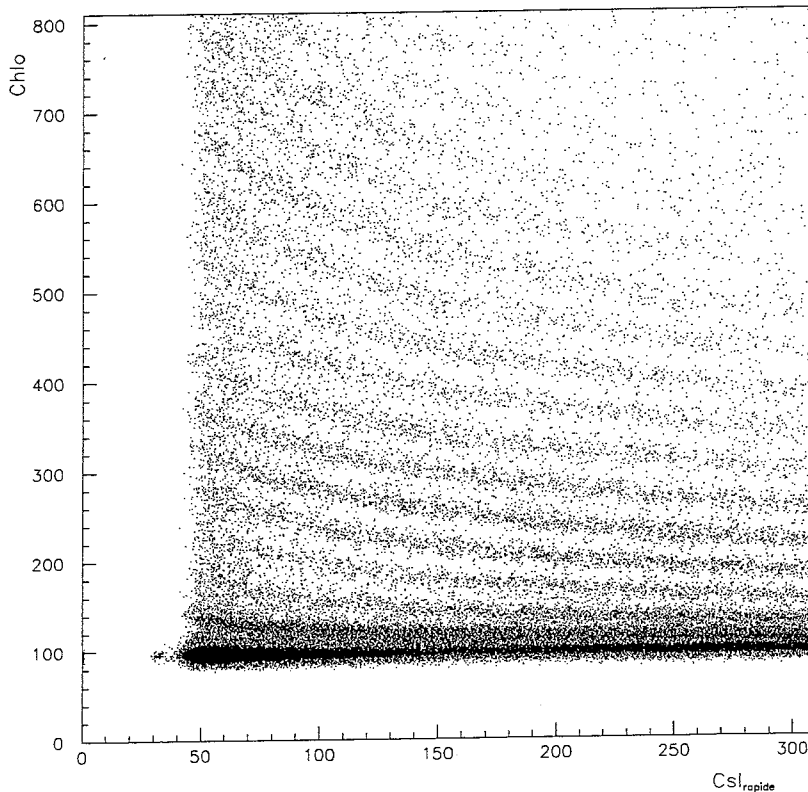


Figure 1.8: *Exemple d'une matrice ChIo-CsI<sub>rapide</sub> "saine". Ni + Au à 52 A·MeV, couronne 12 module 3.*

Manuellement, il nous faut tracer les lignes de crêtes se rapportant aux branches d'hyperboles  $Z^2$ , ainsi que la ligne de Bragg, limite au-delà de laquelle il n'est plus possible d'identifier correctement les ions (une charge minimum leur est alors assignée). La figure 1.9 présente un exemple de lignes manuelles.

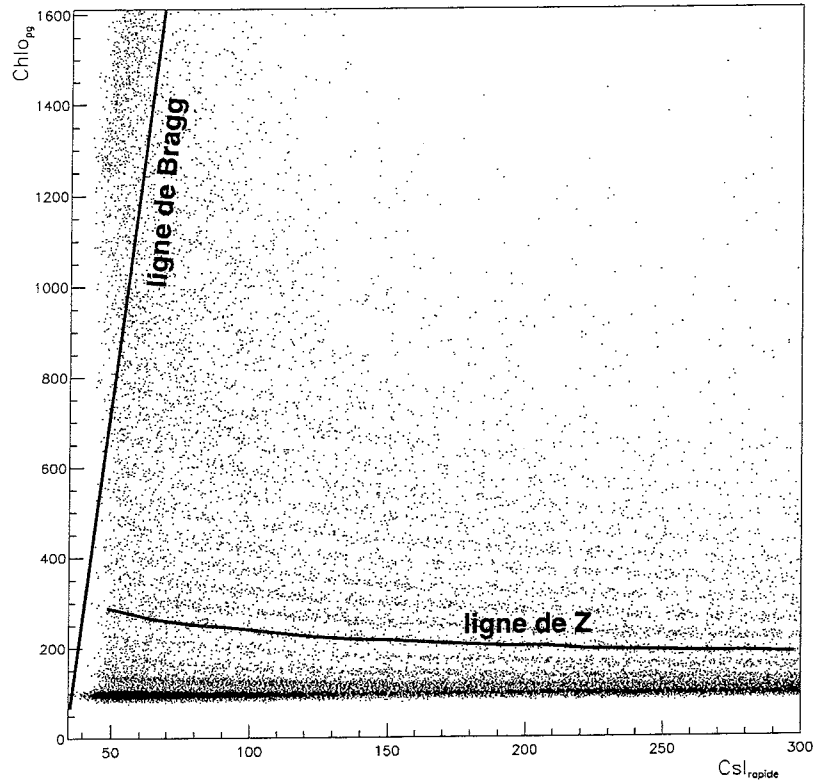


Figure 1.9: *Même matrice ChIo-CsI<sub>rapide</sub> . Ni + Au à 52 A·MeV, couronne 12 module 3. Sont tracées une ligne de Z et la ligne de Bragg.*

L'étape suivante consiste à paramétriser les lignes de Z obtenues en les ajustant avec la fonctionnelle déjà utilisée lors de la première campagne [Squ96] :

$$f(x, Z) = \frac{y_0 + Ax}{1 + \frac{(A+d_0)}{y_0}x + Bx^2}$$

avec

- $f$  : signal ChIo petit ou grand gain
- $x$  : signal CsI<sub>rapide</sub>
- $y_0$  : ordonnée de la ligne de Z à l'origine
- $d_0$  : dérivée de la ligne de Z à l'origine

et  $y_0$ ,  $d_0$ ,  $A$  et  $B$  eux-mêmes paramétrisés comme suit :

$$\begin{aligned} y_0 &= y_1 Z + y_2 Z^2 \\ d_0 &= d_1 Z^{\frac{1}{2}} + d_2 Z^{\frac{3}{2}} \\ A &= a_1 Z^2 + a_2 Z^3 \\ B &= b_1 + b_2 Z \end{aligned}$$

où  $y_1$ ,  $y_2$ ,  $d_1$ ,  $d_2$ ,  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $b_1$  et  $b_2$  sont des réels positifs.

Pour les couronnes arrière, seules les premières lignes de  $Z$  sont visibles. La paramétrisation trouvée ci-dessus est par conséquent extrapolée aux grandes charges.

Quand tout se passe bien, il ne reste plus qu'à vérifier que la distribution de charges obtenue est correcte, comme c'est le cas sur la figure 1.10 :

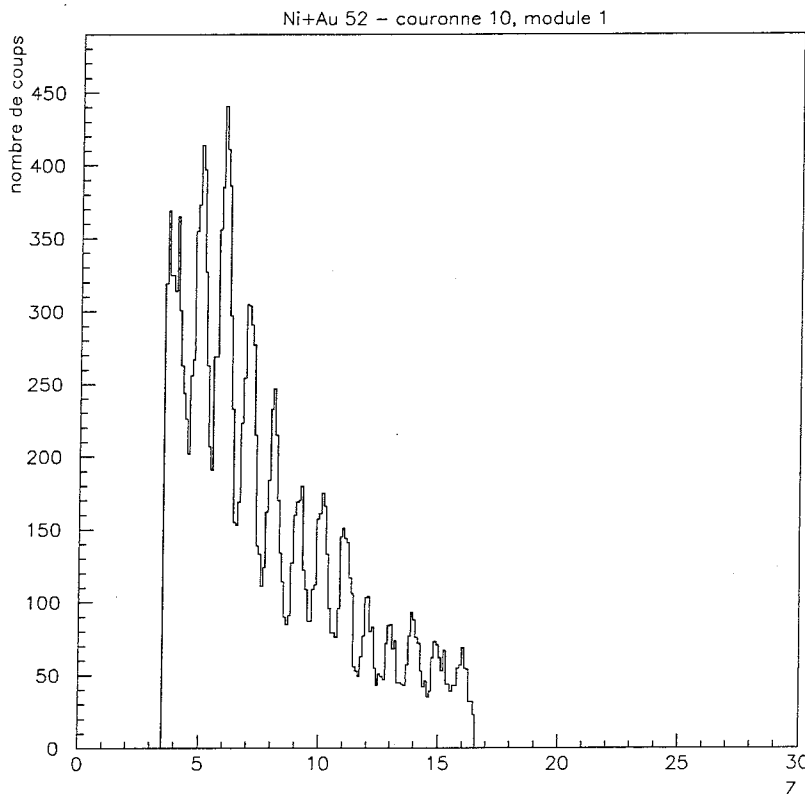


Figure 1.10: *Exemple d'une "belle" distribution de charge pour les couronnes arrière. Ni+Au à 52 A·MeV, couronne 10, module 1.*

## ii. Problèmes rencontrés.

Lors de l'identification ChIo-CsI de la deuxième campagne INDRA, deux difficultés se sont présentées aux équipes chargées du dépouillement. La première provient de la non-linéarité des CsI, qui rend douteuses les extrapolations évoquées au paragraphe précédent. La deuxième est due au dysfonctionnement de nombreux détecteurs ChIo à l'arrière, notamment ceux des couronnes 13–17.

### $\alpha$ . Paramétrisation.

Le problème de l'extrapolation a été traité au LPC de Caen par O.Lopez, N.Bellaize (mise au point de la méthode et application à la deuxième campagne INDRA) et N.Leneindre (correction des données de la première campagne).

La nécessité de l'identification au-delà des lignes tracées manuellement avait été mise en évidence pour le système Gd + U (1<sup>ère</sup> campagne) : dans l'analyse de ce dernier apparaissent des charges très élevées (jusqu'à 60 [Fra98]), alors que l'identification "visuelle" n'avait pu s'effectuer que jusqu'à  $Z \approx 15$ .

L'extrapolation des lignes manuelles s'est donc avérée indispensable, et a été réalisée, pour les premières données INDRA, grâce à la paramétrisation en lumière totale  $h$  des CsI arrière [Par96]. A l'instar des Si, ceux-ci sont en effet affectés par un défaut de collection de la lumière ("quenching", dont l'effet est légèrement corrigé par la contribution des électrons  $\delta$  [Tab97]), qui impose une évaluation théorique de  $h$ .

Dans le cadre de la deuxième campagne, cette paramétrisation dite "Parlog" a été remise en cause, du fait qu'elle n'assurait pas la continuité entre les couronnes avant et arrière; en effet, pour un  $Z$  fixé, les spectres en énergie dans les couronnes 9 et 10 présentaient des dissemblances inexplicables. D'autre part, l'application de la formule de  $h$  aux couronnes avant, où des charges élevées sont clairement identifiées, ne permettait pas de retrouver les branches d'hyperboles déjà visibles. Pour les  $Z \geq 15$ , l'erreur commise à l'attribution des charges pouvait notamment se monter à 50%!

La paramétrisation lumière des CsI a par conséquent été corrigée [Tab97], le seuil d'émission des électrons  $\delta$  ajusté [Lop99], de sorte à satisfaire aux critères de continuité entre couronnes avant et arrière d'INDRA, et à obtenir une bonne reproduction des spectres de haute énergie. Pour tous les détails, le lecteur se référera à [Bel00].

En résumé, l'identification brute des lignes visibles a été conservée jusqu'à un  $Z$  limite, pour lequel la fonctionnelle théorique et les tracés manuels donnent les mêmes résultats. Au delà de cette valeur de coupure, la nouvelle extrapolation théorique prend seule le relais. Une telle paramétrisation garantit une erreur sur la charge inférieure à 10% et une excellente reproduction des énergies CsI élevées.

### $\beta$ . Instabilité des gains.

Une autre faille majeure a été décelée à l'IPN de Lyon, au moment de l'identification des charges visibles sur les cartes ChIo-CsI. Ce problème avait trait à la stabilité même des ChIo. Des matrices comme la suivante (figure 1.11, à comparer avec 1.8) nous ont amené à conclure à une fluctuation de gain dans le temps, vraisemblablement liée au vieillissement des chambres. Ces dernières avaient effectivement déjà été utilisées lors de la campagne INDRA de 1993, et les contacts électriques ont sans doute pâti des nombreux cycles gonflage-dégonflage des ChIo (présence de gaz ou chambre vide) nécessaires à l'étalonnage et aux tests de fonctionnement.

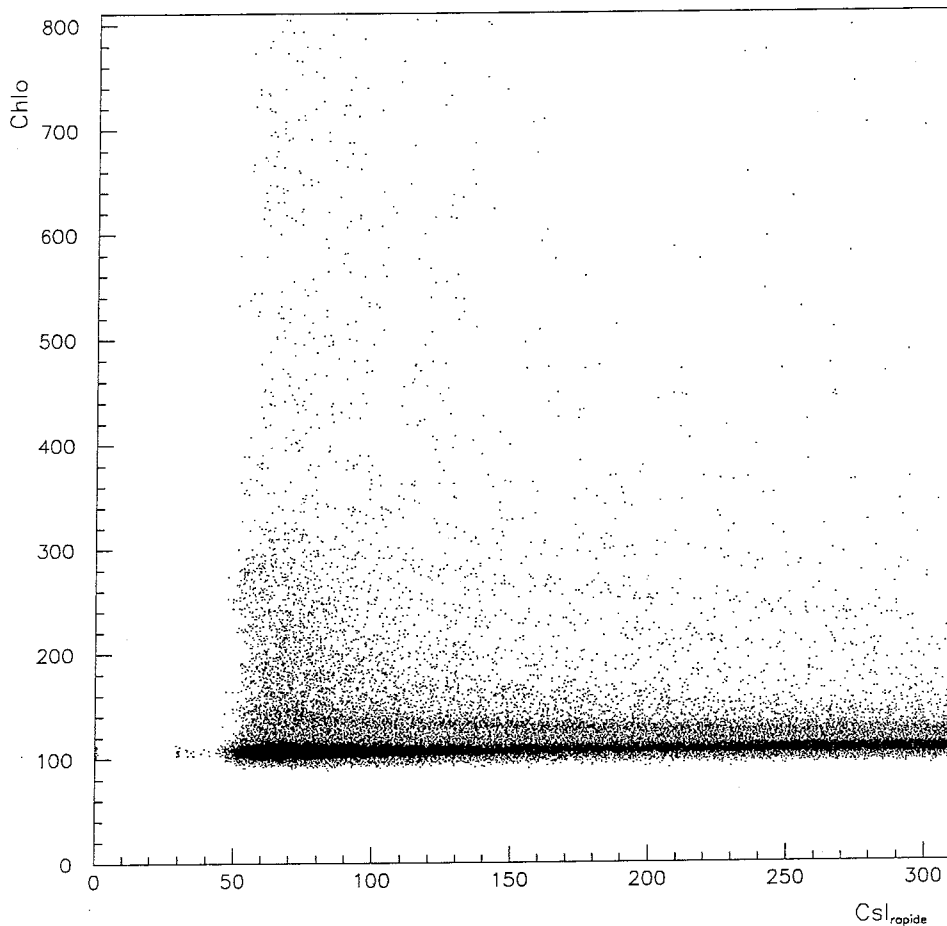


Figure 1.11: *Exemple d'une matrice ChIo-Csl<sub>rapide</sub> à problèmes de gain. Ni + Au à 52 A·MeV, couronne 15, module 2.*

Le diagnostic de fluctuation de gain est confirmé par l'observation de ses symptômes caractéristiques sur un diagramme *canal ChIo = f(n° run)* (figure 1.12).

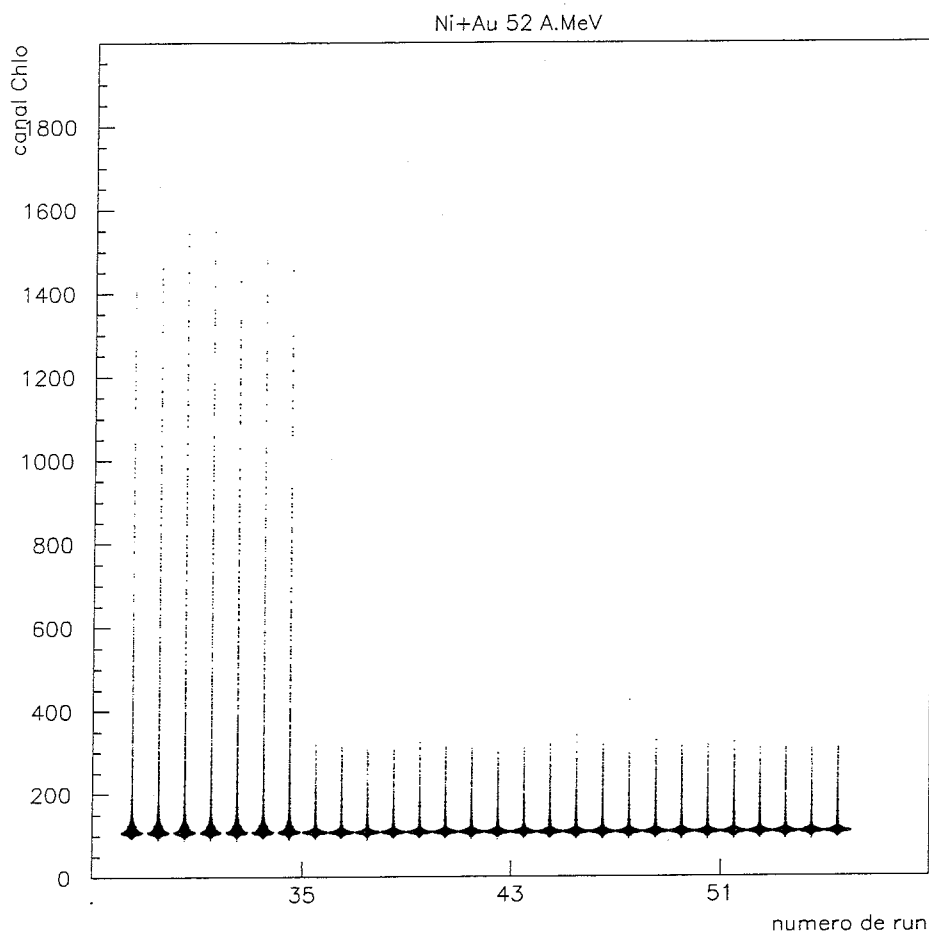


Figure 1.12: *Exemple d'un module ChIo au gain non constant. Ni + Au à 52 A.MeV, couronne 14, module 2. Ici, pour les runs 1428 à 1434 (notés 28 à 34), le gain est normal. Il est en revanche pathologique pour les runs suivants. Il faut signaler que le problème est parfois pire, avec alternance de runs "sains" et de runs "malades".*

Dans un premier temps, les runs "malades" ont été analysés plus particulièrement, avec l'espoir que la forme du signal ChIo soit la même que celle des runs "sains". A cette condition (que les deux réponses soient homothétiques), il était envisageable d'appliquer une méthode d'étirement dite CuCoLo [CuCo97], basée sur l'intégrale des signaux. Malheureusement, dans la majorité des cas, la correspondance en forme n'existe pas (figure 1.13).

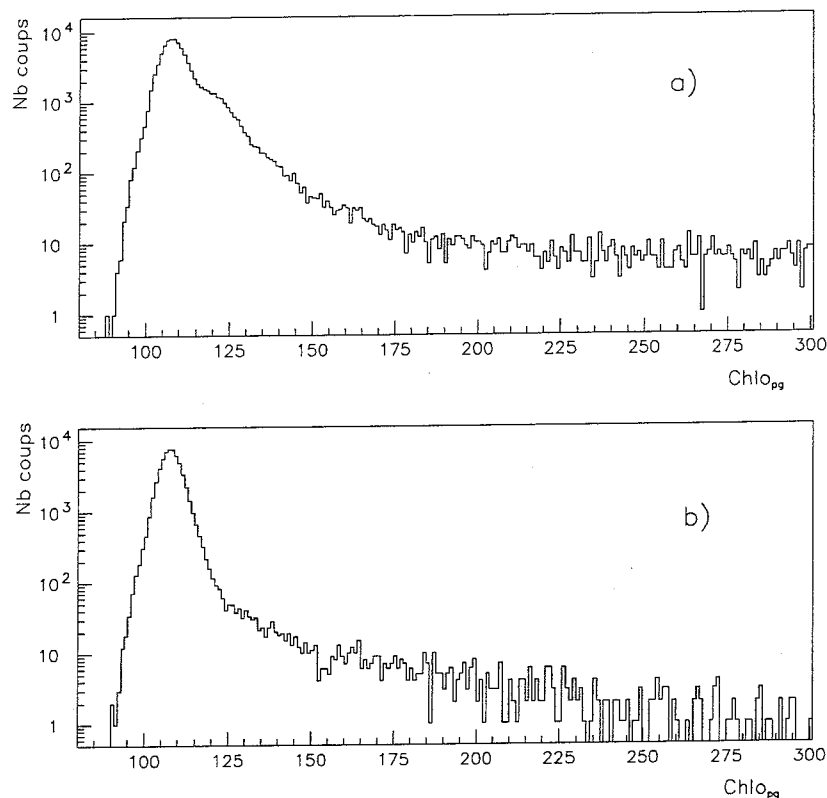


Figure 1.13: *Forme du signal (canaux ChIo petit gain) pour un même module sain (a) ou malade (b) suivant le run considéré. Ni + Au à 52 A·MeV, couronne 12, module 3. Pour un nombre d'événements sensiblement identique, la forme du signal diffère.*

En conséquence, c'est l'exclusion définitive des runs touchés qui a été décidée, en accord avec l'ensemble de la collaboration INDRA et en toute connaissance de cause. Il est notamment évident que des corrections d'ordre géométrique devront être incluses dans l'étude des systèmes les plus affectés.

### iii. Solutions.

#### $\alpha$ . Runs disponibles pour l'utilisateur.

Malgré cette décision radicale, le travail de l'IPNL n'a pas été allégé, dans la mesure où les runs défectueux se répartissent de manière plutôt aléatoire sur toute l'expérience. En effet, ce n'est pas un seul module qui pose systématiquement problème : presque tous les détecteurs sont susceptibles, à un moment ou à un autre, de présenter des instabilités, bien que certains se révèlent remarquablement fiables *a posteriori*. Il a donc fallu prendre



le problème à bras le corps, et répertorier les runs corrompus pour tous les détecteurs ChIo, couronnes, systèmes et énergies, soit plus de  $10^4$  cas.

Une vérification méthodique des distributions de charge obtenues après élimination des runs malades s'est également révélée nécessaire, doublant ainsi la charge de travail. En effet, certains modules ne présentaient aucun défaut sur une carte *canal ChIo* =  $f(n^\circ \text{ run})$ , mais s'avéraient inutilisables du point de vue des matrices d'identification (exemple sur la figure 1.14).

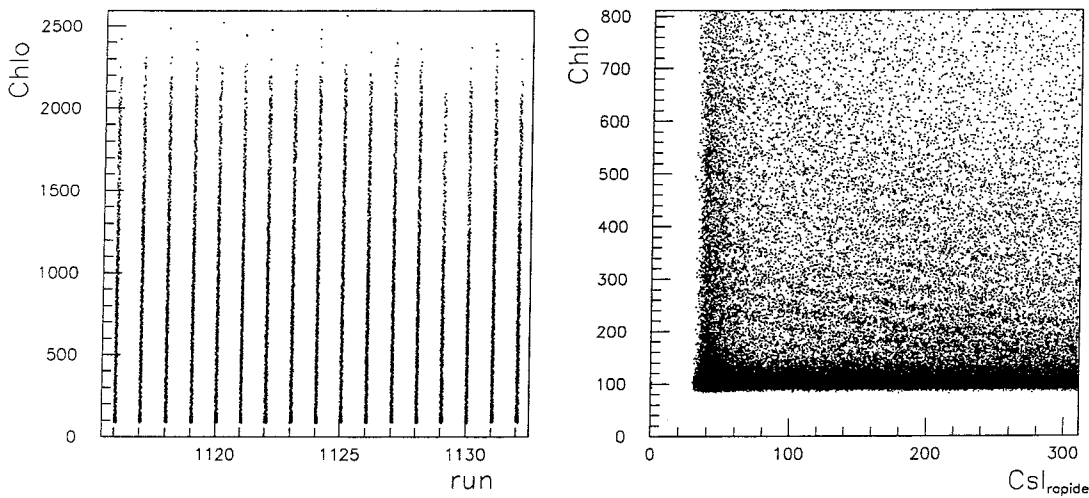


Figure 1.14: **Autres modules à problèmes.** *Ta + Au à 39 A·MeV, couronne 10, module 1.* A gauche : la carte signal  $ChIo = f(n^\circ \text{ run})$ . A droite : matrice d'identification associée. A comparer avec un module sain figure 1.8.

L'origine de ce problème n'a pas été bien définie, il se pourrait que ce soit une pollution due aux électrons de la cible.

Toujours est-il que, grâce au contrôle des distributions en charges, nous avons pu éliminer d'autres données qui auraient biaisé l'analyse. Ce fut les cas pour les systèmes Ta + Au et Ta + U à 33 et 39 A·MeV, où nous avons rejeté la plupart des événements des couronnes 10 et 11.

Au total, les dysfonctionnements des ChIo arrière conduisent à l'abandon de 2 à 33% de la totalité des modules, suivant le système et l'énergie considérés. Ceci revient à une perte d'information comprise entre 1 et 20% environ, souvent moins de 1% pour les systèmes légers, davantage pour les systèmes lourds, les problèmes les plus perceptibles se situant aux angles très arrière.

Finalement, cette identification est administrée de façon transparente pour l'utilisateur dans l'ensemble des programmes informatiques et bases de données réunis sous le nom de VEDA [Fra98].

### $\beta$ . Conséquences pour les simulations.

En revanche, la gestion de ces problèmes de ChIo arrière n'est pas comprise directement dans le filtre INDRA [Cus98] [Tir98] (ce qui paraît normal, puisque les fluctuations de ChIo n'affectent que la 2<sup>ème</sup> campagne INDRA, ces mêmes ChIo ayant été entièrement renouvelées pour les campagnes suivantes). A chacun donc de réaliser un "sur-filtre" adéquat pour pouvoir comparer rigoureusement données expérimentales et simulées.

## 1.4 Les collisions étudiées : Ni + Ni à différentes énergies

### 1.4.1 L'expérience à proprement parler

#### a. Généralités

La deuxième campagne de mesures effectuées avec INDRA a eu lieu en mai et juin 1994. Après une première campagne fructueuse réalisée pendant les mois de mars et avril 1993 au GANIL [Met95], la deuxième série d'expériences avait pour but de confirmer et de compléter les résultats obtenus sur la multifragmentation et la vaporisation :

- mise en évidence des mécanismes de réaction et des phénomènes de dissipation d'énergie [Met95],
- expansion dans les systèmes symétriques [Mar95],
- comportements critiques [Ben95],
- effets de taille [Mar95][Bis96],
- ...

Ont été retenus :

- pour achever l'étude des processus de multifragmentation à partir de systèmes symétriques (effets de taille) :

$^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  à 32, 40, 53, 63, 74, 82 et 90 A·MeV,

$^{181}\text{Ta} + ^{197}\text{Au}$  à 33 et 39 A·MeV,

$^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  à 24 A·MeV

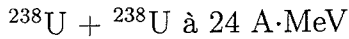
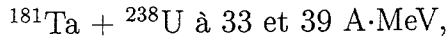
(1<sup>ère</sup> campagne :  $^{36}\text{Ar} + \text{KCl}$  à 32, 40, 52 et 74 A·MeV ;  $^{129}\text{Xe} + \text{Sn}$  à 25, 32, 39, 45 et 50 A·MeV) ;

- pour caractériser plus finement les effets de la voie d'entrée :

$^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$  à 32, 53, 63, 74, 82 et 90 A·MeV

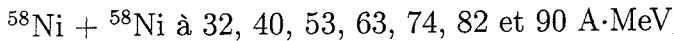
(1<sup>ère</sup> campagne :  $^{129}\text{Xe} + \text{Sn}$  à 25, 32, 39, 45 et 50 A·MeV) ;

- pour poursuivre la cartographie des systèmes lourds :



(1<sup>ère</sup> campagne :  $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$  à 36 A·MeV) ;

- pour établir une fonction d'excitation des systèmes légers et mesurer le flot nucléaire associé :



(1<sup>ère</sup> campagne :  $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$  à 32, 40, 52, 63, 74, 84 et 95 A·MeV).

## b. Ni + Ni

Le système auquel nous nous intéressons ici est Ni + Ni, notre démarche s'inscrivant à la fois dans l'établissement de la fonction d'excitation (cf. annexe F) et dans l'étude des processus de désexcitation (cf. chapitre 6). La présente analyse pourra ensuite être intégrée dans une comparaison entre systèmes symétriques des deux campagnes INDRA, dans le but de mettre en évidence un effet de taille éventuel.

Pour des questions liées à la stabilisation en énergie du faisceau de Ni, les collisions  $^{58}\text{Ni}$  (32 à 90 A·MeV) +  $^{58}\text{Ni}$  ont été réalisées sur toute la durée de la deuxième campagne INDRA, en alternance avec les collisions Ni + Au. Les ions Ni passent dans un cyclotron compact C0 (figure 1.15), avant d'être accélérés et épluchés dans deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS). Un spectromètre  $\alpha$  impose alors une impulsion précise au faisceau, avant que ce dernier, correctement dévié et focalisé, ne soit transmis en salle d'expérience.

Les noyaux de Ni, dont l'état de charge vaut  $28^+$  et qui sont à l'énergie requise, entrent en collision, au cœur d'INDRA, avec une cible de Ni d'épaisseur  $179 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Les prises de données ont été effectuées selon deux modes de déclenchement différents :  $M \geq 1$  et  $M \geq 4$ , où  $M$  représente la multiplicité minimale pour que le détecteur valide un événement. Le premier mode de déclenchement joue essentiellement un rôle d'étalon, dans la mesure où il fournit une section efficace inclusive de la réaction ; en général, seul le deuxième est utilisé lors des analyses, puisqu'il garantit l'élimination des collisions les plus périphériques, voire des cas où la collision n'a pas eu lieu [Mar95] [Nal97].

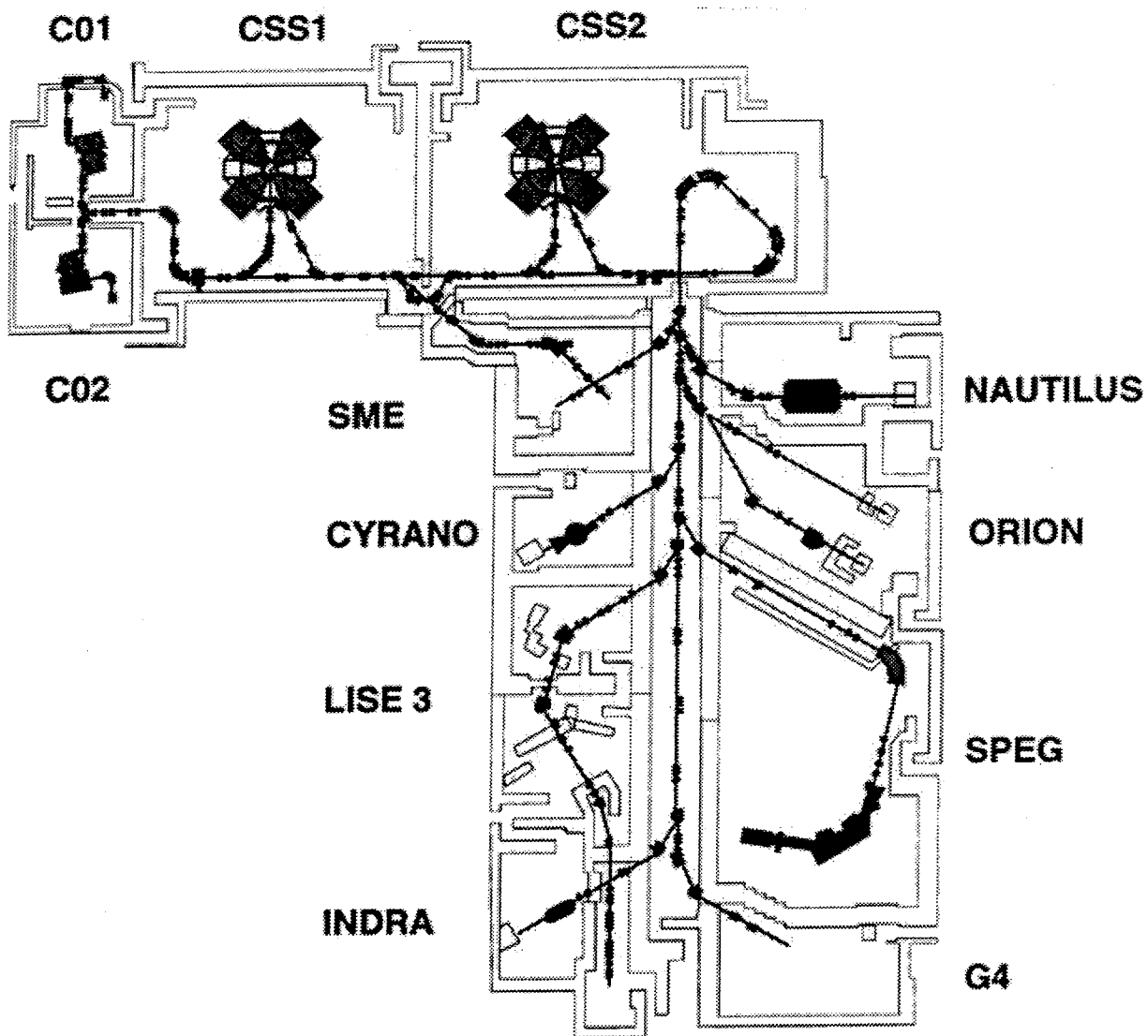


Figure 1.15: *Plan des aires expérimentales du GANIL.*

#### 1.4.2 Caractéristiques du système Ni + Ni aux énergies GANIL

Avant de s'intéresser aux données expérimentales, il est bon de rappeler quelques valeurs caractéristiques du système Ni + Ni. Les tableaux suivants présentent les principaux paramètres du système, respectivement intrinsèques (table 1.2) et dépendant de l'énergie de bombardement (table 1.3).

Z (projectile et cible)	28
A (projectile et cible)	58
paramètre d'impact géométrique maximum (fm)	9.94
section efficace totale associée (barn)	3.1
valeur barrière coulombienne (dans CM, MeV)	94.5

Tableau 1.2: *Principaux paramètres indépendants de l'énergie faisceau. CM : centre de masse.*

$E_{\text{faisceau}}$ (A·MeV)	32	40	52	63	74	82	90
$E_{\text{labo}}$ (MeV)	1856	2320	3016	3712	4292	4756	5220
$V_{\text{proj}}$ (cm/ns)	7.86	8.78	10.02	11.12	11.96	12.59	13.11
$V_{\text{CM}}$ (cm/ns)	3.93	4.39	5.01	5.56	5.98	6.29	6.59
L (unité $\hbar$ )	338	383	441	492	531	560	588
Energie disponible (A·MeV)	7.18	9.18	12.19	15.19	17.69	19.69	21.69

Tableau 1.3: *Principaux paramètres fonctions de l'énergie incidente.  $E_{\text{labo}}$  représente l'énergie totale dans le repère du laboratoire;  $V_{\text{proj}}$  la vitesse du projectile;  $V_{\text{CM}}$  la vitesse du Centre de Masse; L le moment angulaire maximal. L'énergie disponible a été calculée après soustraction de la barrière coulombienne.*

### 1.4.3 Données expérimentales

Comme nous l'avons évoqué au §1.4.1.b, ce sont les données issues du déclenchement  $M \geq 4$  que nous utiliserons désormais. Les événements les moins significatifs étant exclus, il est intéressant de se pencher sur ceux qui constituent alors nos données de base. Une façon très simple et efficace de procéder consiste à tracer la carte  $P_{\text{tot}} = f(Z_{\text{tot}})$ , i.e. impulsion totale en fonction de la charge totale détectées (figure 1.16 pour Ni + Ni à 32 A·MeV). En effet, nous avons ainsi simultanément des informations statique ( $Z_{\text{tot}}$ ) et cinématique ( $P_{\text{tot}}$ ).

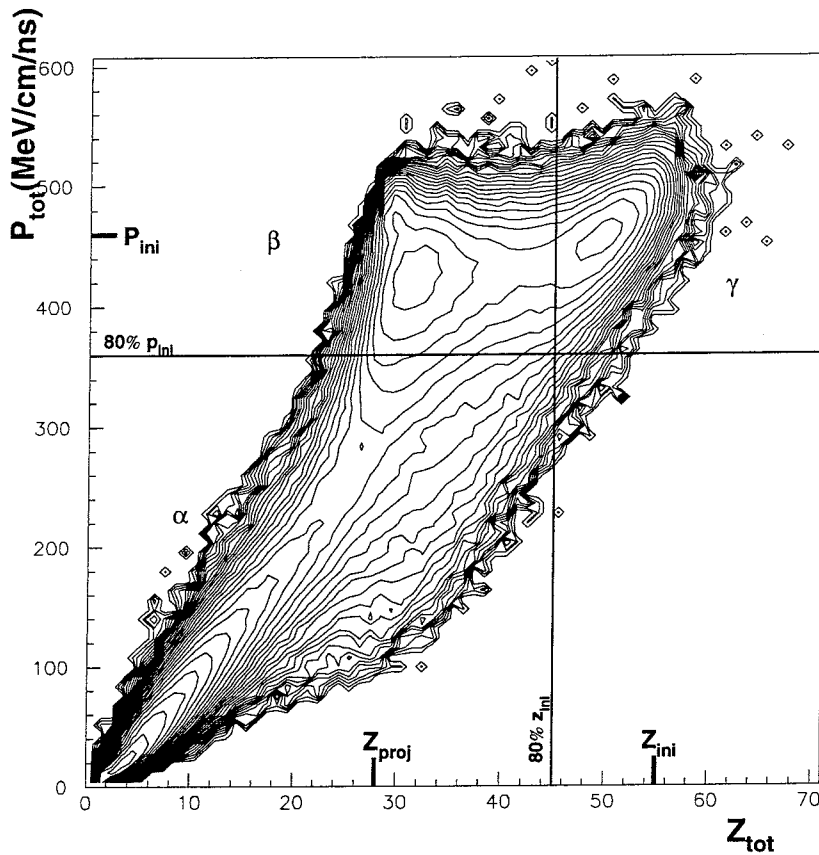


Figure 1.16: *Impulsion totale en fonction de la charge totale pour Ni + Ni à 32 A·MeV. Zone  $\alpha$  : mauvaise détection. Zone  $\beta$  : détection du quasi-projectile. Zone  $\gamma$  : bonne détection. Des zones similaires se détachent lorsque l'impulsion parallèle totale est représentée en fonction de la charge totale détectée.*

Naïvement, nous nous attendrions à retrouver l'impulsion et la charge totale initiales. Or, la figure 1.16 atteste que ce n'est pas toujours le cas. Nous distinguons trois îlots de détection privilégiée : le premier correspond à de faibles charge et impulsion totales détectées, ce qui signifie que la majeure partie des événements concernés a échappé à INDRA (surface désignée par  $\alpha$  sur la figure 1.16, très peu employée pour les analyses).

Le deuxième (figure 1.16  $\beta$ ) se situe à des  $P_{tot}$  proches de l'impulsion initiale, tandis que le  $Z_{tot}$  est celui du projectile : le multidétecteur, à cause de ses seuils, a manqué la quasi-cible lourde et lente (cet îlot est néanmoins parfaitement utilisable, dans l'étude de la désexcitation du quasi-projectile, par exemple).

Enfin, une dernière zone (figure 1.16  $\gamma$ ) couvre les  $P_{tot}$  et  $Z_{tot}$  voisins des impulsion et charge totales initiales : INDRA a détecté la totalité des événements.

C'est bien évidemment sur cette région de détection que porte notre analyse, dans la mesure où nous recherchons des événements dits monosource, c'est-à-dire des événe-

---

ments issus de collisions centrales (faible paramètre d'impact) qui ont vu les deux partenaires de la collision subir une quasi-fusion. Visuellement, un bon critère pour ne conserver que la partie  $\gamma$  de la figure 1.16 est de rejeter (arbitrairement) les événements qui ne présentent pas au moins 80% de la charge et de l'impulsion initiales.

Dans toute la suite, sauf précision contraire explicite, nous gardons donc comme lot de départ pour notre étude les événements vérifiant  $P_{tot} \geq 80\%P_{init}$  et  $Z_{tot} \geq 80\%Z_{init}$ . Ces événements seront dits "complets".

## Chapitre 2

# Quelle sélection pour les monosources ?

Ainsi que nous l'avons évoqué dans l'introduction et le chapitre précédent, la présente étude se rapporte aux événements dits "monosource", ou de "quasi-fusion", c'est-à-dire des événements dont les produits de désexcitation semblent provenir d'un unique émetteur, sans pour autant présumer du type de cette désexcitation (multifragmentation<sup>1</sup> et émission séquentielle statistiques sont également attendues). La difficulté d'une telle étude réside dans le fait que les événements monosource sont relativement peu abondants par rapport aux binaires (ou "bisources") aux énergies considérées [Met95, Leb95, Bis96, Mar95] et que, par conséquent, il n'est pas très aisé de les séparer du reste de l'échantillon expérimental.

Une étape préalable (indispensable!) consiste donc à trouver un critère qui permette d'isoler au mieux les monosources (chapitres 2, 3 et 4), avant de songer à caractériser ces dernières (chapitres 5 et 6).

### 2.1 Insuffisance du critère de complétude

La sélection d'événements dont les charge et impulsion détectées sont supérieures à 80% des charge et impulsion initiales garantit la qualité de l'échantillon étudié (voir chapitre précédent, §1.4.3). Les collisions les plus périphériques sont éliminées, mais, pour Ni + Ni comme dans le cas général, différents mécanismes restent présents dans le lot ainsi retenu.

En effet, l'exigence de complétude ne réduit que relativement peu l'intervalle de paramètres d'impact  $b$  accessibles pour cette réaction, même si les processus très peu dissipatifs sont écartés. Pour mémoire, le paramètre d'impact maximum — géométrique — vaut 9.94 fm entre deux noyaux de Nickel; les biais du détecteur et les critères de complétude ramènent cette valeur à 7 fm environ, cf. figure 2.1.

---

<sup>1</sup>Par multifragmentation, nous entendrons toujours "processus d'émission **simultanée** de multiples fragments".



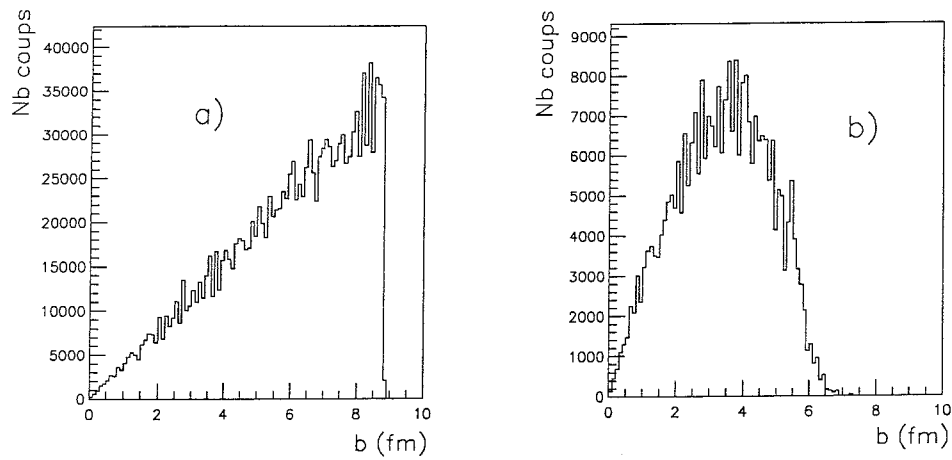


Figure 2.1: *Événements simulés* (Simon, voir §2.3 et annexe B)  $Ni + Ni$  à  $32 A \cdot MeV$ . En a : distribution en paramètre d'impact, événements filtrés, non complets. En b : distribution en paramètre d'impact, événements filtrés, complets.

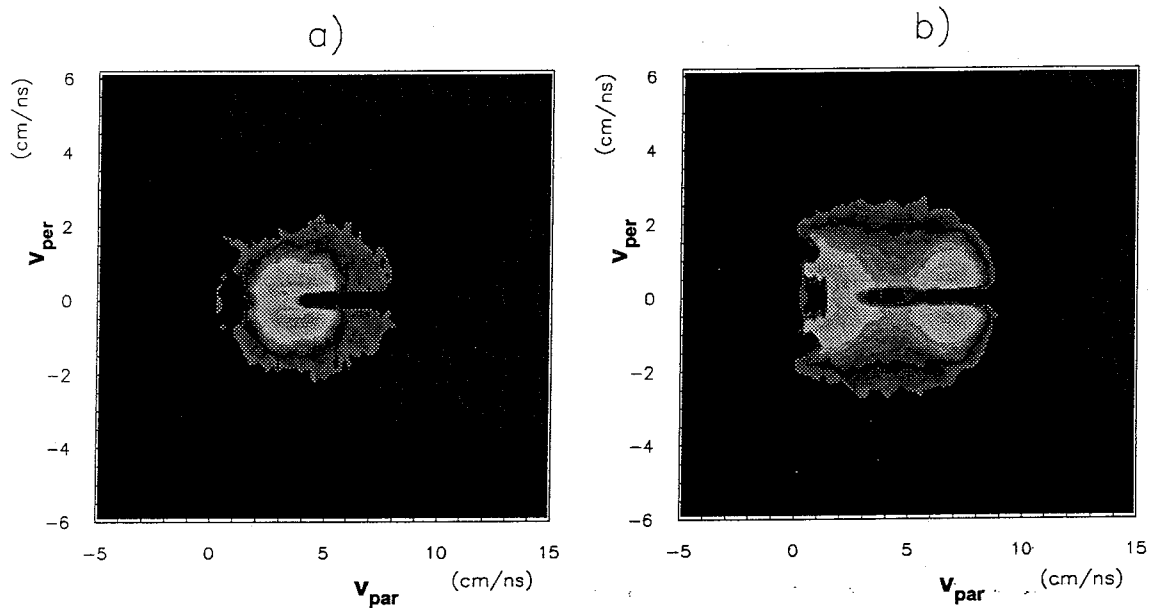


Figure 2.2: *Événements expérimentaux*  $Ni + Ni$  à  $32 A \cdot MeV$  : vitesse parallèle des fragments ( $Z \geq 3$ ) en fonction de leur vitesse perpendiculaire, dans le référentiel du laboratoire. En a : monosources. En b : bisources. La méthode de sélection utilisée pour obtenir ces cartes est explicitée plus bas (chapitres 3, 4 et 5). Le lot d'événements conservés après sélection en complétude et filtre (ici, passage dans le détecteur !) comprend aussi bien des événements de quasi-fusion que des binaires.

Ainsi, dans l'échantillon complet en charge et impulsion, les événements de quasi-fusion, ou événements monosource, côtoient ceux qui sont dits binaires, ou événements bisource. La figure 2.2 rend compte de cette coexistence.

Pour isoler une catégorie précise d'événements — issue d'un mécanisme particulier —, il est donc nécessaire de formuler et d'appliquer d'autres critères de sélection que la seule complétude.

L'apparition des multidétecteurs  $4\pi$  (très grand nombre d'informations collectées par événement, d'où difficultés pour traiter la totalité des données liées à un événement) a amené les physiciens du noyau, suivant en cela leurs collègues des particules, à construire les variables "globales" les plus pertinentes pour la problématique étudiée.

## 2.2 Variables globales pour sélection d'événements

### 2.2.1 Présentation et origines

Ces dernières ont l'avantage de caractériser chaque événement expérimental par une, et une seule, valeur. L'information totale se trouve donc condensée, le plus souvent réduite à tel aspect privilégié de la réaction considérée. Par exemple, l'accent pourra plus particulièrement être mis sur la **forme** d'un événement dans l'espace des vitesses (cf. § suivant : sphéricité, coplanarité...) ou sur la **violence** d'une collision (énergie transverse...).

Parmi toutes les variables globales connues, certaines ont une signification immédiate :

- \* multiplicités (totales ou par classes de particules et fragments), valeur de la charge maximale d'un événement... pour les variables globales dites **statiques**,
- \* énergie transverse, rapport d'isotropie... pour les variables globales **cinématiques**.

D'autres quantités plus sophistiquées — ou en tout cas moins immédiates dans leur expression et leur signification —, ont été définies et évaluées par les physiciens des particules, par exemple pour isoler les événements à deux ou trois jets des collisions  $e^+e^-$  [Crie82]. Ces variables ont d'abord été adaptées à la physique nucléaire des hautes énergies [Cug83], avant que les spécialistes des "basses" énergies ne s'y intéressent à leur tour. Ont notamment été employées avec plus ou moins de succès selon le but recherché : le Thrust, le Moment de Fox et Wolfram d'ordre 2, l'angle de flot, la sphéricité, la coplanarité.

### 2.2.2 Définitions, cadre d'utilisation et limites

L'efficacité de toutes les variables globales précitées, en matière de mise en évidence d'une classe précise d'événements, varie bien entendu avec le système collisionnel considéré, l'énergie incidente et les performances du détecteur utilisé.

De la même façon que les variables les plus simples peuvent se révéler suffisantes pour fournir des critères de sélection adéquats, il arrive parfois que des chemins détournés soient nécessaires. La revue suivante, qui se veut complète sans toutefois se prétendre exhaustive, présente des méthodes éprouvées, dans le contexte de leur application réussie, mais avec les limites qui découlent de cette dernière.

## Variables statiques

### i) Multiplicité

Les campagnes expérimentales sur les multidétecteurs  $4\pi$  AMPHORA [Dra89] (Grenoble, SARA — France) et  $4\pi$  ARRAY (Lansing, MSU NSCL — USA) ont démontré que la multiplicité totale des particules chargées constitue une bonne évaluation de la violence des collisions d'ions lourds [Col98, Mag96, Gel94, Eth92, Elm91]. En ne conservant que les 15 derniers pourcents de la distribution en multiplicité totale, ce sont les collisions les plus violentes qui ont été choisies par les auteurs. Il est à noter néanmoins que ces sélections en multiplicité sont souvent couplées à d'autres coupures (par exemple, une condition sur la présence d'un fragment lourd dans l'échantillon conservé si le mécanisme à mettre en évidence est du type "fusion").

Une sélection en multiplicité seule est justifiée lorsqu'il s'agit d'évaluer le degré de dissipation lié à une réaction [Col98]. En revanche, de façon générale, une discrimination basée sur la multiplicité n'est pas fiable pour caractériser plus précisément un mécanisme nucléaire (une collision dissipative peut aussi bien s'achever en monosource qu'en bisource, voire polysource). La référence déjà citée [Col98], entre autres, le démontre très clairement.

### ii) Charge du plus gros fragment

De même, une sélection des événements monosource s'appuyant sur le seul critère de taille du fragment le plus massif ( $Z_{max} \geq m$ ,  $m$  dépendant du système et de l'énergie) ne doit pas être employée dans n'importe quel contexte. En effet, elle est essentiellement valide dans le cas d'énergies incidentes faibles (quelques A·MeV à  $\approx 30$  A·MeV) [Lau98]. Toutefois, à des énergies supérieures (jusqu'à 115 A·MeV), cette condition a permis de séparer, après une première sélection en multiplicité, événements dissipatifs et peu dissipatifs dans le cas de collisions violentes [Col98].

### iii) Existence d'au moins un fragment de masse intermédiaire (IMF)

Sans poser de limite inférieure à la charge ( $Z_{max}$ ) de la particule la plus lourde d'un événement, le fait d'exiger au moins un IMF ( $Z \geq 3$  ou  $Z \geq 5$  suivant les auteurs et les systèmes étudiés) dans le lot final peut constituer une première étape [Met95] dans la discrimination d'événements monosource [Leb95].

### iv) Charge du 1<sup>er</sup> plus gros moins celle du 2<sup>ème</sup> plus gros

Une autre méthode de mise en évidence des événements de quasi-fusion consiste à imposer que la différence entre les charges du 1<sup>er</sup> et du 2<sup>ème</sup> plus gros fragments soit supérieure à une valeur seuil, dépendant une fois encore du système et de l'énergie incidente ( $Z_{max} - Z_{max-1} \geq S$ ). Ceci garantit la présence d'un résidu de fusion ou de quasi-fusion,

tout en permettant de s'affranchir des réactions les moins dissipatives [Bis96]. Cependant, ce critère ne conduit pas à la conservation, dans l'échantillon ainsi isolé, de tous les mécanismes produisant des événements monosource. Par exemple, une fission symétrique du noyau composite est éliminée par la condition  $Z_{max} - Z_{max-1} \geq S$ , alors qu'elle fait partie des chemins de désexcitations possibles après une fusion incomplète. Même si la probabilité d'une telle désexcitation diminue avec la taille du système, il n'en demeure pas moins que la sélection décrite dans ce paragraphe met en lumière une classe particulière parmi les événements monosource.

Outre les inconvénients liés à chacune, toutes les variables **statiques** énumérées trahissent leur principal défaut par leur nom même : elles négligent en effet une partie importante de l'information expérimentale donnée par un multidétecteur, à savoir les énergies et les positions finales des produits détectés, et, par conséquent, tout ce qui est inhérent à la dynamique de la collision. C'est pourquoi les sélections décrites précédemment sont souvent complétées par d'autres, dont les critères prennent en compte la cinématique de la réaction nucléaire.

## Variables cinématiques

### v) Energie transverse

L'une des variables globales cinématiques les plus immédiates est construite sur la somme des énergies perpendiculaires des particules :

$$E_{trans} = \sum_{i=1}^{Mult} E_i^{\perp}$$

où  $i$  désigne le numéro de la particule comptabilisée, et  $E_i^{\perp}$  est l'énergie perpendiculaire à l'axe du faisceau du produit  $i$ . L'énergie transverse est directement corrélée au degré de dissipation d'une collision : les valeurs de  $E_{trans}$  les plus élevées correspondent aux réactions les plus dissipatives (monosources ou bisources très relaxées), donc les plus centrales [Fra98]. Cette variable est parfois calculée uniquement à partir des particules de charges  $Z = 1$  et  $Z = 2$ ; les interprétations en termes de degré de dissipation restent valables [Ngu98][Luk97], d'où l'intérêt de cette quantité même si la multiplicité de fragments est faible, comme dans les systèmes légers (Ni + Ni).

### vi) Rapport d'isotropie

Ces interprétations, à quelques nuances près, peuvent être reliées également à une quantité faisant appel aux sommes des impulsions parallèles et perpendiculaires des par-

ticules, le rapport d'isotropie :

$$R_{iso} = \frac{2}{\pi} \frac{\sum_{i=1}^{Mult} P_i^\perp}{\sum_{i=1}^{Mult} P_i^{\parallel}}$$

avec  $P_i^\perp$  et  $P_i^{\parallel}$  respectivement les modules des composantes perpendiculaire et parallèle de l'impulsion de la particule ou du fragment  $i$ .  $R_{iso}$ , souvent calculé à partir des seuls fragments pour les systèmes lourds, apporte une information différente de  $E_{trans}$  dans la mesure où la forme de l'événement est ici prise en compte :  $R_{iso} \rightarrow 0$  caractérise un événement allongé, alors que  $R_{iso} \rightarrow V$ , proche de 1, signe un événement isotrope, ce qui ne signifie pas forcément monosource (la condition n'est ni nécessaire, ni suffisante [Fra98]).  $V$  est une valeur limite atteinte pour des événements parfaitement sphériques, qui dépend à la fois de la normalisation et du référentiel utilisés pour le calcul de  $R_{iso}$ .

### vii) Rapport d'isotropie en énergie

Le pendant "énergétique" du rapport d'isotropie donne également une bonne indication sur l'équiprobabilité angulaire des émissions de particules par un événement.

$$E_{rat} = \frac{\sum_{i=1}^{Mult} E_i^\perp}{\sum_{i=1}^{Mult} E_i^{\parallel}}$$

En réalité,  $E_{rat}$  n'est pas l'équivalent *stricto sensu* de  $R_{iso}$ , mais il donne le même type d'information [Fra98], et se révèle plus efficace pour des énergies incidentes supérieures à 100 A·MeV.  $E_{rat}$  a notamment été éprouvée dans les collisions Au+Au détectées par FOPI, de 150 à 400 A·MeV [Gob95].

### viii) Variable $Y_{33}$

De même qu'il est partiellement inclus dans l'ensemble des événements isotropes, le sous-ensemble des événements monosource appartient à la classe des réactions dissipatives. Celles-ci sont *a priori* caractérisées par des vitesses relatives de fragments sensiblement égales, tandis qu'une collision périphérique présente une dispersion plus importante sur ces variables. Une mesure de ladite dispersion est donnée par la variable  $Y_{33}$  [Bou88] :

$$Y_{33} = \langle V_{rel} \rangle - V_{rel}^{min}$$

où  $\langle V_{rel} \rangle = \frac{1}{3}(V_{rel}^{12} + V_{rel}^{23} + V_{rel}^{13})$  et  $V_{rel}^{min} = \min V_{rel}^{ij}$ , avec  $V_{rel}^{ij} = |\vec{v}_i - \vec{v}_j|$ . L'événement est d'autant plus dissipatif que le maximum des  $Y_{33}$  calculés est petit. La sélection, qui consiste alors à exiger  $\max(Y_{33}) \leq$  valeur limite, a notamment été testée avec succès sur des données NAUTILUS, Kr + Au à 60 A·MeV [Lop93, Lop93b, Bou93], permettant la première mise en évidence de la multifragmentation. Néanmoins, il faut un minimum de trois fragments dans l'événement pour le calcul de  $Y_{33}$ ; l'application en est donc limitée aux systèmes lourds, tel celui évoqué ci-dessus.

## ix) Thrust

Parmi les variables cinématiques, certaines proviennent directement de la physique des particules. C'est le cas du Thrust, qui permet en hautes énergies la recherche de directions privilégiées pour les particules (jets) [Bra64]. Pour deux jets, le Thrust s'écrit [Mja87] :

$$T_2 = \max_{c_1, c_2} \frac{\|\sum_{i \in c_1} \vec{p}_i\| + \|\sum_{j \in c_2} \vec{p}_j\|}{\sum_{k=1}^{Mult} \|\vec{p}_k\|} \quad (2.1)$$

avec  $(c_1, c_2)$  décrivant l'ensemble des partitions de particules possibles pour un événement et  $\vec{p}_i$  l'impulsion du produit  $i$ . La séparation d'un événement en deux sources distinctes est caractérisée par des valeurs élevées du Thrust, tandis qu'une distribution isotrope des produits de réaction fait tendre  $T_2$  vers  $\frac{1}{2}$  [Mes95].

Comme la plupart des variables conçues pour la physique des particules,  $T_2$  est essentiellement adaptée à des multiplicités bien plus élevées que celles observées dans les collisions aux énergies intermédiaires. Les effets de nombre fini sont tels que  $T_2$  devient un outil de sélection nettement moins précis. D'autre part, la définition de cette quantité donnée en (2.1) convient plus particulièrement à la mise en évidence d'événements bi-source, bien que des événements avec un résidu massif aient pu être isolés de cette façon [Met95].

## x) Moment de Fox et Wolfram

Des remarques analogues peuvent s'appliquer au moment de Fox et Wolfram [Fox78] :

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{\|\vec{p}_i\| \cdot \|\vec{p}_j\|}{(\sqrt{s})^2} P_l(\Phi_{ij})$$

où  $i, j$  décrivent l'ensemble des particules produites dans un événement,  $\Phi_{ij}$  est l'angle entre les particules labellées  $i$  et  $j$ ,  $\sqrt{s}$  la valeur de la norme du quadrivecteur énergie-impulsion dans le centre de masse, et  $P_l(\Phi)$  est un polynôme de Legendre d'ordre  $l$ .

En pratique, seuls les moments d'ordres inférieurs sont utilisés pour donner une mesure de la forme d'un événement [Mja87], notamment l'ordre 2 ( $H_1 = 0$  par conservation de l'énergie et de l'impulsion). Dans le cas de calculs non relativistes :

$$H_2 = \frac{1}{H_0} \sum_{i,j} \frac{\|\vec{p}_i\| \cdot \|\vec{p}_j\|}{\sqrt{1}^2} \frac{3(\cos^2 \Phi_{ij} - 1)}{2}$$

où  $H_0 = \sum_{i,j} \|\vec{p}_i\| \cdot \|\vec{p}_j\|$ . Deux "jets" (événements binaires purs) conduisent à une valeur de  $H_2$  proche de 1, alors qu'un événement isotrope idéal tend vers  $H_2 = 0$ .

Le moment de Fox et Wolfram d'ordre deux a été utilisé à plusieurs reprises en physique nucléaire des énergies intermédiaires pour mettre en exergue des événements monosource,

entre autres dans les cas de Xe + Sn à 50 A·MeV [Mar95] et Ar + KCl à 32 A·MeV [Bis96]. Comme le Thrust, cette variable est néanmoins fortement affectée par l'effet de multiplicités d'IMF relativement faibles dans la gamme d'énergie étudiée par les auteurs. C'est pour cette raison qu'une sélection supplémentaire intervient fréquemment : dans les références citées ci-dessus, une coupure en  $\theta_{flot}$  (cf. plus loin) est réalisée pour Xe + Sn, Ar + KCl étant quant à lui soumis à une condition sur  $Z_{max} - Z_{max-1}$ . Plus généralement, dans les cas rencontrés jusqu'à présent en physique nucléaire,  $H_2$  paraît nettement mieux adaptée à la discrimination d'événements bisource qu'à celle d'événements isotropes, *a fortiori* d'événements monosource (cf. §2.3).

### xi) Angle de flot

L'angle de flot est une autre de ces variables cinématiques, héritées de la physique des particules, qui décrit la **forme** d'un événement. Il s'agit de l'angle  $\theta_{flot}$  entre la direction privilégiée de l'événement (vecteur propre associé à la plus grande valeur propre du tenseur des vitesses — voir Annexe A) et l'axe du faisceau. Un événement peu dissipatif est caractérisé par de petits angles de flot ; en revanche, une réaction dissipative, conduisant le plus souvent à une émission isotrope (n'oublions pas, malgré tout, qu'il n'y a pas équivalence entre dissipatif et isotrope), peuple indifféremment tous les  $\theta_{flot}$  dans l'intervalle [0,180] degrés.

Un critère permettant de ne garder que les événements à grands angles de flot semble être à ce jour l'une des solutions les plus efficaces pour sélectionner des monosources dans les systèmes lourds, notamment pour Xe + Sn à 32 [Sal97] et à 50 A·MeV [Mar97][Ngu98], ou Gd + U à 36 A·MeV [Fra98]. Dans le cas de Ar + KCl à 32 A·MeV, la coupure  $Z_{max} - Z_{max-1} \geq S$  couplée à  $H_2$ , donne des résultats bien supérieurs à ceux obtenus grâce à  $\theta_{flot}$  seul [Bis96].

### xii) Sphéricité, coplanarité

Enfin, certaines variables de forme dont la signification est aussi immédiate que celle de  $\theta_{flot}$ <sup>1</sup>, sont également calculées avec les valeurs propres du tenseur des vitesses (annexe A). La **sphéricité**  $S$  et la **coplanarité**  $C$  comptent parmi les plus courantes [Mja87] :

$$S = \frac{3}{2}(1 - \lambda_1)$$

$$C = \frac{\sqrt{3}}{2}(\lambda_2 - \lambda_3)$$

avec  $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$ , valeurs propres du tenseur. En théorie, la forme d'un événement conditionne sa position dans le plan **sphéricité-coplanarité** de la manière indiquée sur le schéma 2.3.

<sup>1</sup>Une fois le référentiel de l'ellipsoïde défini.

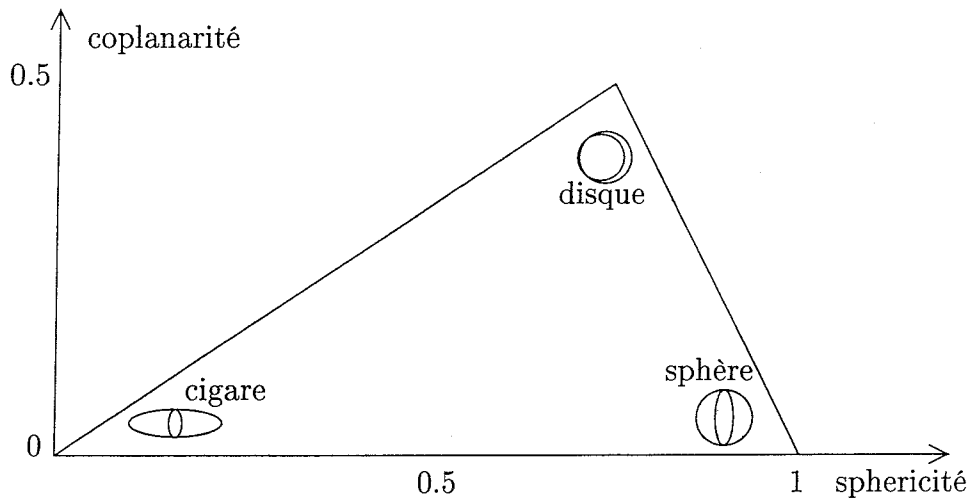


Schéma 2.3: **Triangle permis en sphéricité – coplanarité.** Un événement sphérique est attendu avec une sphéricité de 1 et une coplanarité tendant vers 0. Le disque et le cigare se placent comme représenté ci-dessus.

Il s'agit naturellement de cas limites, que les effets liés à une faible multiplicité par événement ne permettent en général pas d'atteindre [Met95] [Dan83]. En pratique, ces variables sont donc davantage utilisées pour étudier des événements déjà épurés [Ngu98][Met95] que pour sélectionner une catégorie précise de réaction.

Il existe évidemment d'autres variables globales construites sur les valeurs propres  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$  (aplanarité, produit des valeurs propres...[Ngu98] [Gal98]), de même que la liste ci-dessus est loin d'être exhaustive en ce qui concerne les variables globales employées en physique des particules [Bab85], ou en physique nucléaire [Gal98] [Nal97], lorsque l'on souhaite isoler des événements à plusieurs sources.

Le panel passé en revue ici se veut cependant assez représentatif des méthodes de sélection utilisées en physique nucléaire aux énergies intermédiaires pour mettre en évidence des événements dissipatifs, de quasi-fusion, ou monosource.

## 2.3 Ni + Ni à 32 A·MeV : l'échantillon simulé

La plupart des variables globales présentées dans le paragraphe précédent est, *a posteriori*, adaptée à des cas particuliers : l'efficacité des sélections réalisées est surtout fonction des systèmes considérés et de l'énergie du faisceau. Une question découle directement de cette constatation : dans le cas du système Ni + Ni, quelle est la méthode la plus indiquée pour isoler des événements monosource à différentes énergies ? La probabilité d'existence de tels événements étant maximale pour l'énergie faisceau la plus basse disponible [Dur95], la réponse à cette interrogation a été, dans un premier temps, recherchée pour Ni + Ni à 32 A·MeV, continuation directe d'un travail pionnier entrepris sur AMPHORA à 28 A·MeV ([Leb95]).



L'évaluation de l'efficacité discriminante d'une variable dans le cas d'un système et d'une énergie donnés passe par une étape de simulation : la connaissance de la répartition des événements monosource et bisource simulés permet de déterminer le meilleur critère de sélection de l'une ou l'autre de ces catégories. Pour pouvoir ensuite appliquer ce critère avec confiance aux collisions réelles, l'échantillon généré doit être le plus proche possible des événements expérimentaux disponibles, du point de vue des observables tant statiques que cinématiques.

C'est dans ce but que nous avons utilisé le générateur d'événements Simon de D. Durand [Dur92] [Dur95b] [Ngu98], dont les principales caractéristiques sont résumées dans l'annexe B. Nous avons conservé l'échantillon simulé qui reproduit le mieux les événements expérimentaux Ni + Ni à 32 A·MeV (cf. construction B.2). Pour cela, nous avons mis l'accent sur une bonne restitution des gammes, valeurs moyennes et écarts types d'un maximum de distributions.

Les seules sélections en vigueur pour tous les événements présentés figures 2.4, 2.5 et 2.6 portent sur la complétude en charge et impulsion (sauf sur les cartes *a* et *b* de la figure 2.5, où même les événements non complets sont montrés).

Les simulations sont bien entendu filtrées [Cus98] [Tir98], et nous avons tenu compte des problèmes liés au dysfonctionnement des chambres d'ionisation 10–17 d'INDRA (cf. chapitre 1.3).

Ceci excepté, nous avons considéré les échantillons expérimental et simulé "bruts", *i.e.* sans autre coupure. Les spectres sont normalisés au nombre d'événements, en vue de faciliter les comparaisons.

Si, pour les variables statiques notamment (figure 2.4), l'accord entre simulation et expérience n'est pas parfait, les caractéristiques essentielles et les allures générales des courbes sont cependant très voisines.

En effet, bien que Simon produise par exemple moins de gros fragments que l'expérience (figures 2.4 *a*, *b*, *c*, *d*), que les multiplicités ne soient pas exactement celles attendues (figures 2.4 *e*, *f*, *g*, *h*), une même tendance se dessine pour ce qui concerne la proportion relative des mécanismes (production simultanée d'un ou plusieurs fragments massifs) mis en jeu (figures 2.4 *c*, *d*). Les quelques petites divergences observées sont dues, d'une part à l'absence de phases de prééquilibre dans la simulation, et d'autre part au fait que le générateur sous-estime la valeur du paramètre d'impact critique en-dessous duquel il y a fusion (annexe B). En effet, pour Simon, dans les conditions où nous l'avons utilisé ici (voir autres possibilités à l'annexe F),  $b_{crit}=1.4$  fm, ce qui est très inférieur à la valeur trouvée pour les données expérimentales (cf. chapitre 5).

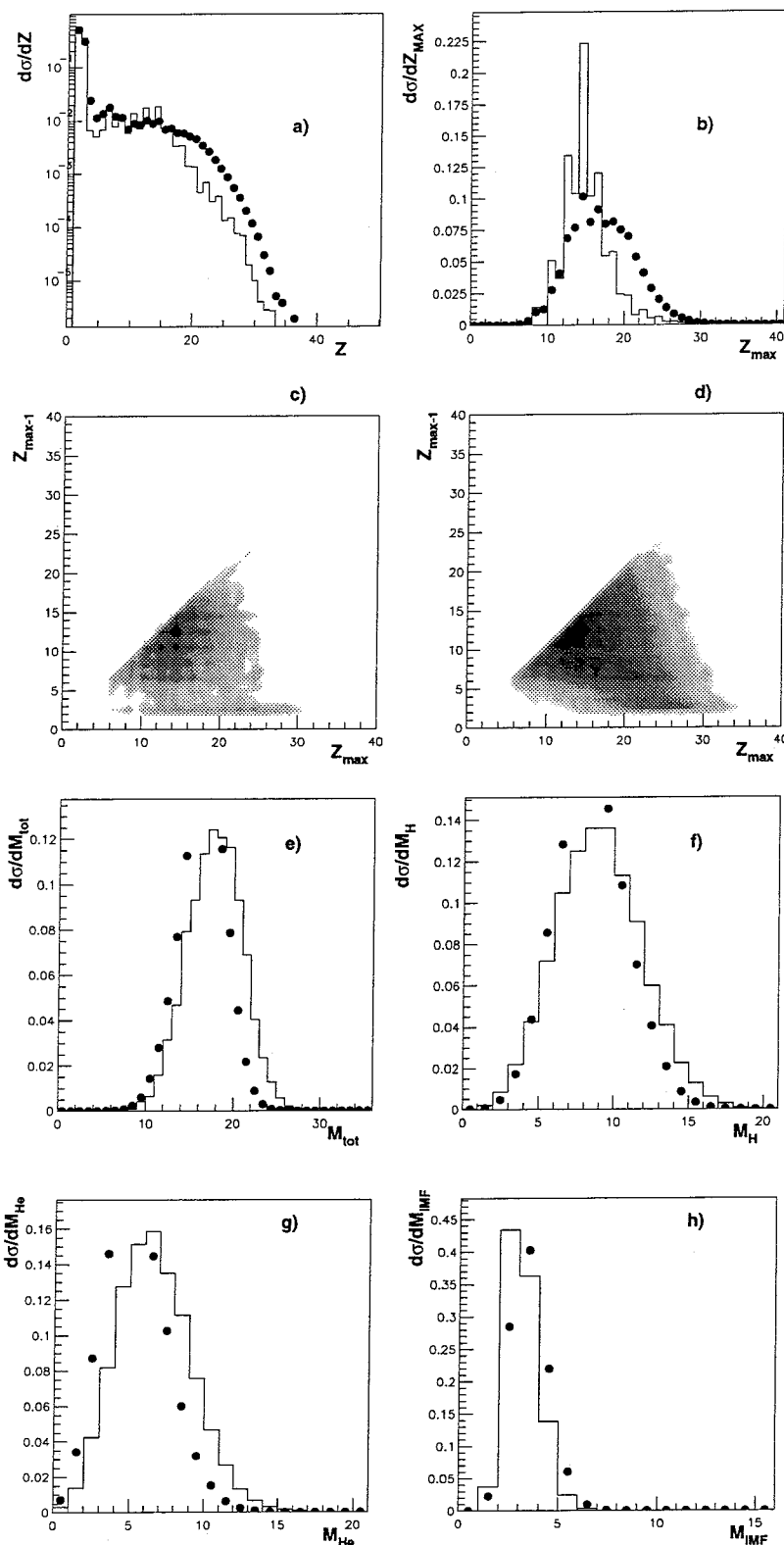


Figure 2.4: Comparaisons entre les événements expérimentaux (pour les spectres : points) et ceux générés par Simon (trait plein), Ni + Ni à 32 A-MeV. Les spectres sont normalisés, contrairement aux diagrammes bidimensionnels qui apportent une information essentiellement visuelle. Il s'agit ici de variables statiques. a : distributions de charges ; b : distributions de  $Z_{max}$  ; c :  $Z_{max-1} = f(Z_{max})$  simulé et d : expérimental ; e, f, g et h : multiplicités respectivement totale, hydrogène, hélium et IMF ( $Z \geq 3$ ).

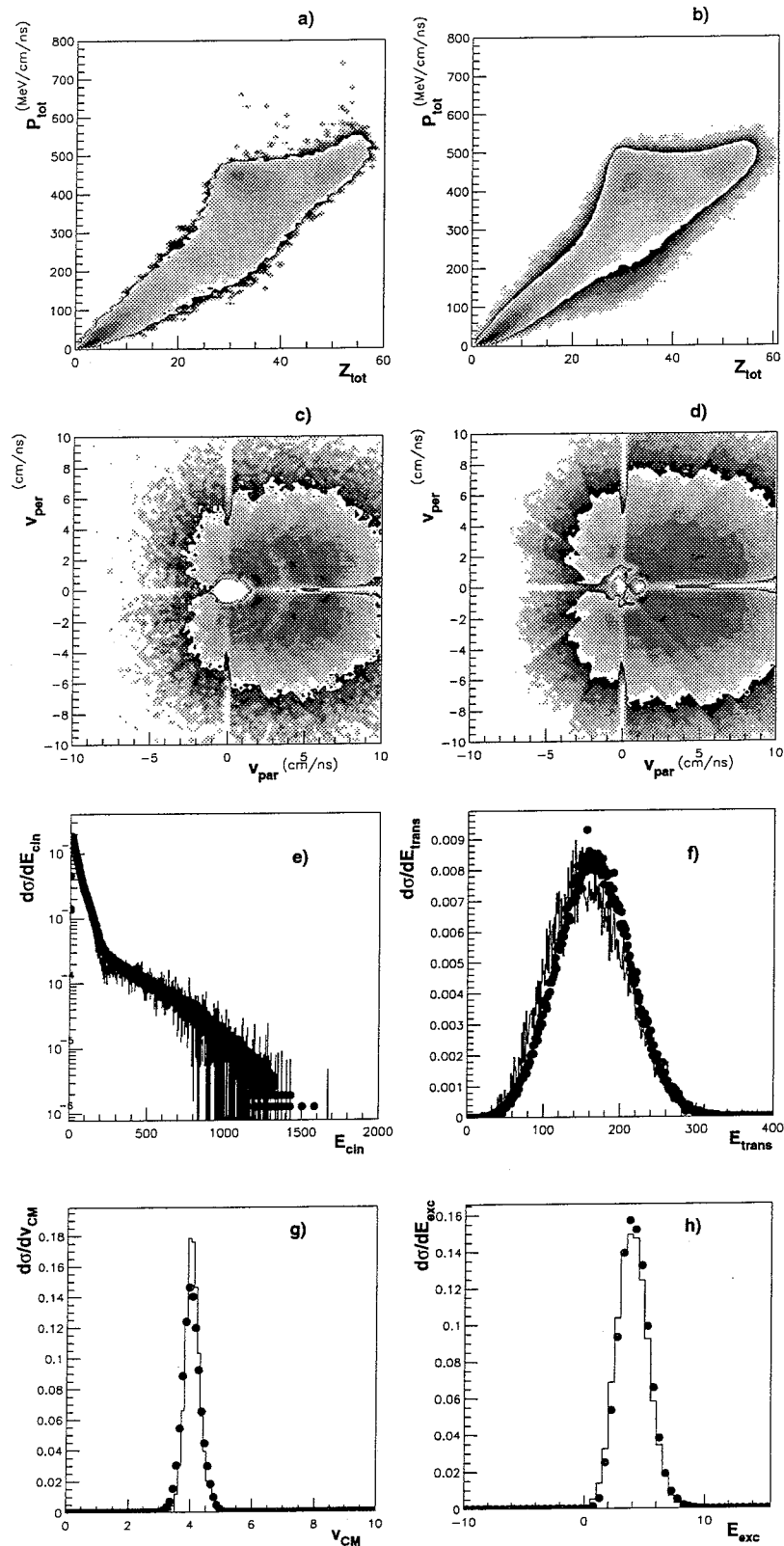


Figure 2.5: Comparisons entre les événements expérimentaux (pour les spectres : points) et ceux générés par Simon (trait plein), Ni + Ni à 32 A·MeV. Variables cinématiques. a :  $P_{tot} = f(Z_{tot})$  Simon, b : expérience; c : vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle dans le laboratoire Simon, d : expérience; e : distribution en énergie cinétique dans le laboratoire; f : énergie transverse; g : vitesse du centre de masse reconstruit; h : énergie d'excitation (à partir d'un simple bilan énergétique).

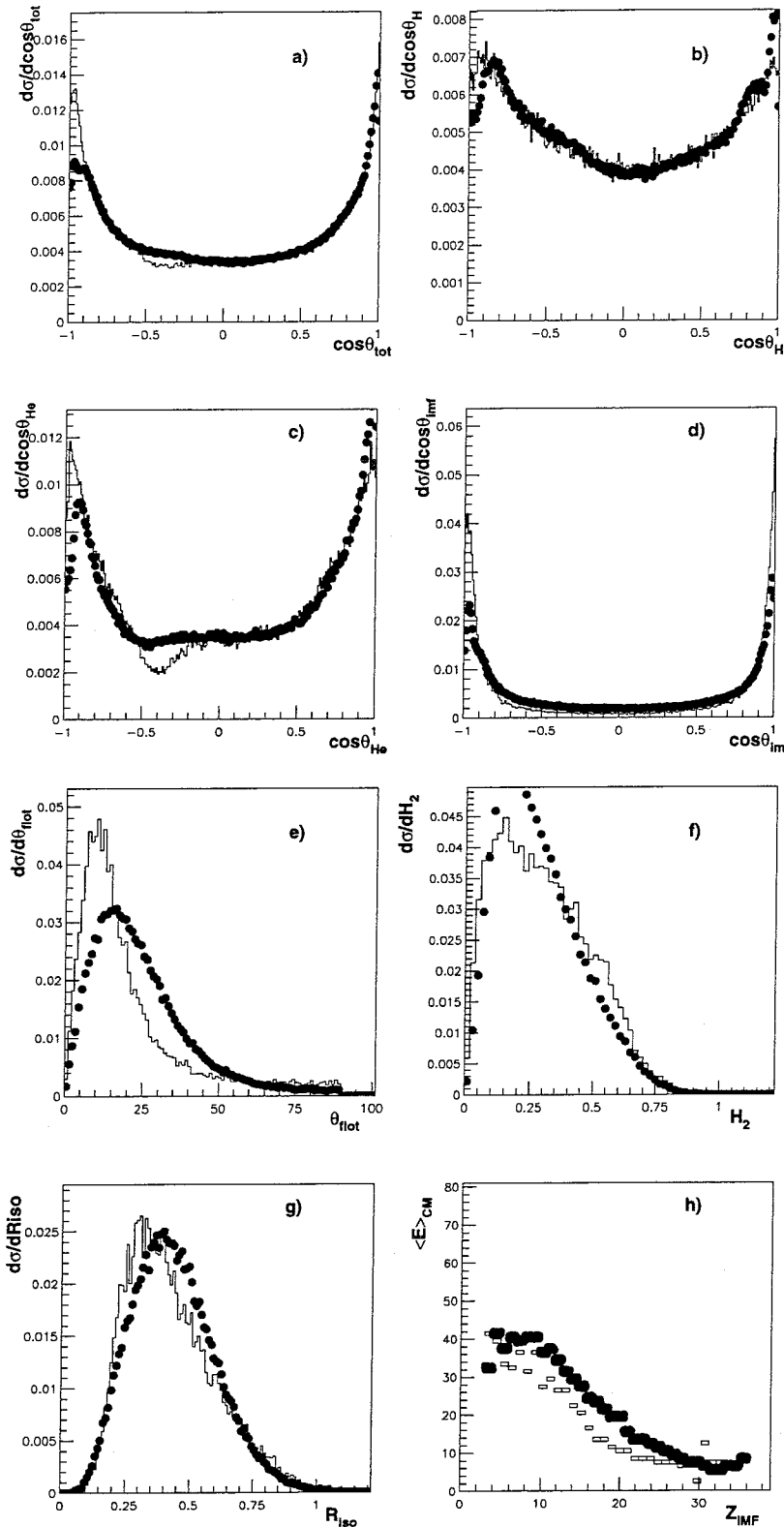


Figure 2.6: Comparisons entre les événements expérimentaux (pour les spectres : points) et ceux générés par Simon (trait plein), Ni + Ni à 32 A-MeV. Variables cinématiques (suite). Partie supérieure : cosinus de l'angle entre la direction des particules et l'axe du faisceau, respectivement pour toutes les particules (a),  $Z = 1$  (b),  $Z = 2$  (c),  $Z \geq 3$  (d); e : angle de flot; f : moment de Fox et Wolfram d'ordre 2; g : rapport d'isotropie calculé dans le centre de masse de l'événement; h énergie moyenne dans le centre de masse en fonction de la masse du fragment.

La comparaison des variables cinématiques expérimentales et simulées nous satisfait également, dans la mesure où leur comportement est suffisamment concordant pour notre propos (figures 2.5 et 2.6).

De fait, le plan  $P_{tot} = f(Z_{tot})$  Simon (figures 2.5 a), obtenu sans sélection en complétude (application du seul filtre INDRA), présente les trois régions évoquées au §1.4.3 pour l'expérience (figure 2.5 b) : un îlot d'événements complets se détache entre autres assez nettement pour valider le critère 80%  $P_{tot}$  et 80%  $Z_{tot}$ . De même, la simulation reproduit correctement les cartes en vitesses parallèle et perpendiculaire dans le référentiel du laboratoire (figure 2.5 c, d).

Les distributions en énergie (par particules) dans le laboratoire (figure 2.5 e), transverse (figure 2.5 f) et "d'excitation" (figure 2.5 h) s'ajustent également de façon très acceptable, ainsi que les spectres en vitesse du centre de masse de tous les produits détectés (figure 2.5 g).

Quelques différences sont observées figure 2.6 sur les angles dans le centre de masse par type de particules (figures 2.6 a, b, c, d)<sup>2</sup> et sur les énergies moyennes dans le centre de masse en fonction de la charge du fragment (figure 2.6 h), mais, dans ce dernier cas, les allures générales des courbes expérimentale et simulée sont identiques.

Les distributions Simon en angle de flot (figure 2.6 e), en moment de Fox et Wolfram d'ordre 2 (figure 2.6 f), en rapport d'isotropie (figure 2.6 g) sont, quant à elles, en adéquation suffisante avec leurs homologues expérimentales pour la suite de notre analyse (voir la justification de cette assertion au chapitre 5, notamment).

Nous avons également vérifié la concordance expérience/simulation en comparant toutes les variables étudiées ci-dessus (figures 2.4, 2.5 et 2.6) par tranches de multiplicité totale. Un exemple est donné sur la figure 2.7, avec les cartes en vitesses parallèle et perpendiculaire dans le centre de masse. De façon générale, l'accord obtenu est bon, avec les mêmes légères réserves qu'au paragraphe précédent.

Finalement, cette étude nous conforte dans l'idée que les mécanismes nucléaires sous-jacents aux événements  $Ni + Ni$  à 32 A·MeV simulés et expérimentaux présentent de nombreuses similitudes.

Notre but n'étant toutefois pas de valider le générateur Simon, mais plutôt d'en extraire des indications sur les démarches à suivre dans le traitement des données expérimentales (sélections à effectuer), nous n'avons pas cherché à améliorer davantage la convergence entre simulation et expérience.

---

<sup>2</sup>Pour les particules de  $Z = 2$ , la différence à l'arrière proviendrait notamment du traitement des données simulées par le filtre INDRA.

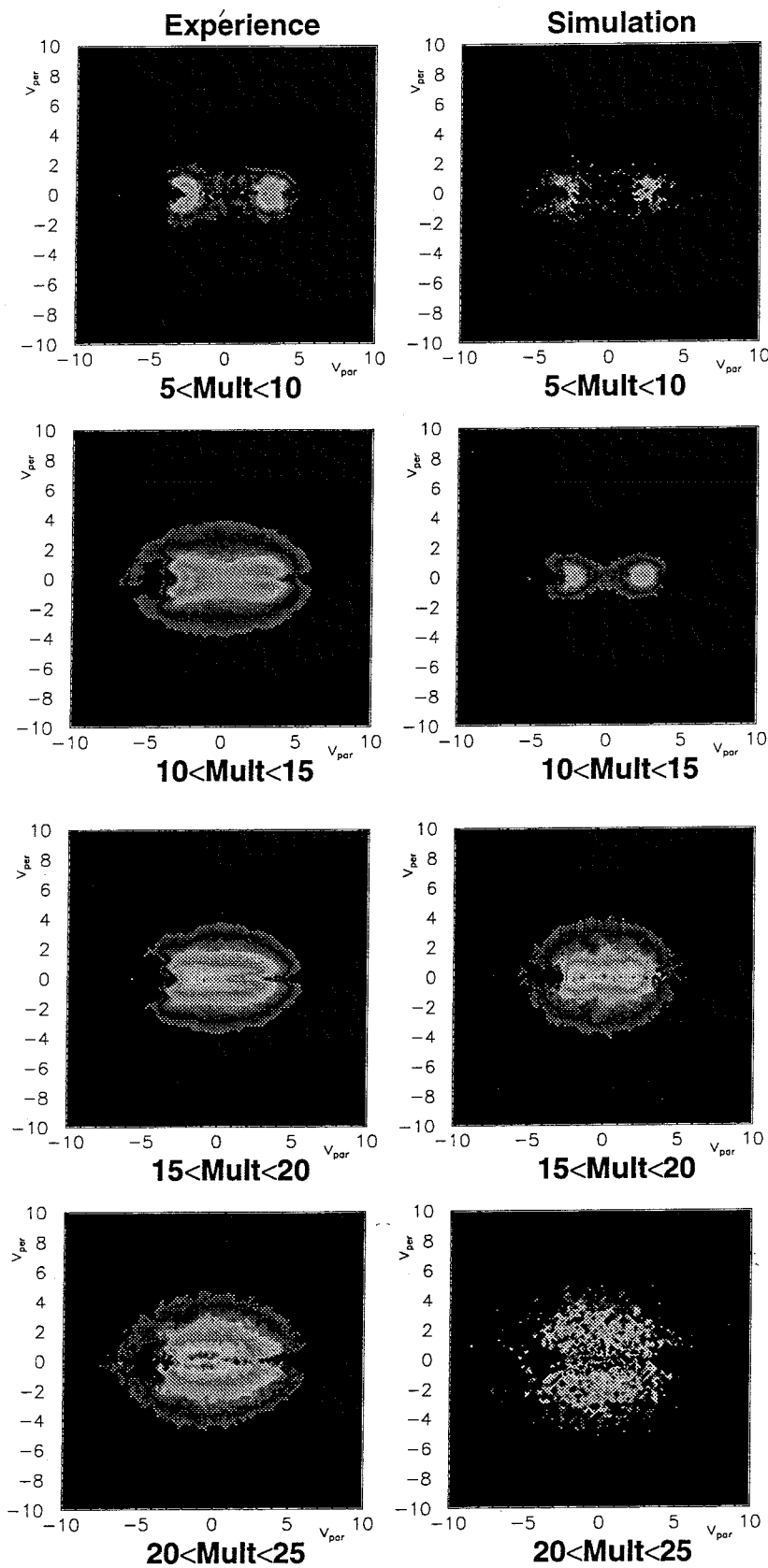


Figure 2.7: *Comparaison Simon-expérience.* Vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle, dans le centre de masse (en cm/ns). Colonne de droite : Simon; colonne de gauche : expérience. Les différentes lignes correspondent respectivement à  $5 < \text{Mult} < 10$ ,  $10 < \text{Mult} < 15$ ,  $15 < \text{Mult} < 20$ ,  $20 < \text{Mult} < 25$ ,  $\text{Mult}$  étant la multiplicité totale de l'événement.

## 2.4 Application des variables globales à Ni + Ni

L'un des intérêts principaux des événements générés par Simon réside dans la possibilité de distinguer les événements monosource des événements polysource (bisource, en l'occurrence). Ces deux catégories sont en effet étiquetées et connues dès leur sortie du simulateur. De manière à évaluer l'efficacité discriminante des plus significatives et des plus représentatives des variables globales énumérées ci-avant, nous avons donc construit leurs distributions monosource et bisource, à partir de l'échantillon Ni + Ni à 32 A·MeV simulé. Pour une même variable, les deux distributions distinctes monosource et bisource sont réunies sur un seul diagramme figures 2.8, 2.9 et 2.10.

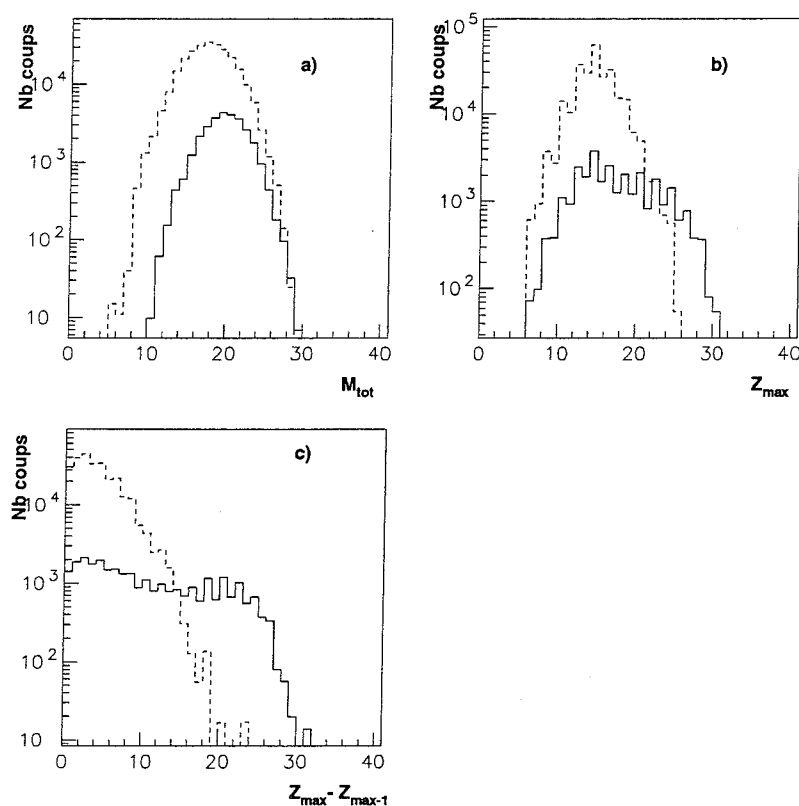


Figure 2.8: *Comparaison de quelques variables globales en termes de discrimination monosource/bisource.* Les distributions en trait plein représentent les événements monosource, en pointillés les bisources, pour l'échantillon généré par Simon, Ni + Ni à 32 A·MeV. **Variables statiques.** a : multiplicité totale; b :  $Z_{max}$ ; c :  $Z_{max} - Z_{max-1}$ .

A part la multiplicité totale (figure 2.8 a), les variables statiques présentées en 2.8 b et c,  $Z_{max}$  et  $Z_{max} - Z_{max-1}$ , semblent assez discriminantes, dans la mesure où les distributions monosource et bisource de ces variables sont sensiblement découplées (suffisamment pour pouvoir isoler des monosources pures).

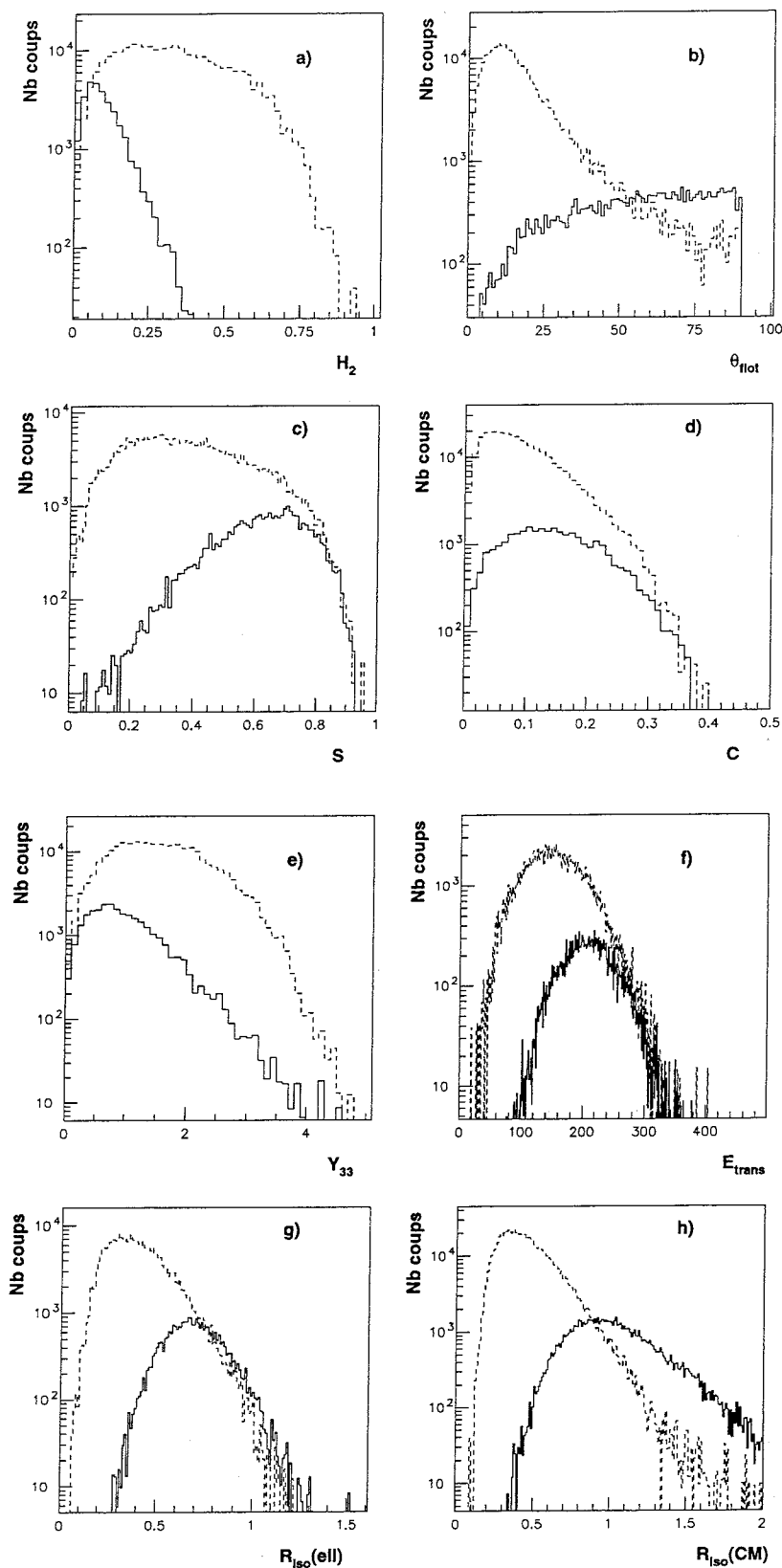


Figure 2.9: *Comparaison de variables cinématiques.* Les distributions en trait plein représentent les événements monosource, en pointillés les bisources. a :  $H_2$  ; b :  $\theta_{flot}$  ; c : sphéricité ; d : coplanarité ; e :  $Y_{33}$  ; f :  $E_{trans}$  ; g :  $R_{iso}$  avec impulsions calculés dans l'ellipsoïde ; h :  $R_{iso}$  dans le centre de masse.



Néanmoins, il paraît évident qu'une sélection des monosources basée uniquement sur des conditions du type  $Z_{max} \geq m$  ou  $Z_{max} - Z_{max-1} \geq S$  introduit des biais non négligeables dans la classe d'événements ainsi choisie. Par exemple, si aucune pollution binaire n'est autorisée dans le lot d'événements sélectionnés, ces coupures interdisent tout processus de type multifragmentation. Pareillement, elles excluent la fission symétrique lorsque cette dernière fait partie intégrante des processus de désexcitation. Finalement, de telles conditions conduisent à ne garder qu'une classe particulière d'événements monosource, alors que nous souhaiterions étudier la catégorie dans son ensemble.

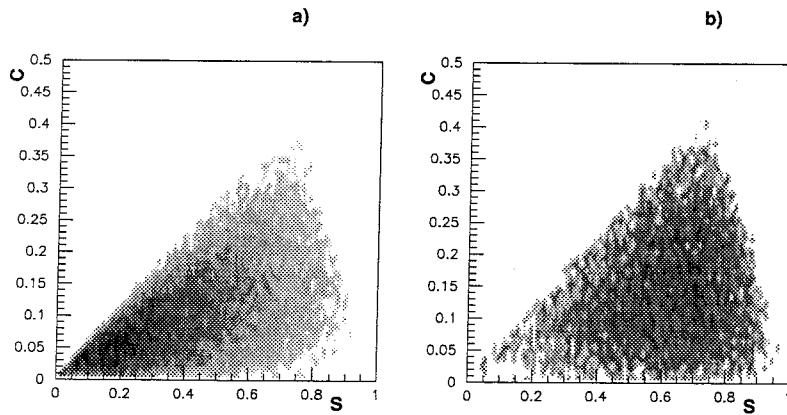


Figure 2.10: *Comparaison de variables cinématiques. a : plan sphéricité-coplanarité pour les événements bisource ; b : idem pour les événements monosource. La sphéricité est en abscisse, la coplanarité en ordonnée.*

Quant aux variables globales cinématiques (figures 2.9 et 2.10), elles sont dotées de qualités discriminantes très hétérogènes : tandis que  $H_2$  (figure 2.9 a),  $E_{trans}$  (2.9 f),  $Y_{33}$  (2.9 e),  $R_{iso}$  — dans l'ellipsoïde — (2.9 g), sphéricité (2.9 c) et coplanarité (2.8 d) ne permettent pas de sélectionner préférentiellement des monosources (les bisources pourraient quant à elles être extraites à leur aide),  $\theta_{flot}$  (figure 2.9 b),  $R_{iso}$  — dans le centre de masse — (figure 2.9 h), et le plan sphéricité-coplanarité (figures 2.10 a et b) sont de bons candidats.

Si nous nous en tenons aux variables "simples", i.e. non obligatoirement couplées à d'autres pour être efficaces, ce sont  $\theta_{flot}$  et  $R_{iso}$  calculé dans le centre de masse qui se distinguent.

Parmi ces deux dernières variables en lice,  $R_{iso}$  permet d'isoler des événements monosource qui ne soient pas trop pollués par les bisources : nous pouvons en effet exiger que l'échantillon ne contienne que 10% de ces dernières, sans que la pertinence de l'étude qui suit ne soit vraiment affectée. Le lot conservé est petit ( $\approx 3\%$  des événements complets), mais demeure crédible d'un point de vue statistique.

Par contre, l'utilisation de  $\theta_{flot}$  ne peut jamais fournir des événements aussi "propres" que  $R_{iso}$  : quelle que soit la coupure envisagée, au moins un tiers de l'échantillon reste constitué d'événements que nous voulons éliminer.

Finalement, c'est donc le rapport d'isotropie  $R_{iso}$ , calculé dans le centre de masse de la réaction, qui semble être la variable de forme la plus performante dans le cas Ni + Ni à 32 A·MeV (à l'instar de Gd+U à 36 A·MeV [Fra98]).

Il faut également souligner, pour  $R_{iso}$ , que son calcul dans le référentiel de l'événement (ellipsoïde), non seulement n'apporte aucune discrimination supplémentaire, mais brouille plutôt l'information accessible dans le centre de masse (distribution 2.9 *g* par rapport à 2.9 *h*).

## 2.5 Conclusion

Bien sûr, nous pourrions nous contenter d'utiliser dorénavant le rapport d'isotropie, exprimé dans le centre de masse, pour sélectionner les événements monosource. Néanmoins, les événements de quasi-fusion et les binaires de la figure 2.9 *h* ne sont pas aussi nettement séparés que nous l'espérons, d'où l'impression persistante (bien que peut-être erronée) de travailler sur des queues de distributions, tant le lot conservé dans le cas d'une sélection "propre" paraît restreint en taille et peu représentatif par rapport à la totalité des monosources, comme nous l'illustrerons au chapitre 4.

Il nous faut donc essayer de construire une autre variable, dont la décomposition en monosources et bisources soit encore plus convaincante que celle obtenue avec le rapport d'isotropie.

A cet égard, une remarque intéressante est induite par le comportement des variables sphéricité et coplanarité : seules, leur "pouvoir" discriminant est nul (voir 2.9 *c* et *d*). Cependant, comme elles sont bien décorréées, une condition de sélection portant sur les deux simultanément conduit à la séparation des événements monosource et bisource désirée (figures 2.10 *a* et *b*).

Intuitivement, il apparaît donc qu'une combinaison linéaire de plusieurs variables globales est plus discriminante que chacune des variables prises individuellement.

Suivant cette idée, nous nous sommes naturellement mis en quête d'une combinaison linéaire non triviale qui optimise la séparation entre événements monosource et événements bisource de Ni + Ni à 32 A·MeV.



## Chapitre 3

# Recherche d'une variable discriminante pour Ni + Ni à 32 A·MeV

### 3.1 Quantification de la discrimination liée à une observable

Pour parvenir à désigner précisément la variable la plus sélective, parmi les variables globales décrites ci-avant et celle que nous souhaitons construire, il devient nécessaire d'abandonner le mode qualitatif utilisé au chapitre précédent. Une quantification fiable de la discrimination apportée par une variable s'avère indispensable. Avant d'exposer la méthode d'Analyse Factorielle Discriminante employée pour rechercher la combinaison linéaire des variables globales qui sépare au mieux événements monosource et événements bisource simulés, nous nous efforçons donc, dans le paragraphe suivant, de donner une mesure objective de la sélectivité d'une observable.

#### 3.1.1 Recouvrement

Dans le chapitre 2, bien que la séparation entre événements monosource et événements bisource de Simon ait été estimée par des critères plutôt visuels, nous avons procédé de la manière la plus naturelle qui soit, à savoir par l'évaluation du recouvrement entre deux distributions. Formalisant davantage cette idée basique, nous obtenons une première mesure simple de la discrimination liée à une variable donnée.

##### a. Cadre théorique

Pour plus de lisibilité, nous nous plaçons maintenant dans le cadre général où nous considérons deux nuages de points, distincts et appartenant à un espace quelconque (l'exemple ci-dessous se rapporte à deux nuages dans un plan, schéma 3.1). Soit une variable  $V$ , calculable en chaque point des nuages et prenant une, et une seule, valeur par point ( $V$  est une variable globale). Projeter les nuages initiaux sur un axe associé à  $V$  (schéma 3.1 a) équivaut à ne décrire les deux catégories d'origine que par le caractère  $V$  de chaque individu.

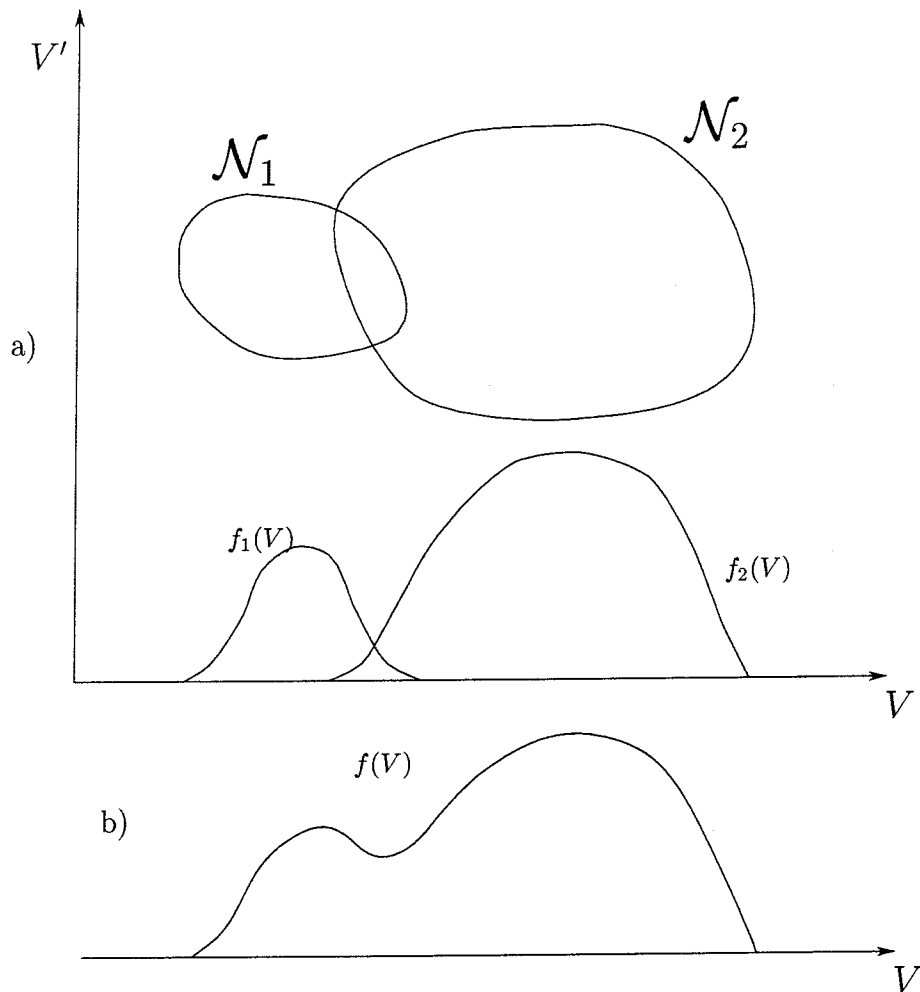


Schéma 3.1: *Cas de deux nuages  $\mathcal{N}_1$  et  $\mathcal{N}_2$  dans un plan. Leur projection sur un axe  $V$  sont respectivement  $f_1(V)$  et  $f_2(V)$  (a). La somme  $f_1(V) + f_2(V)$  est représentée en b.*

Estimer le potentiel de discrimination de  $V$  (que nous appellerons parfois de manière elliptique “discrimination de  $V$ ”) revient à évaluer la capacité de la variable à replacer chaque individu dans son nuage d’origine. Dans l’exemple ci-dessus, cela se ramène à retrouver à partir du schéma 3.1 b la décomposition en  $f_1(V)$  et  $f_2(V)$  de 3.1 a.

Pour accéder à la partition originelle à partir d’une quelconque de ses projections (figure 3.2 a), nous ne pouvons nous affranchir de la définition d’un seuil  $S$  associé à  $V$ , tel que  $S$  représente la frontière projetée (supposée) entre les ensembles de départ.

Les points sont ensuite systématiquement attribués à l’une ou l’autre catégorie suivant qu’ils sont d’un côté ou de l’autre du seuil.

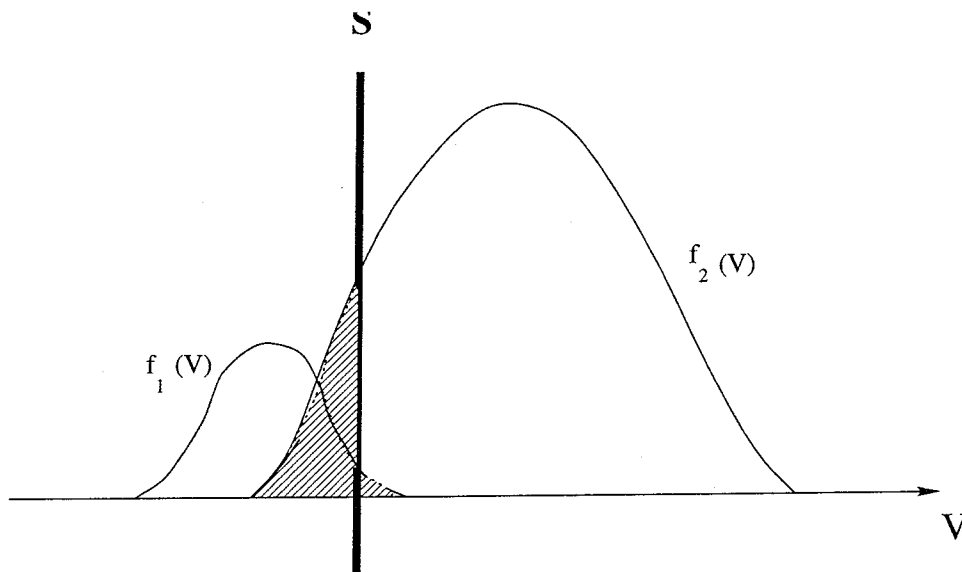


Figure 3.2: *Importance du seuil. En grisé : les événements mal classés.*

Le taux d'erreur  $T$ , recensant les points mal attribués, peut alors être défini comme le rapport du nombre d'individus mal classés et du nombre total d'individus :

$$T = \frac{\int_{-\infty}^S f_1(x) dx + \int_{-\infty}^S f_2(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} [f_1(x) + f_2(x)] dx}$$

Cette définition est valable quelle que soit la position de  $S$ .

$T$  vaut 0 (respectivement 1) lorsque  $f_1(V)$  et  $f_2(V)$  sont complètement séparées, avec chaque point rendu à son nuage d'origine (respectivement mal attribué). Quand  $f_1$  et  $f_2$  sont complètement superposées,  $T = 0.5$  (distributions normées).

De façon évidente, si  $S$  se situe à l'intersection des fonctions représentatives des distributions  $f_1$  et  $f_2$ , alors  $T$  atteint son minimum  $T_{min}$  tel que :

$$T_{min} = \frac{\text{recouvrement usuel}}{\text{intégrale de } (f_1 + f_2)}$$

$$\left(\frac{d}{dS}(T) = 0 \iff \frac{d}{dS} \left( \frac{\int_{-\infty}^S f_1(x) dx + \int_{-\infty}^S f_2(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} [f_1(x) + f_2(x)] dx} \right) = 0 \iff f_1(S) = f_2(S), \forall f_1, f_2 : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R} \right)$$

Le recouvrement tel qu'il est défini usuellement et, a fortiori,  $T_{min}$  constituent donc une première quantification simple de la discrimination liée à  $V$ . Nous noterons dorénavant  $T_{min} = R$ , et c'est à ce taux minimum d'individus mal classés que nous nous référerons

lorsque nous emploierons le terme de recouvrement. Ainsi, une variable globale  $V$  sélective sera caractérisée par un  $R$  proche de 0.

### b. Application aux variables globales physiques

Revenons maintenant à la physique nucléaire expérimentale. Les catégories que nous souhaitons séparer sont bien évidemment les événements monosource et bisource, et les axes de projection  $V$  sont figurés par les variables globales usuelles décrites au chapitre 2. Nous avons, cette fois encore, travaillé sur des événements physiques générés par Simon, filtrés et complets.

Si nous mesurons sur l'échelle de  $R$  l'efficacité de ces dernières, les résultats qualitatifs obtenus précédemment sont confirmés (figure 3.3). Ainsi, la multiplicité, la sphéricité, la coplanarité et le moment de Fox et Wolfram d'ordre 2 présentent un recouvrement élevé (discrimination médiocre). En revanche, le rapport d'isotropie et l'angle de flot se placent du côté des faibles recouvrements, donc fournissent une meilleure séparation entre monosources et bisources.

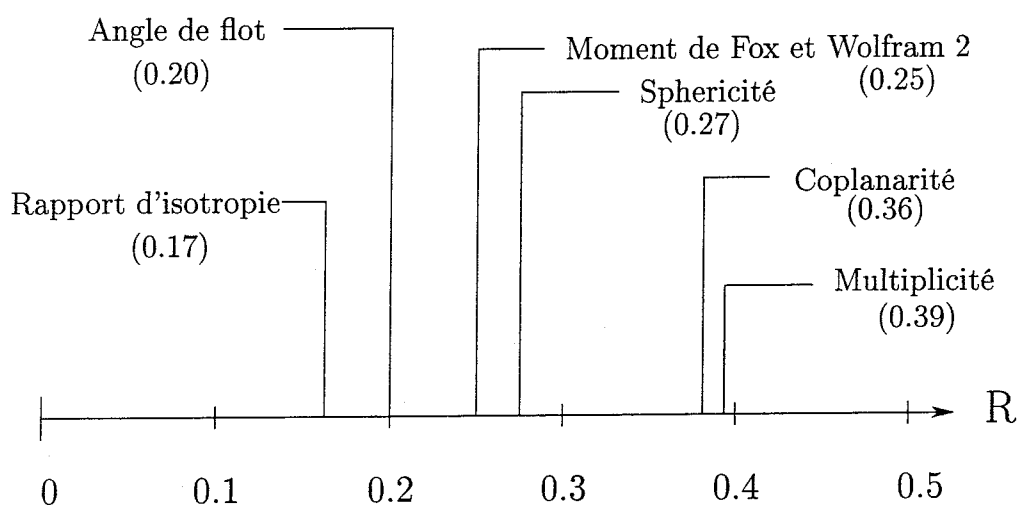


Schéma 3.3: *Valeur de  $R$  pour les variables globales physiques les plus utilisées.  $Ni + Ni$  à  $32 A \cdot MeV$ , résultats obtenus à partir de simulations Simon. Le rapport d'isotropie représenté est calculé dans le centre de masse.*

En résumé, pour  $Ni + Ni$  à  $32 A \cdot MeV$ , en accord avec les remarques qualitatives du chapitre précédent, le rapport d'isotropie  $R_{iso}$  (dans le centre de masse) est la variable globale la plus discriminante. Nous avons également pu constater que, grâce au calcul de  $R$ , les comparaisons entre variables se trouvent grandement facilitées.

### 3.1.2 Pouvoir discriminant

Une autre mesure de la discrimination d'une variable  $V$ , beaucoup plus générale que le simple calcul de  $R$ , peut être obtenue en évaluant pour  $V$  une quantité traditionnellement utilisée en statistique, que certains auteurs nomment "pouvoir discriminant" [Leb82]. Nous adopterons également cette appellation, et nous noterons  $\lambda$  la quantité ainsi désignée.

#### a. Définition

Dans un souci de clarté, nous nous limiterons ici au cas où deux catégories distinctes peuvent être représentées par deux nuages de points dans un plan (le calcul général est donné dans l'annexe C). Chaque individu (point) appartenant aux nuages  $\mathfrak{N}_1$  et  $\mathfrak{N}_2$  possède deux caractères spécifiques (coordonnées par rapport aux axes  $x$  et  $y$ ).

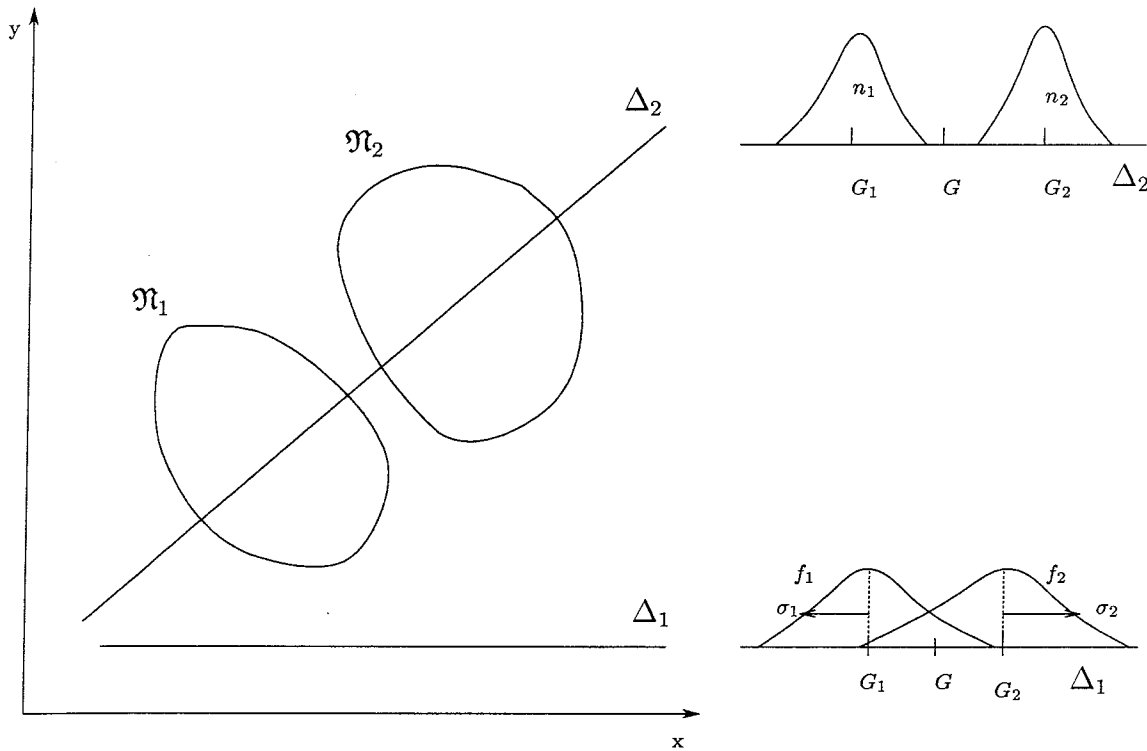


Figure 3.4: *Exemples de deux nuages dans un plan.* Les 2 nuages  $\mathfrak{N}_1$  et  $\mathfrak{N}_2$  se projettent différemment sur les droites  $\Delta_1$  et  $\Delta_2$ . Les quantités  $G, G_1, G_2, f_1, f_2, \sigma_1, \sigma_2, n_1$ , et  $n_2$  sont définies dans le texte.

Selon la droite  $\Delta_1$  ou  $\Delta_2$  du plan  $(x, y)$  sur laquelle  $\mathfrak{N}_1$  et  $\mathfrak{N}_2$  sont projetés, la séparation des catégories est plus ou moins bonne (schéma 3.4).



Définissons :

- $n_i$  le nombre d'individus de la catégorie  $i$  ,
- $\sigma_i$  son écart type ,
- $\overline{GG}_i$  la mesure algébrique de la position du barycentre  $G_i$  de la catégorie  $i$  par rapport au centre de gravité de l'ensemble.

Grâce à la figure ci-dessus, il est aisément compréhensible que la discrimination liée à  $\Delta_1$  ou  $\Delta_2$  dépend à la fois des largeurs  $\sigma_i$  et des positions relatives  $\overline{GG}_i$  ( $i \in \{1, 2\}$ ) des distributions obtenues. Plus celles-ci sont étroites et éloignées l'une de l'autre, meilleure est la séparation associée à l'axe de projection.

Si la variance interne [Sap90] (certains auteurs parlent de covariance interne [Leb82])  $V^{int}$  est donnée par  $V^{int} = n_1 \sigma_1^2 + n_2 \sigma_2^2$ , alors l'étroitesse des fonctions de densités  $f_1$  et  $f_2$  (schéma 3.4) se traduit par  $V^{int}$  petit.

De même, si la variance (covariance) externe  $V^{ext}$  vaut  $V^{ext} = n_1 \overline{GG}_1^2 + n_2 \overline{GG}_2^2$ , alors l'éloignement des deux distributions considérées augmente avec  $V^{ext}$ .

Par conséquent, pour que l'axe de projection soit discriminant, il lui faut simultanément minimiser  $V^{int}$  et maximiser  $V^{ext}$ . Or, la variance (covariance) totale s'écrit  $V^{tot} = V^{int} + V^{ext}$ , et le pouvoir discriminant a pour expression (cf. annexe C) :

$$\lambda = \frac{V^{ext}}{V^{tot}}$$

Il vient immédiatement que  $\lambda \in [0, 1]$  et qu'une **discrimination idéale (distributions bien séparées, très étroites) entraîne  $\lambda \rightarrow 1$ .**

## b. Application aux variables globales usuelles

Dans le cas où les deux nuages distincts sont les événements monosource et bisource Simon déjà commentés et utilisés ci-dessus, l'évaluation de  $\lambda$  pour chaque variable globale physique habituelle renforce les conclusions obtenues ci-dessus (§2.1.2). Sur la figure 3.5, nous avons représenté le pouvoir discriminant des variables à l'étude desquelles nous nous sommes attachés.

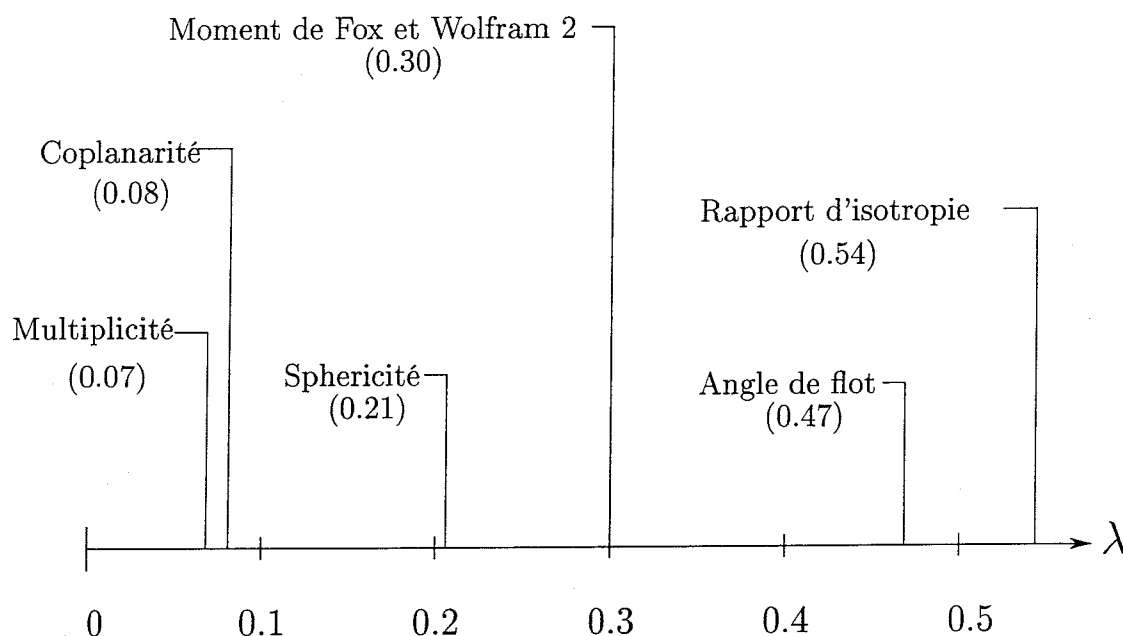


Schéma 3.5: *Echelle de  $\lambda$  pour quelques variables globales. Le rapport d'isotropie est toujours celui qui prend ses valeurs dans le centre de masse de l'événement.*

Nous retrouvons la hiérarchie esquissée à partir de la graduation en  $R$  de la sélectivité (schéma 3.3). A nouveau, le rapport d'isotropie  $R_{iso}$  se distingue par son efficacité discriminante pour le système Ni + Ni à 32 A·MeV.

La figure suivante 3.6 combine les informations fournies par  $R$  et  $\lambda$  pour chaque variable et constitue une visualisation agréable de la discrimination de chacune d'entre elles.

Une fois de plus, la supériorité discriminante du rapport d'isotropie est clairement mise en lumière. L'échec relatif des autres variables globales cinématiques s'explique essentiellement par le fait qu'elles accordent trop d'importance à la forme de l'événement. Or, nous l'avons déjà évoqué, cette dernière n'est pas très bien définie dans le cas des multiplicités peu élevées (totales ou de fragments, pour Ni + Ni à 32 A·MeV, la distinction n'est pas importante dans la mesure où les deux types de multiplicités sont petites). Pour ce qui est de la multiplicité elle-même, sa piètre qualité discriminante est surtout liée à sa nature de variable statique, ou variable de comptabilisation (cf. chapitre 2).

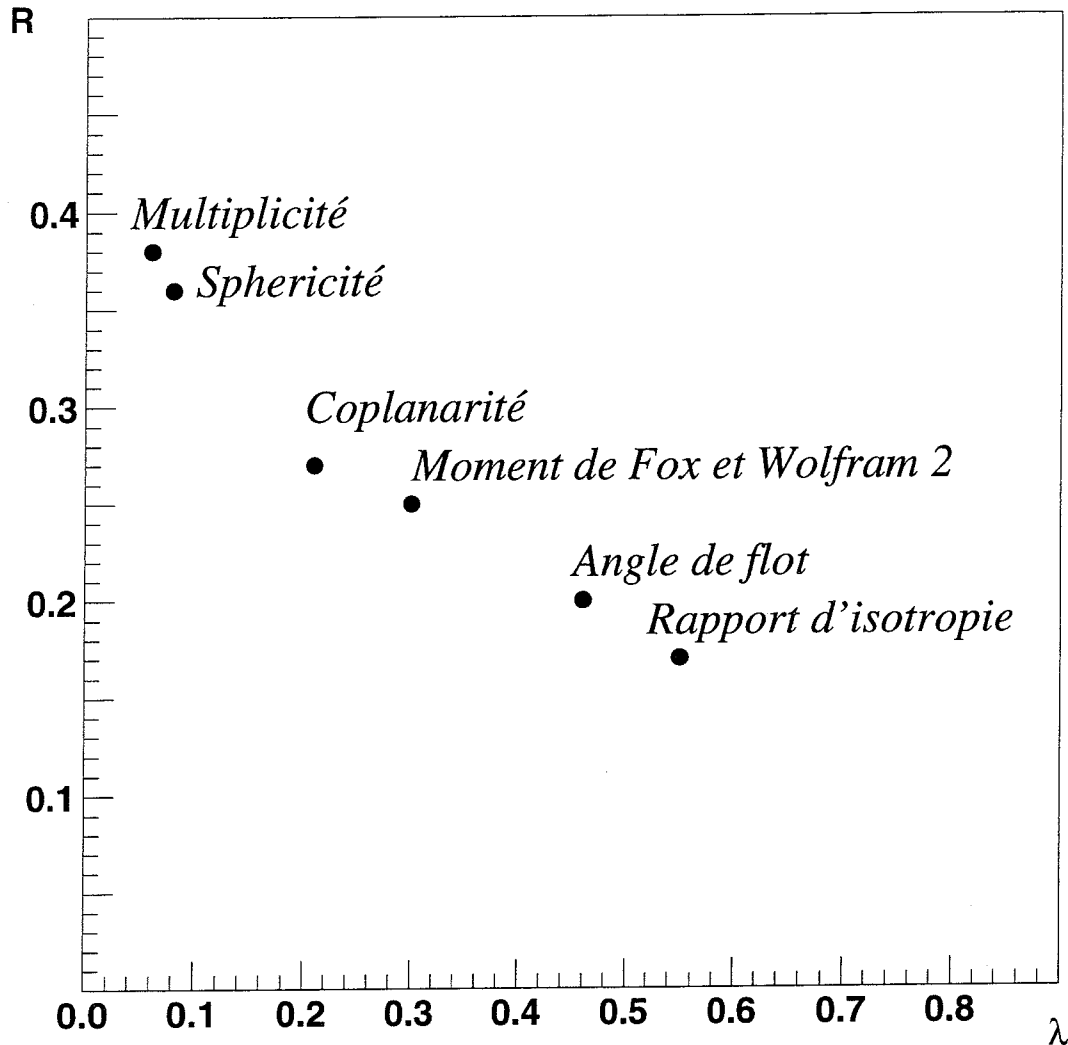


Figure 3.6: *Visualisation de quelques variables globales usuelles dans le plan  $(R, \lambda)$ .*

### 3.2 Recherche de la meilleure variable discriminante

Maintenant que nous possédons une mesure fiable de la discrimination apportée par une variable, nous pouvons rechercher la variable idéale, combinaison linéaire de toutes les autres, qui sépare le mieux événements monosource et bisource Simon, pour Ni + Ni à 32 A·MeV. Pour commencer, quelques généralités sur le procédé que nous avons employé pour obtenir cette variable idoine.

### 3.2.1 L'Analyse Factorielle Discriminante

#### a. Définitions

Le nom générique d'Analyse Discriminante (AD) désigne toute une famille de techniques destinées à décrire et à classer des individus caractérisés par un nombre important de variables [Leb82, Sap90, Des95]. Ces techniques étaient connues dès le début du 20<sup>e</sup> siècle ( $\approx 1910$ ), mais elles n'ont vraiment pris leur essor qu'à l'avènement de l'ère informatique, à partir des années 60 [Fis56, Fis58, Rom73, Ben80].

En effet, l'origine de ces méthodes remonte aux travaux de R.A. Fisher (biologiste généticien, dont les nombreuses publications s'étendent de 1912 à 1960 environ [Fis12], [Fis33], [Fis33b], [Fis35], [Fis49],... cf. exemple §3.2.1.c) et Mahalanobis [Mah32]. Parmi les nombreuses applications de l'AD, les plus connues sont les suivantes :

- **aide à la décision en médecine** : certains diagnostics ayant été réalisés, après une série d'examens médicaux, sur un groupe de malades dont on connaît l'évolution ultérieure, on cherche à prédire au mieux le type d'affection d'un nouveau malade qui aurait subi les mêmes examens [Sap90],
- **sociologie** : prévision du comportement de groupes sociaux en fonction de leurs revenus, leur lieu d'habitation, ... [Cib84],
- **météorologie** : prévision d'avalanches à partir de variables liées à l'atmosphère, à l'ensoleillement, à l'état de la neige,...
- **finance, assurances** : prévision du comportement des demandeurs de crédits, aide à l'établissement d'un contrat d'assurance,...
- **physique des particules** : identification des événements à quarks *top* [Mja87].

#### b. Présentation de l'AFD

Parmi toutes les techniques d'analyse discriminante possibles, nous avons choisi celle qui paraît la plus adaptée à notre démarche : l'Analyse Factorielle Discriminante [Leb82].

En effet, pour deux groupes distincts d'individus caractérisés par des variables globales (§3.1.1.a), l'AFD consiste à construire une nouvelle quantité plus discriminante que les variables globales initiales. Concrètement, l'AFD permet la recherche de la combinaison linéaire (CL) de caractères qui maximise le pouvoir discriminant  $\lambda$  tel qu'il est défini en 3.1.2.a.

Si nous nous restreignons une fois de plus à deux nuages de points dans un plan  $(x, y)$  (schéma 3.7), il s'agit de rechercher la droite, construite à partir des axes de base, sur laquelle les projections des deux nuages initiaux sont le mieux séparées.

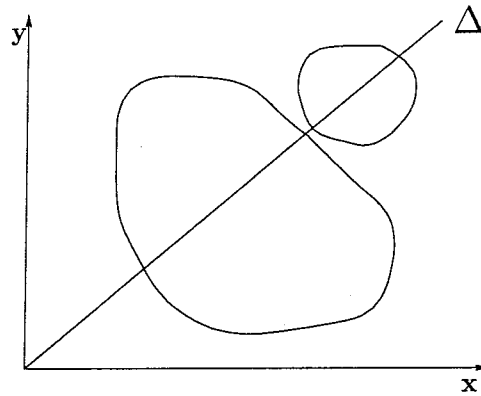


Schéma 3.7: *AFD sur deux nuages de points dans un plan. Si les axes  $x$  et  $y$  ne sont pas discriminants, leur combinaison linéaire  $\Delta$  l'est en revanche beaucoup plus.*

Dans le cas simplissime présenté ci-dessus, une AFD produit  $\Delta$  comme axe discriminant.

### c. Exemple historique

L'un des exemples donné par R.A. Fisher [Fis35] est sans doute plus explicite et davantage représentatif de la méthode. Pour classer trois variétés d'une même fleur (des iris!), Fisher dispose des quatre paramètres que sont la largeur  $P_w$  et la longueur  $P_l$  des pétales, la largeur  $S_w$  et la longueur  $S_l$  des sépales. Par AFD, il détermine les quatre coefficients  $\alpha_i, i \in \{1, \dots, 4\}$  de sorte que la combinaison linéaire  $D = \alpha_1 P_w + \alpha_2 P_l + \alpha_3 S_w + \alpha_4 S_l$  assure la meilleure séparation possible entre les trois espèces d'iris considérées.

La projection des trois groupes de fleurs sur l'axe  $D$  s'apparente alors au contenu du schéma 3.8.

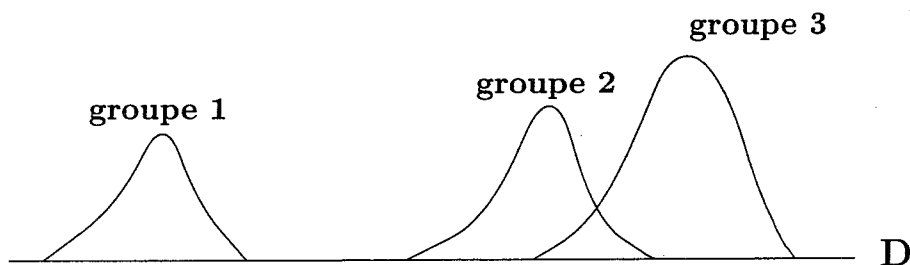


Schéma 3.8: *Discrimination de trois groupes d'iris.*

Notons que, quelle que soit la dimension  $p$  de l'espace initial (= nombre de variables initiales  $V_i$ . Dans l'exemple de Fisher,  $p=4$ ), l'AFD recherche la CL des  $V_i$  qui maximise le pouvoir discriminant, ce qui revient à une opération de projection sur un sous-espace à une dimension (cf. annexe C).

### 3.2.2 Application aux événements physiques simulés

Nous ne considérons à nouveau que deux catégories candidates à la séparation, mais dans un espace à  $p$  dimensions. Les deux groupes sont bien sûr les événements mono-source et bisource Ni + Ni à 32 A·MeV simulés, et l'espace de départ  $\mathbb{R}^p$  est généré<sup>1</sup> par 23 des variables globales usuelles ( $V_{glob}$ ). Nous avons choisi ces 23 variables arbitrairement parmi toutes celles qui avaient déjà utilisées dans la littérature (cf. chapitre 2 et références associées). Elles constituent un échantillon assez représentatif de toutes les observables disponibles. Des tests réalisés sur des lots de variables globales différents (en incluant d'autres, en excluant certaines,...) ne conduisent pas à des résultats différents de celui qui est présenté ci-dessous.

Chaque événement est donc décrit par 23 valeurs correspondant aux caractères suivants :

- **Multiplicité**
- $Z_{\max} - Z_{\max-1}$
- $R_{\text{iso}}$  dans le centre de masse et dans l'ellipsoïde
- $E_{\text{rat}}$  avec tous les produits ou seulement les particules émises à l'avant du centre de masse
- $Y_{33}$
- $H_2$
- $\theta_{\text{flot}}$
- **sphéricité**
- **coplanarité**

---

<sup>1</sup>Signalons que la dimension de  $\mathbb{R}^p$  n'est pas obligatoirement égale à 23, la famille génératrice  $\{V_{glob}(i), i \in \{1, \dots, 23\}\}$  n'ayant aucune raison d'être libre.

pour les variables décrites au chapitre 2.2.1, et aussi :

- vitesses totales parallèle et perpendiculaire dans le centre de masse
- aplanarité =  $\lambda_3$
- rapport d'aspect =  $2 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_3}$
- produit =  $27 \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3$ , avec  $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$  valeurs propres du tenseur des moments (cf. annexe A)
- $\theta_{\text{flot}}$ , sphéricité, coplanarité, aplanarité, rapport d'aspect, produit calculés avec le tenseur des “impulsions” (cf. annexe A)
- $\Lambda_{\text{evt}}$ , pouvoir discriminant évalué pour un événement, en supposant *a priori* l'existence de deux sources<sup>2</sup>. Nous avons alors  $\Lambda_{\text{evt}} = 0$  si l'événement est une seule source idéale, et  $\Lambda_{\text{evt}} = 1$  pour un binaire parfait.

L'AFD conduit ici à la combinaison linéaire des 23 vecteurs initiaux,  $D_{\text{glob}}$ , qui maximise le pouvoir discriminant<sup>3</sup>  $\lambda$ .

Il vient donc :

$$D_{\text{glob}} = \alpha_1 \text{Multiplicité} + \alpha_2 (\mathbf{Z}_{\text{max}} - \mathbf{Z}_{\text{max}-1}) + \alpha_3 \mathbf{R}_{\text{iso}} + \dots + \alpha_{23} \Lambda_{\text{evt}}$$

Les poids relatifs des  $V_{\text{glob}}(i)$ ,  $i \in \{1, \dots, 23\}$  dans la CL sont regroupés dans le tableau 3.1.

Ainsi que nous nous y attendions, les inerties (ou poids) les plus élevés sont attribuées aux variables que nous avons classées parmi les plus sélectives (chapitres 2 §2.4 et 3 §3.1). Le rapport d'isotropie est sans surprise désigné comme la variable la plus discriminante, entre toutes celles qui composent  $D_{\text{glob}}$ . Notons également que nous retrouvons dans le tableau 3.1 la hiérarchie que nous avons déjà établie pour quelques-unes des variables globales étudiées (voir ce chapitre, paragraphe 3.1).

<sup>2</sup>Dans ce cas, nous ne recherchons pas l'axe “discriminant”. Nous nous contentons de calculer les variances interne et externe associées aux projections, sur l'axe principal de l'événement (cf. annexe A), des produits détectés à l'avant et à l'arrière du centre de masse. Nous créons ainsi artificiellement deux nuages, pour lesquels nous évaluons le rapport des variances interne et totale.

<sup>3</sup>Le détail de la méthode se trouve à l'annexe C et des programmes Fortran d'Analyse Discriminante sont donnés dans [Leb82].

Nom de la variable	Inertie associée
$v_{\text{tot}}^{\perp}(CM)$	0.01
$E_{\text{rat}}(\text{avant})$	0.1
$v_{\text{tot}}^{\parallel}(CM)$	0.14
rapport d'aspect	0.24
rapport d'aspect <sub>p</sub>	0.25
Multiplicité	0.33
$Y_{33}$	0.37
coplanarité	0.37
aplanarité	0.40
coplanarité <sub>p</sub>	0.44
aplanarité <sub>p</sub>	0.49
produit	0.50
sphéricité	0.57
produit <sub>p</sub>	0.60
$Z_{\text{max}} - Z_{\text{max}-1}$	0.67
sphéricité <sub>p</sub>	0.67
$H_2$	0.68
$\Lambda_{\text{evt}}$	0.74
$R_{\text{iso}}(\text{ell})$	0.77
$E_{\text{rat}}(\text{tot})$	0.84
$\theta_{\text{flot}}$	0.86
$\theta_{\text{flot}_p}$	0.88
$R_{\text{iso}}(CM)$	0.91

Tableau 3.1: *Poids normés relatifs des différentes variables globales utilisées pour la construction de  $D_{\text{glob}}$ . Les variables sont rangées par ordre croissant d'importance.*



Nous avons représenté (figure 3.9) la nouvelle variable  $D_{glob}$  dans le plan  $R-\lambda$ , en même temps que les  $V_{glob}(i), i \in \{1, \dots, 23\}$ .

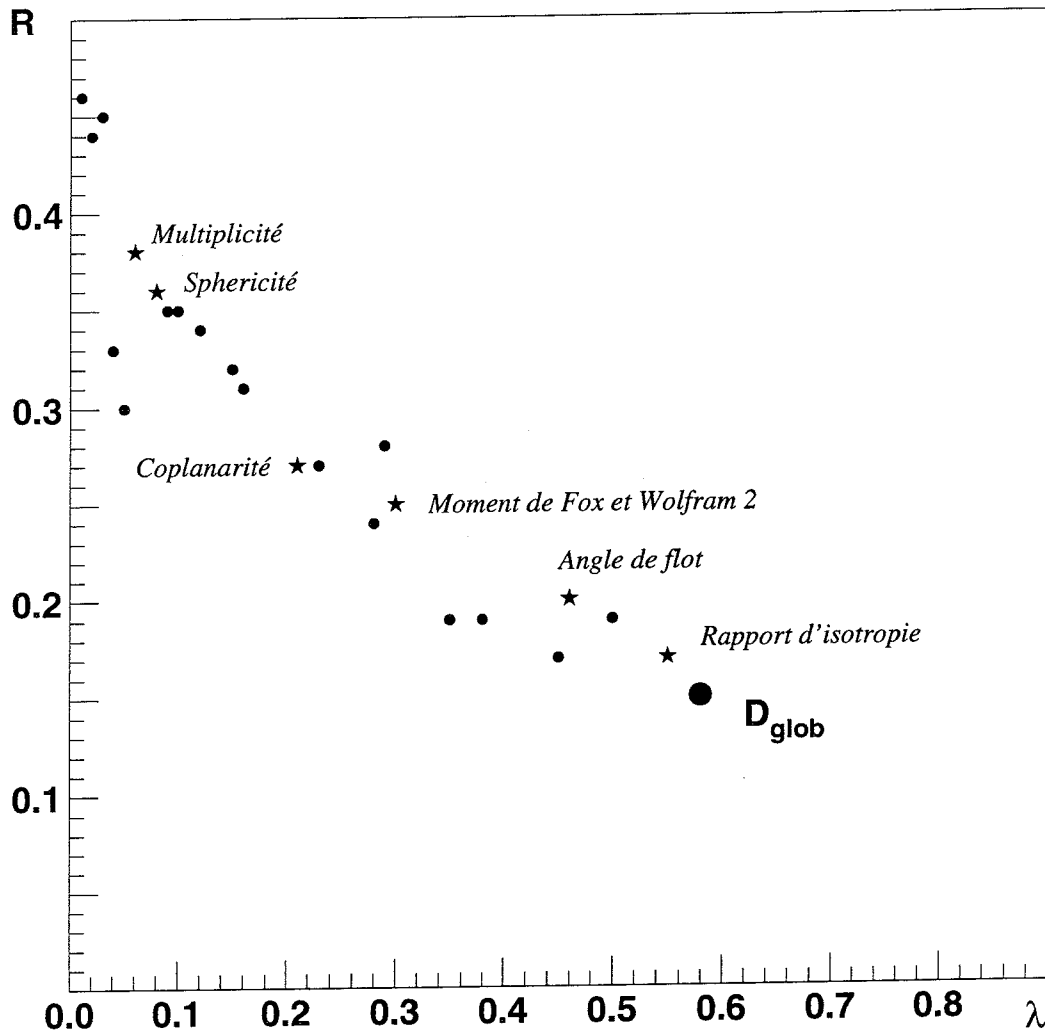


Figure 3.9: *Variable discriminante dans le plan  $R = f(\lambda)$ . Les variables initiales sont représentées également. Les étoiles sont les observables déjà étudiées (chapitre 3, §3.1), les petits points les autres variables globales citées dans le présent paragraphe, le grand point représente la combinaison linéaire la plus discriminante obtenue.*

Le recouvrement et le pouvoir discriminant de  $D_{glob}$  valent respectivement  $R=0.15$  et  $\lambda=0.58$ , ce qui n'améliore guère la discrimination monosource/bisource par rapport à  $R_{iso}$  ( $R=0.17$  et  $\lambda=0.54$ ).

De même, la projection des nuages monosource et bisource sur  $D_{glob}$  est tout à fait comparable à ce que nous obtenions pour  $R_{iso}$  (figure 3.10).

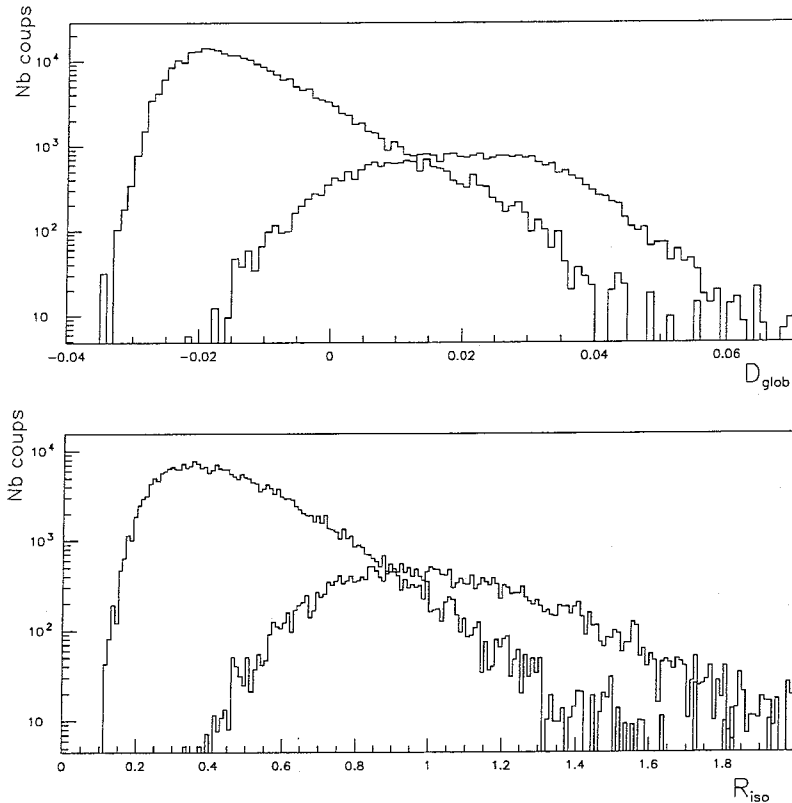


Figure 3.10: *Comparaison entre  $D_{glob}$  (en haut) et  $R_{iso}$  (en bas)  $Ni + Ni$  à  $32 A \cdot MeV$ , événements Simon.*

Cette amélioration toute relative de la discrimination s'explique de façon assez simple : la plupart des variables  $V_{glob}$  se rapportent à la forme de l'événement dans l'espace des vitesses (cf. §3.1.2.b) ; à cela s'ajoutent les lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion, ce qui nous amène à des vecteurs initiaux fortement corrélés. La dimension de l'espace  $\mathbb{R}^p$ , dans lequel les nuages monosource et bisource sont caractérisés, s'avère en fait très inférieure à 23.

### 3.2.3 Conclusion

Avons-nous mis en œuvre une méthode trop lourde et inutile, au vu du médiocre résultat obtenu ? Dans le cas d'un espace  $\mathbb{R}^p$  généré par  $\{V_{glob}(i), i \in \{1, \dots, 23\}\}$ , certainement. Mais une autre voie s'esquisse désormais : puisque les vecteurs  $V_{glob}$  ne sont pas indépendants et que cela semble nuire au succès du procédé (nous n'obtenons comme axe discriminant

que la meilleure des variables de base), c'est un autre espace de départ  $\mathbb{R}^p$  qui doit être envisagé.

Cet espace ne sera pas construit sur des quantités *a priori* discriminantes (il n'est cependant pas interdit qu'elles le soient!); l'idée est d'utiliser des variables conservant un maximum d'information statistique (événement par événement), de sorte à obtenir une description plus juste et plus complète de l'espace multidimensionnel physique généré par les observables résultant d'une collision d'ions lourds.

# Chapitre 4

## Moments multidimensionnels et AFD

Jusqu'à présent, le principal obstacle à une application efficace des méthodes d'Analyse Factorielle Discriminante résidait dans le manque d'information statistique portée par les observables initiales. Une autre démarche s'impose donc, qui consiste toujours à rechercher la combinaison linéaire la plus discriminante, mais à partir de variables très riches en information physique, et non *a priori* sélectives<sup>1</sup>.

### 4.1 Moments quadridimensionnels $M_{jklm}$

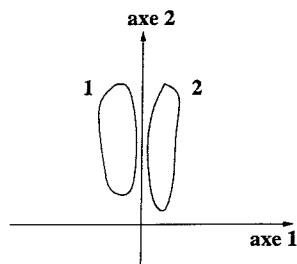
#### 4.1.1 Définition

Dans la plupart des expériences mettant en jeu des collisions d'ions lourds, l'information inhérente à tout produit détecté peut être représentée par un quadruplet, dont les coordonnées sont respectivement, pour chaque particule, la charge et les trois composantes spatiales du vecteur vitesse.

Pour extraire de tous les quadruplets décrivant un événement physique des variables globales facilement utilisables, il est commode d'introduire les moments multidimensionnels

---

<sup>1</sup>La discrimination liée à une variable quelconque n'est effectivement pas équivalente à son inertie ( $\simeq$  information statistique). Il suffit pour s'en convaincre de regarder le schéma ci-dessous :



*Exemple de non-équivalence entre discrimination et inertie.*

Pour discriminer les nuages 1 et 2, il vaut mieux utiliser l'axe 1... alors que l'axe 2 est celui qui porte l'inertie la plus importante.

généralisés, proposés et définis comme suit par P. Désesquelles [Des99] :

$$M_{jklm} = \sum_{i=1}^{Mult} E_A(i)^j E_x(i)^k E_y(i)^l E_z(i)^m$$

où :

- $i$  est l'indice de la  $i^{\text{ème}}$  particule de l'événement,
- $Mult$  la multiplicité de ce même événement,
- $\forall \nu \in \{x, y, z\}$ ,  $E_\nu(i) = \frac{1}{2} A(i) * |v_\nu(i)| * v_\nu(i)$ , avec  $v_\nu(i)$  la projection de la vitesse de la particule  $i$  sur l'axe  $\nu$  et  $A(i)$  sa masse,
- $E_A(i)$  l'énergie de masse de  $i$ ,
- $j, k, l, m \in \{0, \dots, Mult_{max}\}$ , avec  $Mult_{max}$  la multiplicité la plus élevée parmi tous les événements considérés : dans le cas Ni + Ni à 32 A·MeV,  $Mult_{max} = 30$ . Pour la justification de l'ensemble  $\{0, \dots, Mult_{max}\}$ , se reporter à l'annexe D.2.

### 4.1.2 Conservation de l'information expérimentale

Ainsi, les  $M_{jklm}$  sont construits directement à partir des quadruplets liés à chaque produit de réaction détecté. Nous utilisons les équivalents énergétiques des composantes de ces quadruplets individuels pour des raisons pratiques, entre autres<sup>1</sup>, d'homogénéité dans les calculs.

Comme il existe une relation d'égalité, pour un événement, entre l'ensemble de ses quadruplets  $(E_A(i), E_x(i), E_y(i), E_z(i))$  et l'ensemble de ses moments  $\{M_{jklm}, (j, k, l, m) \in \{0, \dots, Mult_{max}\}^4\}$ , nous pouvons reconstruire tous les quadruplets initiaux avec  $(Mult_{max} + 1)^4$  moments. Ceci garantit la conservation et la condensation, dans les variables globales  $M_{jklm}$ , de toute l'information liée aux produits d'une collision<sup>2</sup>.

La relation évoquée ci-dessus est démontrée en annexe (Annexe D, §D.2).

### 4.1.3 Réduction du nombre de moments

#### a. Position du problème

Nous voilà donc en présence d'un ensemble de variables globales,  $\{M_{jklm}, (j, k, l, m) \in \{0, \dots, Mult_{max}\}^4\}$ , dont l'intérêt fondamental est une très bonne reproduction des événements physiques. Mais, bien entendu, il est hors de question de manipuler concrètement une aussi grande quantité de variables. Dans la mesure où les capacités de calcul informatique à notre disposition sont limitées, il faudra réaliser une réduction drastique du nombre de moments  $M_{jklm}$ .

<sup>1</sup>Les autres raisons pour lesquelles nous utilisons les  $M_{jklm}$  définis à partir des composantes en énergie sont développées à l'annexe D.1.

<sup>2</sup>Avec les nuances apportées en D.1.

N'allons-nous donc pas devoir, à nouveau, faire face au problème exposé au chapitre 2, à savoir un déficit d'information statistique? Pas nécessairement. En effet, par analogie avec la définition des moments en probabilité, nous pouvons nous attendre à ce que les moments d'ordre faible portent davantage d'information (ou inertie) que les moments d'ordre élevé.

C'est ce que nous avons vérifié en utilisant une autre technique d'analyse discriminante, l'Analyse en Composantes Principales (ACP).

### b. ACP pour les 1296 1<sup>ers</sup> moments

Cette analyse (cf. annexe C) consiste, pour un espace vectoriel  $\mathbb{R}^p$  dans lequel se positionnent  $n$  individus, à trouver le sous-espace  $\mathbb{R}^q$ ,  $q < p$ , qui décrit le mieux la totalité de  $\mathbb{R}^p$ . Il s'agit donc de rechercher  $\mathbb{R}^q$  tel que la reconstitution des  $np$  coordonnées initiales soit possible à partir des  $nq$  coordonnées finales, et ce, sans trop de perte de précision.

Grâce à cette analyse discriminante particulière, il est également possible de connaître la part d'information totale (relative aux  $n$  points dans  $\mathbb{R}^p$ ) portée par chacun des sous-espaces  $\mathbb{R}^q$ . Et c'est ce qui nous intéresse dans le cadre de notre démarche : combien de moments  $M_{jklm}$  faut-il conserver pour reproduire au mieux  $\{M_{jklm}, (j, k, l, m) \in \mathbb{N}^4\}$ , et par conséquent, la totalité de l'information expérimentale?

Puisque nous ne pouvons pas réaliser d'ACP sur un espace de dimension trop élevée, nous fixons arbitrairement une valeur de  $p' = 6^4 = 1296$ <sup>1</sup>, compromis entre l'exigence d'une inertie maximale et les capacités de calcul de nos ordinateurs. Quitte à démontrer ensuite, *a posteriori*, que les 625 ( $= 5^4$ ) premiers moments sont suffisants pour notre propos.

Les résultats sont regroupés sur la figure 4.1 : une ACP de l'espace initial généré par 1296 moments ( $j, k, l, m \in \{0, \dots, 5\}$ ) donne le pourcentage de l'information statistique porté respectivement par les espaces construits sur 625 moments ( $j, k, l, m \in \{0, \dots, 4\}$ ), 256 moments ( $j, k, l, m \in \{0, \dots, 3\}$ ), 81 moments ( $j, k, l, m \in \{0, 1, 2\}$ ), 16 moments ( $j, k, l, m \in \{0, 1\}$ ), 1 moment ( $j = k = l = m = 0$ ).

<sup>1</sup> $p' \geq p$ , dimension de l'espace vectoriel de départ.

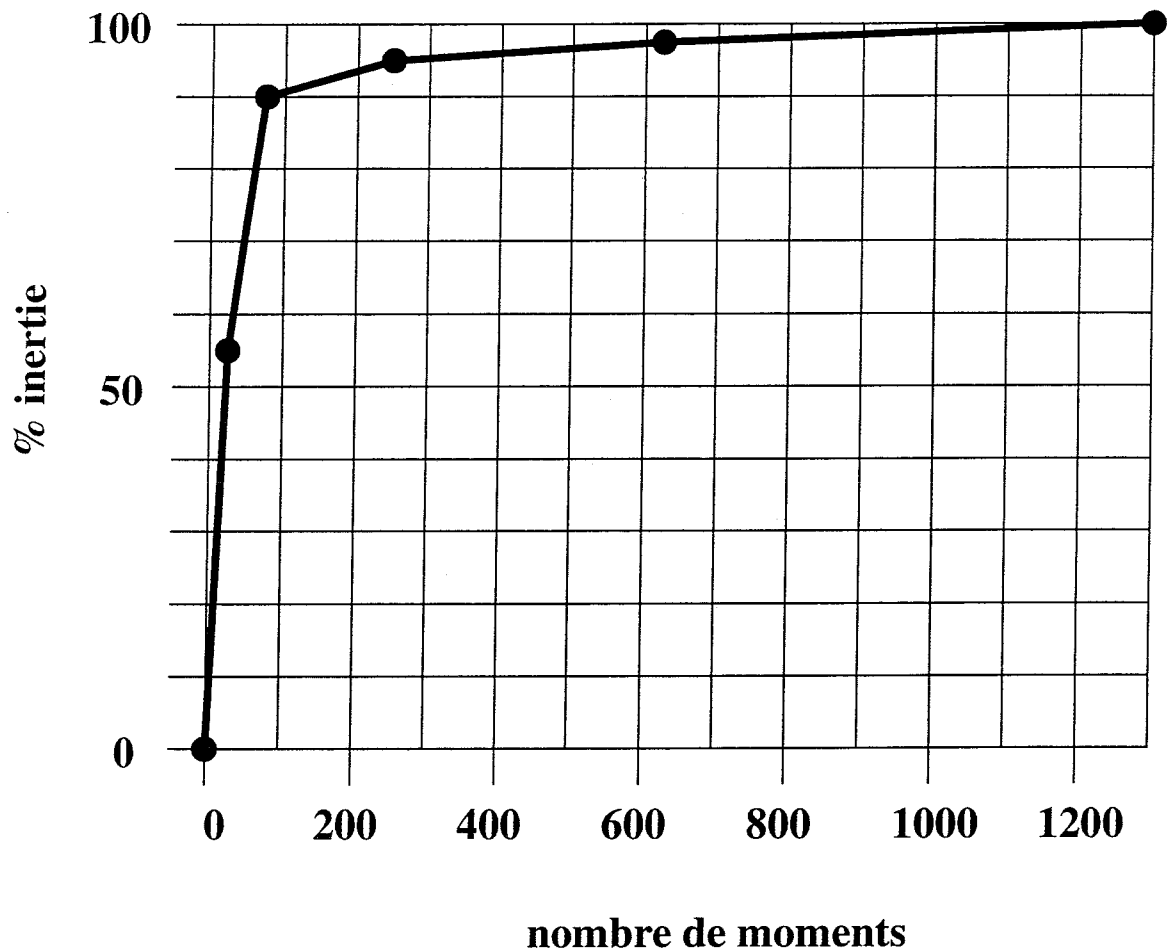


Figure 4.1: *Pourcentage de l'information physique en fonction du nombre de moments conservés, avec l'hypothèse que 100% de l'inertie est portée par 1296 moments. Figure réalisée avec des événements expérimentaux Ni + Ni à 32 A·MeV.*

Nous observons une saturation de l'information statistique avec l'augmentation du nombre de moments considérés, comportement qui confirme les arguments intuitifs formulés au paragraphe 4.1.3.a.

Dans un souci de compromis, nous allons désormais travailler sur 625 moments  $M_{jklm}$  plutôt que 1296. En effet, dans ce dernier cas, l'ordre supplémentaire en  $j$ ,  $k$ ,  $l$  et  $m$  n'apporte pas d'amélioration significative à la valeur de l'inertie totale, tandis qu'il allonge considérablement le temps de calcul.

## 4.2 Application aux événements Ni + Ni simulés

En conservant 625 moments  $M_{jklm}$ , l'information liée à un événement physique est suffisamment bien reproduite pour tenter, avec toutes les chances de succès, une application de l'AFD à ces nouvelles observables de base.

Pour que leurs valeurs soient comparables, ces dernières sont centrées et normées (cf. annexe C). Leur expression<sup>1</sup> se décompose en :

$$\begin{aligned} M_{0000} &= \text{multiplicité} \\ M_{1000} &= \overline{E_A} \quad (\text{idem pour les permutations circulaires d'indices } x, y, z) \end{aligned}$$

$$M_{2000} = \sqrt{\frac{\sum_i E_A(i)^2}{M_{0000}} - \overline{E_A}^2} = \sigma_A \quad ( \quad " \quad )$$

et, pour terme "général", si  $\{j, k, l, m\} \notin$  cas précédents :

$$M_{jklm} = \left\{ \frac{1}{M_{0000}} \sum_i \left( \frac{E_A(i) - \overline{E_A}}{\sigma_A} \right)^j \left( \frac{E_x(i) - \overline{E_x}}{\sigma_x} \right)^k \left( \frac{E_y(i) - \overline{E_y}}{\sigma_y} \right)^l \left( \frac{E_z(i) - \overline{E_z}}{\sigma_z} \right)^m \right\}^u$$

avec  $u = \frac{1}{j+k+l+m}$  et,  $\forall \nu$ ,  $\overline{E_\nu}$  représentant la valeur moyenne de  $E_\nu$ .

### 4.2.1 Résultats de l'AFD

Dans le cas d'événements simulés Ni + Ni à 32 A·MeV, nous avons recherché la combinaison linéaire des  $M_{jklm}$  qui maximise le pouvoir discriminant  $\lambda$ . Nous notons cette combinaison linéaire :

$$D_{625} = \sum_{j,k,l,m} \alpha_{jklm} M_{jklm}$$

Ainsi que le confirme la figure 4.2, où les différents  $M_{jklm}$  et la combinaison linéaire obtenue sont représentés dans le plan  $R = f(\lambda)$ , chaque moment pris individuellement ne fournit qu'une faible, voire très faible, discrimination. Nous nous attendions à cette caractéristique de l'ensemble  $\{M_{jklm}\}$ , qui a été choisi porteur d'information statistique, et pas forcément de discrimination.

<sup>1</sup>Nous gardons les mêmes notations  $M_{jklm}$  par abus.



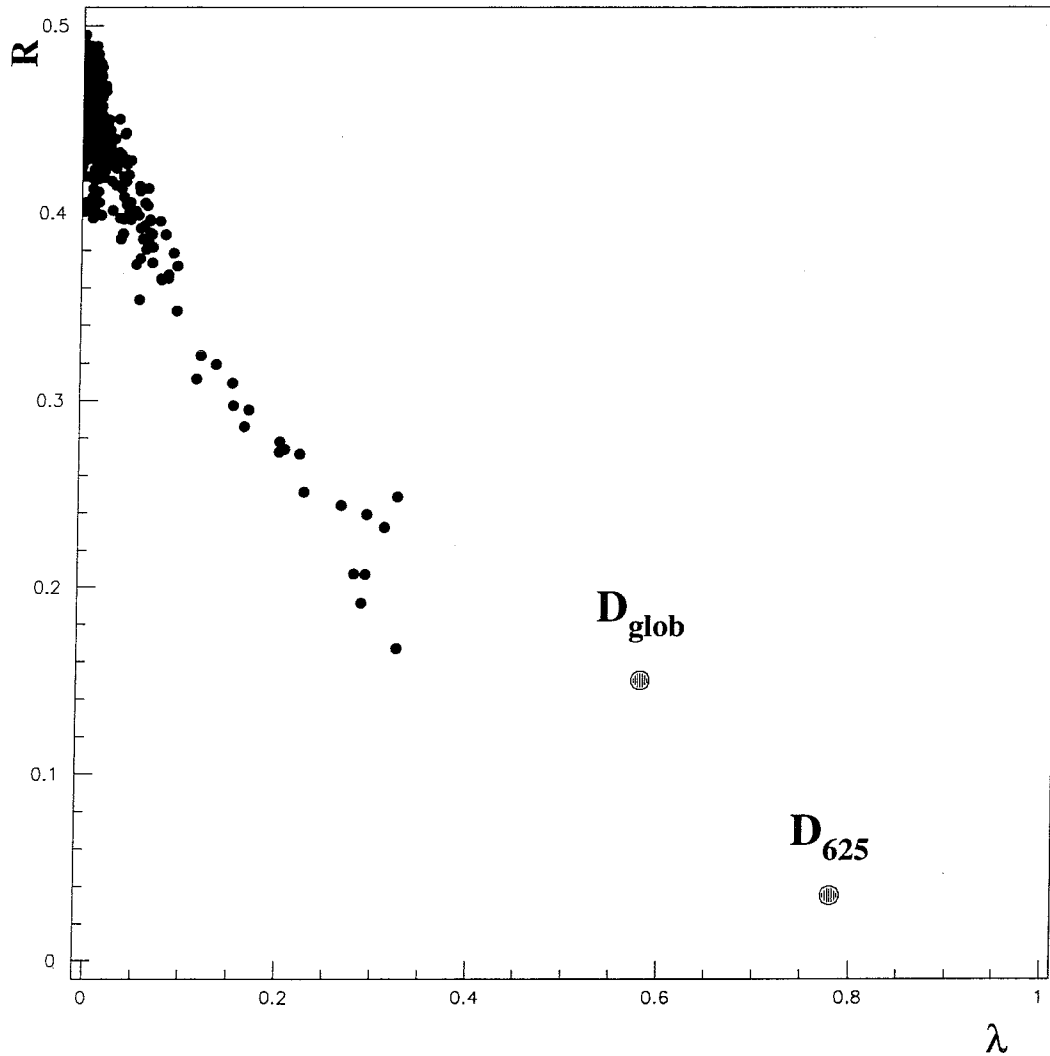


Figure 4.2:  $R = f(\lambda)$  pour les 625 premiers moments et  $D_{625}$ . Calculs réalisés pour  $Ni + Ni$  à 32 A·MeV simulé (Simon).

Signalons ici que les plus discriminants parmi les moments individuels sont ceux qui mesurent une sorte d'élongation pondérée suivant l'axe du faisceau. Ils s'écrivent en effet  $M_{j00m} = \sum_i E_A(i)^j E_z(i)^m$ . Néanmoins, leur pouvoir discriminant n'excède pas 0.32, alors que leur recouvrement n'atteint jamais de valeurs inférieures à 0.17 (à comparer avec les valeurs obtenues au chapitre 3 pour les variables globales usuelles).

De fait, la majorité des  $M_{jklm}$  obtient de très mauvais résultats en termes de sélectivité : leur recouvrement est souvent compris entre 0.4 et 0.5, et leur pouvoir discriminant entre 0. et 0.1.

En revanche, malgré la faible discrimination liée à chaque moment, la variable  $D_{625}$  calculée par AFD paraît exceptionnellement efficace. Son pouvoir discriminant se monte effectivement à  $\lambda_{D_{625}} = 0.78$ , tandis que son recouvrement se stabilise à  $R_{D_{625}} = 0.035$ . Par rapport aux valeurs obtenues dans le chapitre 3 pour la combinaison linéaire des variables globales usuelles ( $\lambda_{D_{glob}} = 0.58$  et  $R_{D_{glob}} = 0.15$ ), l'amélioration est très sensible.

L'excellente performance de  $D_{625}$  s'explique par le fait que nombre de moments  $M_{jklm}$  portent des informations statistiques décorréelées. En d'autres termes, le rang de l'ensemble des vecteurs libres inclus dans  $\{M_{jklm}\}$  (générateur de l'espace initial) est supérieur à celui des vecteurs libres parmi les variables globales usuelles.

Or plus la dimension de l'espace initial est grande, plus la probabilité d'obtenir une variable discriminante efficace est importante (schéma 4.3).

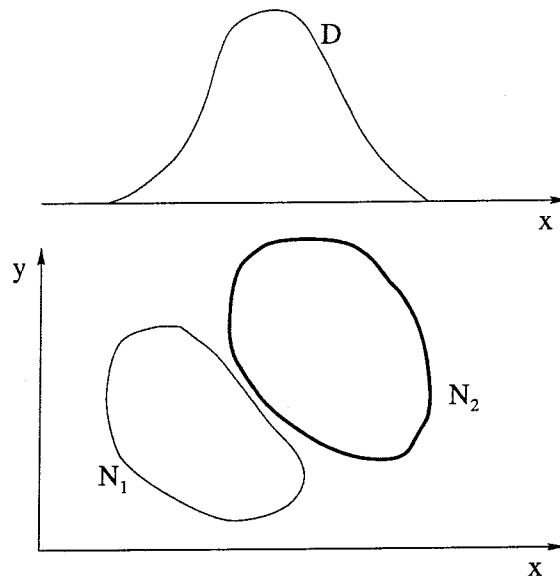


Schéma 4.3: *Petit argument visuel en faveur d'un espace à nombreuses dimensions.* Si seul l'axe  $x$  est connu, la distribution  $D$  ne permet pas de séparation. En ajoutant l'axe  $y$ ,  $N_1$  et  $N_2$  peuvent être distingués.

Dans le cas des collisions nucléaires, l'espace de représentation des événements comprend  $Mult \times 4$  dimensions, où 4 réfère aux composantes du quadruplet constitué pour chaque particule d'un événement, et  $Mult$  est la multiplicité de ce même événement. Cette formulation rend compte de toutes les corrélations possibles entre les composantes des quadruplets formés pour les différents produits d'une seule réaction. De ces 4  $Mult$  dimensions, nous avons bien sûr intérêt à connaître le plus grand nombre pour optimiser la séparation entre diverses classes d'événements.

De ce point de vue, l'amélioration apportée par  $D_{625}$  à la sélection des événements monosource/bisource simulés s'avère donc substantielle.

Nous pouvons également constater l'efficacité de cette nouvelle variable discriminante en projetant les événements Simon Ni + Ni à 32 A·MeV sur l'axe qui la représente (figure 4.4).

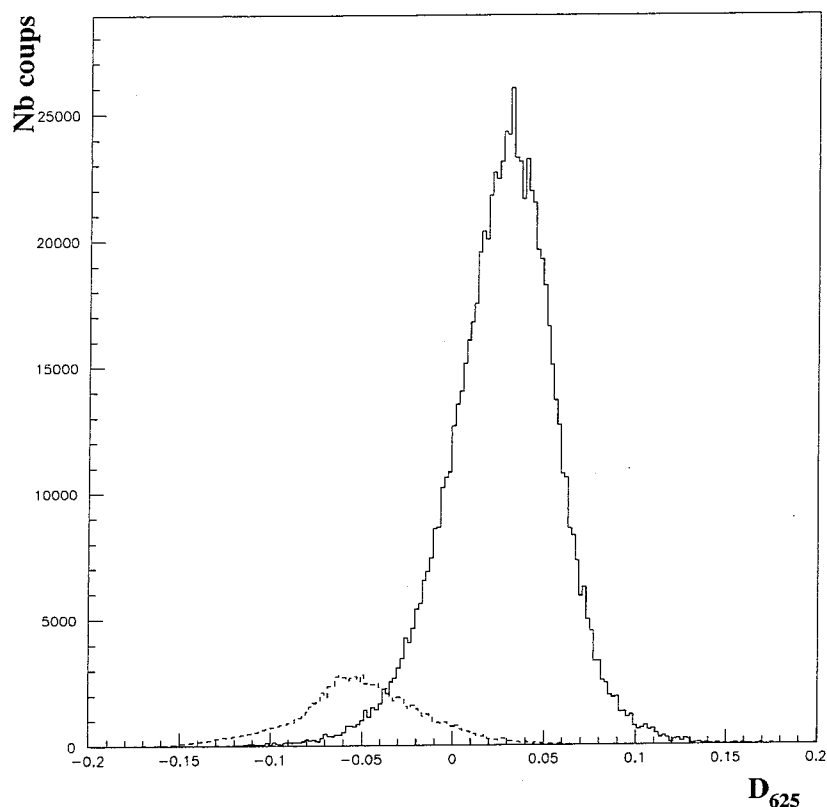


Figure 4.4: *Ni + Ni 32 A·MeV, événements générés par Simon. En trait plein : événements bisource ; en pointillés : événements monosource. Les intensités relatives des deux contributions sont celles données par le générateur Simon non modifié — voir annexes B et F —, que nous avons utilisé jusqu'ici.*

#### 4.2.2 Paramètre d'impact et chimère...

La discrimination entre monosources et bisources Simon permise par  $D_{625}$  représente un progrès notable par rapport aux méthodes basées sur des variables "simples"<sup>2</sup>. Toutefois, dans le cas de l'échantillon Ni + Ni simulé dont nous disposons, pour lequel nous connaissons le caractère monosource ou bisource de chaque événement, le moyen le plus efficace pour séparer événements de quasi-fusion et événements binaires est le paramètre d'impact  $\mathbf{b}$ . En effet, le générateur d'événements est conçu de sorte à produire des sources uniques en-deçà d'un  $\mathbf{b}_{\text{limite}}$ , et des sources multiples au-delà (voir annexe B). Dans le cas présent (Simon tel quel, cf. Annexe F pour modifications),  $\mathbf{b}_{\text{limite}}$  vaut 1.4 fm.

<sup>2</sup>Dans l'acception déjà donnée au chapitre 2 §2.4.

Il est par suite intéressant, d'une part, de vérifier de degré de corrélation entre  $b$  simulé et  $D_{625}$  (§4.2.2.a) et, d'autre part, de construire avec les  $M_{jklm}$  un paramètre d'impact dit "chimère" (§4.2.2.b). Ce dernier a, entre autres, l'avantage de se calculer de la même manière pour les événements simulés et expérimentaux, ce qui peut nous aider à déterminer les domaines de paramètres d'impact réels mis en jeu, et, pourquoi pas, les sections efficaces associées (chapitre 5 §5.1).

#### a. Corrélation entre $D_{625}$ et $b$

Pour chaque événement simulé, nous avons représenté ci-dessous (figure 4.5) le plan  $b = f(D_{625})$ .

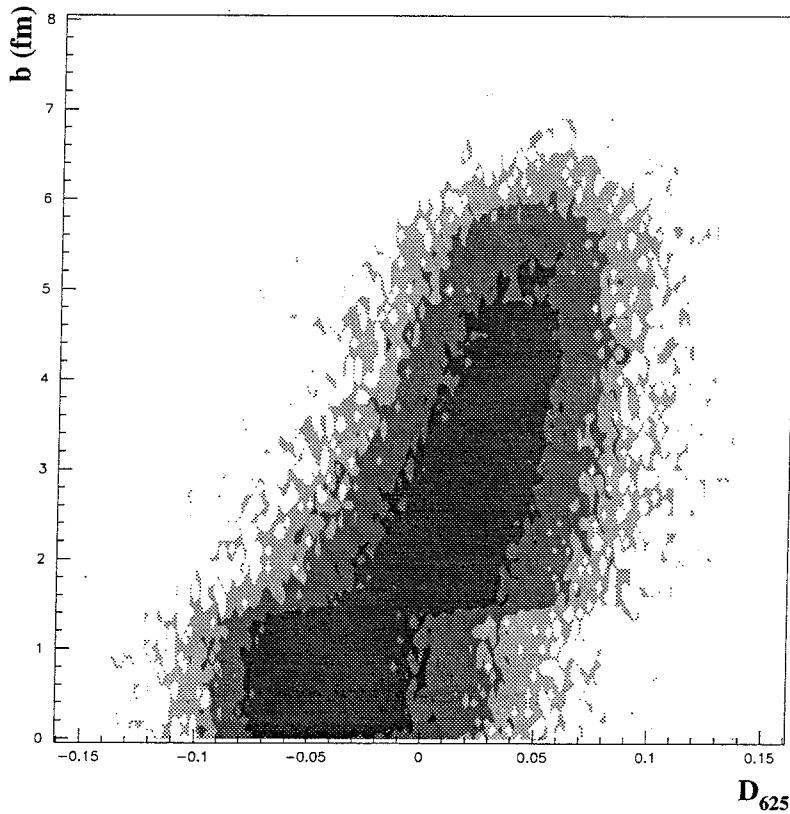


Figure 4.5: *Paramètre d'impact en fonction de  $D_{625}$  : événements Simon pour  $Ni + Ni$  à 32 A·MeV.*

Les deux îlots correspondant respectivement aux monosources et bisources se détachent très nettement, occupant les lieux géométriques attendus. La coupure autour de 1.4 fm ( $b_{\text{limite}}$  dans Simon pour le lot d'événements considérés) est clairement visible.

## b. Variable chimère de $\mathbf{b}$

Une ACP particulière permet de rechercher, pour un nuage  $\mathcal{N}$  de points donnés dans  $\mathbb{R}^p$ , le sous-espace  $\mathcal{S}$  à une dimension qui ajuste ce nuage (cf. annexe C). Si, indépendamment, le nuage  $\mathcal{N}$  est décrit dans  $\mathbb{R}^q$ ,  $q < p$ , il est possible de calculer une combinaison linéaire  $\mathcal{S}'$  des coordonnées de  $\mathcal{N}$  dans  $\mathbb{R}^q$ , telle que  $\mathcal{S}'$  se rapproche au maximum de  $\mathcal{S}$  (cf. annexe C.2.b).

Une technique analogue peut être utilisée pour estimer la valeur d'une variable non mesurable à partir d'observables quantifiables. L'estimation ainsi obtenue est parfois appelée **variable chimère** de la variable cachée.

En ce qui nous concerne, nous recherchons, pour chaque événement, la combinaison linéaire des  $M_{jklm}$  qui reproduit au mieux le paramètre d'impact donné par Simon. Cette variable, que nous noterons  ${}^c\mathbf{b}$ , est calculée<sup>3</sup> avec les 81 premiers moments  $M_{jklm}$ , soit  $j, k, l, m \in \{0, 1, 2\}$ .

$${}^c\mathbf{b} = \sum_{j,k,l,m} \alpha_{jklm} M_{jklm}$$

avec la condition que le coefficient de corrélation linéaire (cf. annexe C) entre  $\mathbf{b}$  et  ${}^c\mathbf{b}$  soit le plus proche possible de 1.

Le résultat est présenté à la figure 4.6, sous la forme  ${}^c\mathbf{b} = f(\mathbf{b})$  (chimère de  $\mathbf{b}$  en fonction du paramètre d'impact) pour les événements Simon Ni + Ni à 32 A·MeV. Le coefficient  $\rho$  obtenu vaut 0.9, ce qui atteste d'une forte corrélation entre  ${}^c\mathbf{b}$  et  $\mathbf{b}$ , ainsi que le prouve la représentation 4.6. De même, la figure 4.7, montrant  ${}^c\mathbf{b} = f(D_{625})$  (chimère du paramètre d'impact en fonction de  $D_{625}$ ), vient confirmer les deux conclusions précédentes (figures 4.5 et 4.6).

<sup>3</sup>Pour des raisons matérielles (capacité mémoire, temps de calcul) dictées par l'informatique.

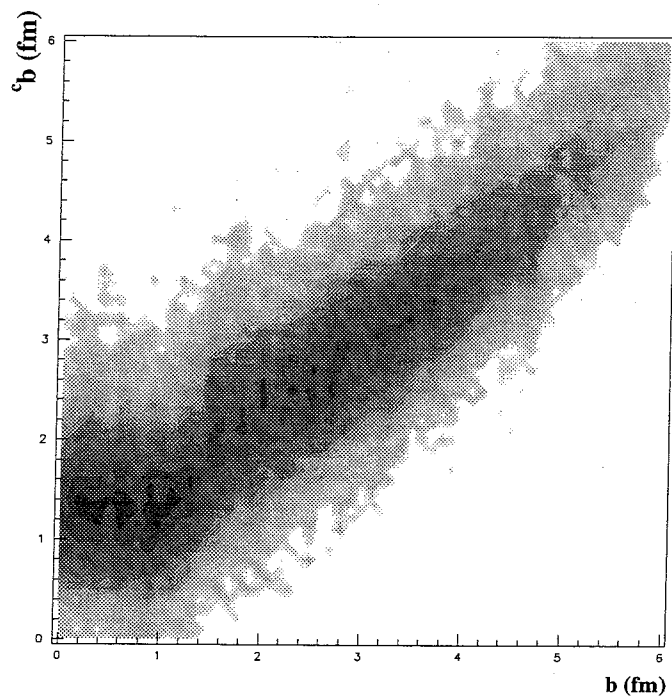


Figure 4.6: *Variable chimère du paramètre d'impact en fonction de  $b$ . Ni + Ni à 32 A·MeV, événements simulés.*

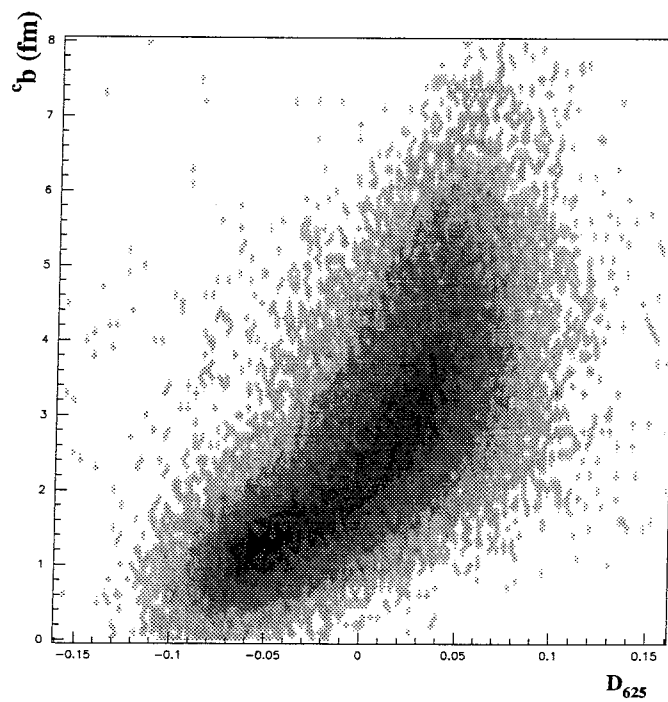


Figure 4.7: *Variable chimère de  $b$  en fonction de  $D_{625}$  :  $c_b = f(D_{625})$ . Événements Ni + Ni à 32 A·MeV, simulés.*

Les trois représentations précitées sont donc parfaitement cohérentes : une application de  $D_{625}$  et de  ${}^c b$  aux événements expérimentaux devient tout à fait envisageable. Cependant, il reste certains points importants à vérifier.

## 4.3 Fiabilité de la sélection d'événements monosource par $D_{625}$

### 4.3.1 Représentativité des événements conservés

Tout d'abord, il faut s'assurer qu'une sélection des événements monosource grâce à  $D_{625}$  n'introduit pas de biais dans l'échantillon choisi. En clair, que les événements sélectionnés et le lot total des monosources possèdent bien des caractéristiques similaires.

Pour ce faire, nous avons eu recours une fois de plus aux événements simulés, dont nous savons s'ils sont de quasi-fusion ou binaires. Nous avons comparé, pour différentes observables, une partie des événements monosource (hachures sur les figures 4.8 et 4.9 ci-après), à la distribution totale de monosources (sur ces mêmes figures, courbes en pointillés en haut et trait plein en bas).

Les événements choisis sont ceux qui correspondent à une pollution autorisée de 10% par les binaires, lorsque nous considérons la totalité des événements simulés (visualisation de la "pureté" de l'échantillon choisi, figures 4.8 et 4.9, en haut — l'aire hachurée est composée à 90% d'événements monosource et à 10% d'événements bisource). Pour la coupure en  $D_{625}$ , cela revient à poser une limite supérieure à  $-0.06$ ; les événements sélectionnés grâce au rapport d'isotropie (calculé dans le centre de masse), ne doivent pas, quant à eux, présenter des valeurs de  $R_{iso}$  inférieures à 1.25.

Les variables comparées (figures 4.10 et 4.11) comprennent à la fois des grandeurs statiques et cinématiques, telles la multiplicité totale (4.10 *a*), la distribution de charges (4.10 *b*), la charge du plus gros fragment (4.10 *c*), le cosinus de l'angle de flot (4.11 *d*), l'énergie moyenne des fragments (dans le centre de masse) en fonction de leur charge (4.10 *d*)...

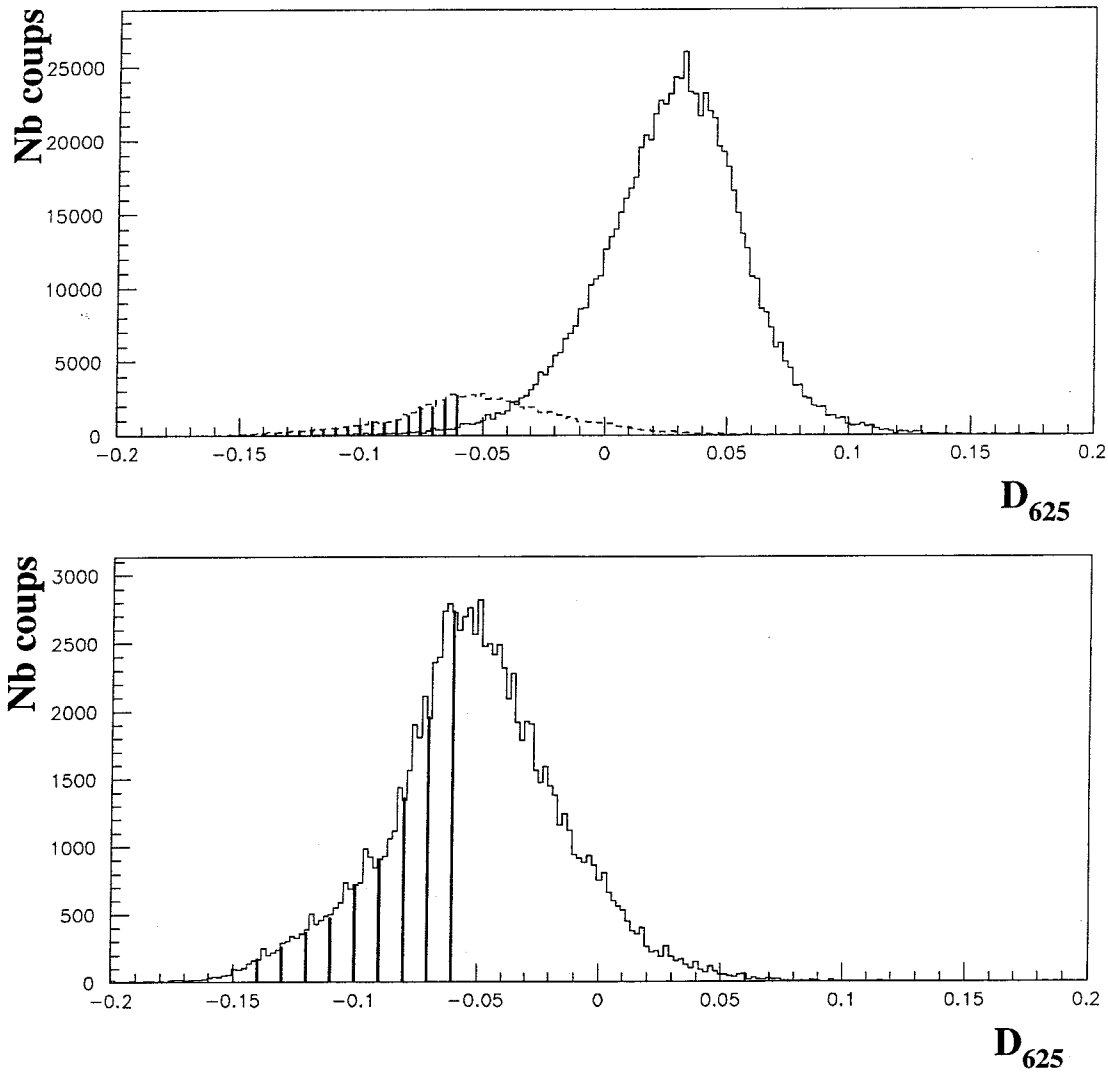


Figure 4.8: *Cas de la sélection en  $D_{625}$ . Figure du haut : bisources en trait plein, monosources en trait pointillé, lot conservé (10% de pollution binaire autorisés) : zone hachurée. Figure du bas : monosources seules (trait plein = pointillés du haut) et échantillon conservé (aire hachurée). Pour les événements Ni + Ni à 32 A·MeV simulés, nous comparons les surfaces hachurée et totale du spectre du bas.*



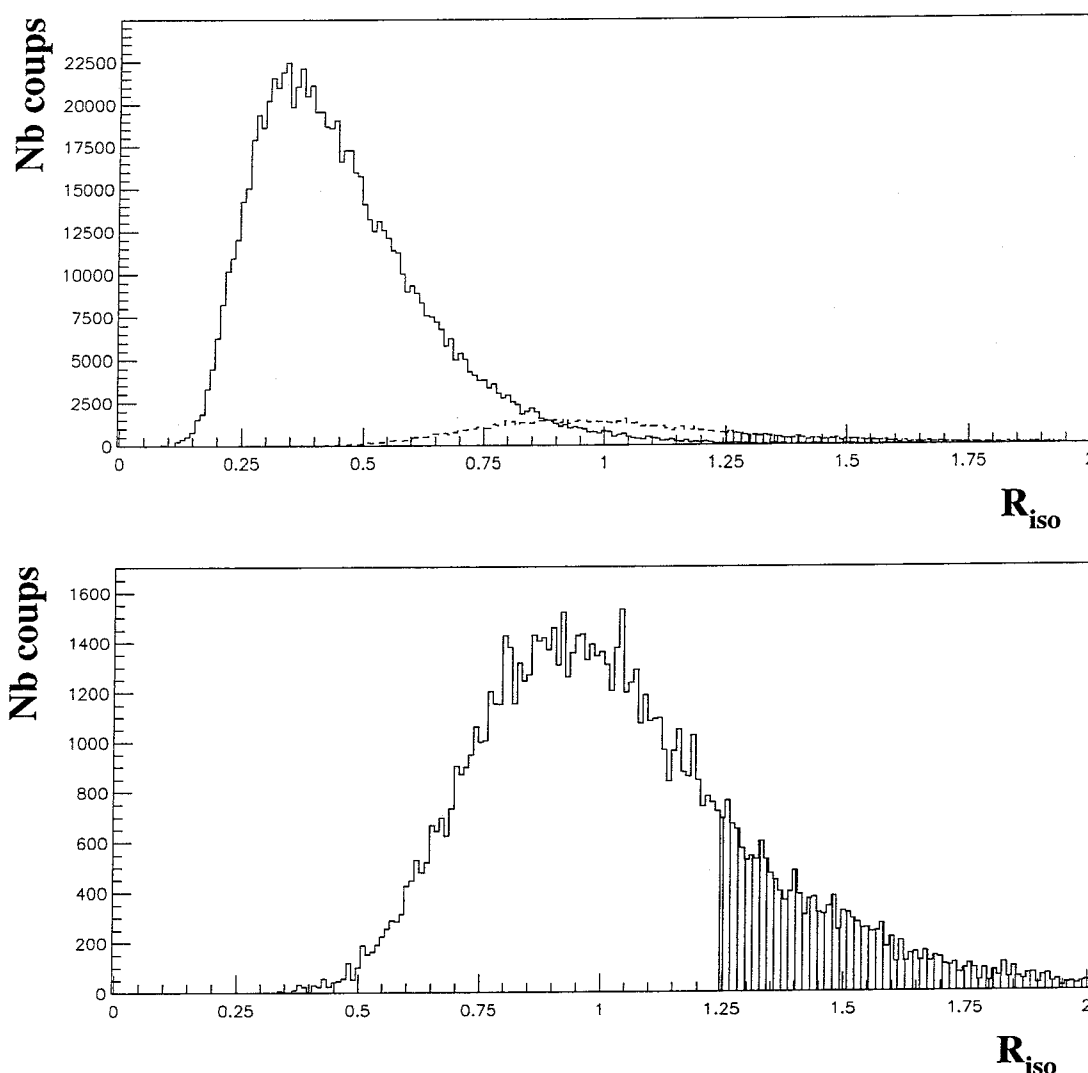


Figure 4.9: *Cas de la sélection en  $R_{iso}$ . Figure du haut : bisources en trait plein, monosources en trait pointillé, lot conservé (10% de pollution binaire autorisés) : zone hachurée. Figure du bas : monosources seules (trait plein) et échantillon conservé (aire hachurée). Pour les événements  $Ni + Ni$  à 32 A·MeV simulés, nous comparons les surfaces hachurée et totale du spectre du bas.*

Sur la figure 4.10, les multiplicité totale et distributions en  $Z$  et plus gros  $Z$  sont bien conservées (gammas, valeurs moyennes) par les deux sélections  $R_{iso}$  et  $D_{625}$ , quoique le nombre d'événements du lot isolé par  $D_{625}$  soit plus élevé que lorsque la coupure est réalisée avec  $R_{iso}$ . En effet, comme  $D_{625}$  permet une meilleure séparation des distributions monosource et bisource simulées, le nombre d'événements gardés, si nous autorisons pour les monosources une pollution de 10% par les bisources, est supérieur dans le cas de la sélection par  $D_{625}$  <sup>4</sup>.

<sup>4</sup> $D_{625}$  coupe davantage de  $Z$  intermédiaires que  $R_{iso}$ , tout en conservant les charges les plus élevées. Cet effet peut s'expliquer par les motifs invoqués dans la note de la page suivante.

Pour ce qui est de l'énergie moyenne (dans le centre de masse) des fragments en fonction de leur charge, une divergence un peu plus marquée apparaît : l'échantillon sélectionné en  $D_{625}$  (étoiles sur la figure 4.10 d) semble beaucoup mieux reproduire le comportement de la totalité des monosources (points noirs) que ne le fait le lot isolé grâce à  $R_{iso}$  (points blancs).

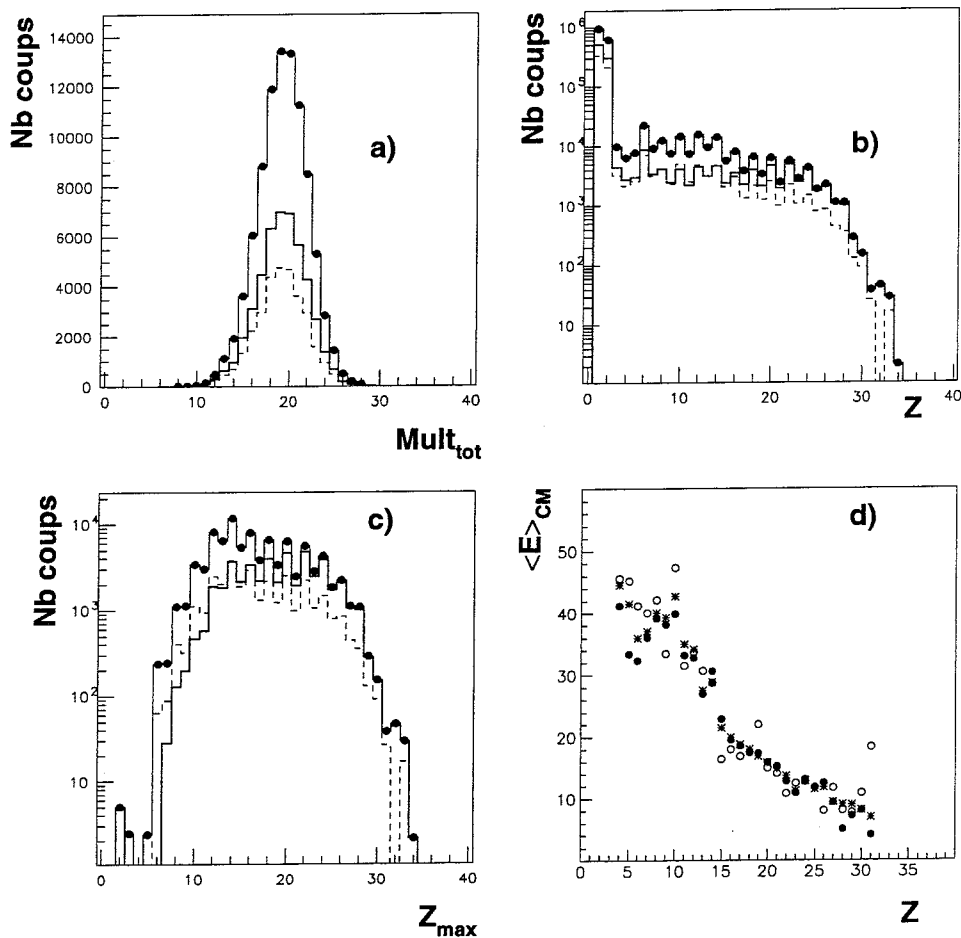


Figure 4.10: *Comparaison de plusieurs caractéristiques des événements monosource sélectionnés ou non. Figures a (multiplicité totale), b (distribution en charge), c (distribution en charge maximale) : points noirs reliés : échantillon monosource total; en trait tireté : sélection en  $R_{iso}$ ; en trait plein : la variable de coupure est  $D_{625}$ . Figure d (énergie moyenne dans le centre de masse en fonction de la charge) : points noirs : total monosources; points blancs : sélection en  $R_{iso}$ ; étoiles : sélection en  $D_{625}$ . Lots d'événements Ni + Ni à 32 A·MeV simulés par Simon.*

Quant aux autres distributions de variables cinématiques, leurs caractéristiques sont similaires pour le total des événements monosource et les sous-ensembles sélectionnés avec

$R_{iso}$  et  $D_{625}$ , tant que la forme de l'événement n'intervient pas (figures 4.11 *a* et *c*). Par contre, nous observons sur la figure 4.11 *d* qu'un rapport d'isotropie supérieur à une valeur seuil (ici, la coupure a lieu à 1.25) implique des grandes valeurs pour l'angle de flot, ce qui s'explique par la forte corrélation entre  $R_{iso}$  et  $\theta_{flot}$  (se rapporter à la définition de ces deux variables et à [Fra98]). La coupure en  $R_{iso}$  modifie également le spectre de  $E_{rat}$  monosource (figure 4.11 *b*), pour les mêmes raisons d'auto-corrélation entre la variable de sélection et l'observable.

Les distributions en cosinus de l'angle (dans le centre de masse) entre la direction de la particule et l'axe du faisceau sont un peu moins affectées par cette corrélation. Néanmoins, une fois encore, les sélections en  $D_{625}$  sont plus représentatives des monosources initiales que celles en  $R_{iso}$  (figures 4.11 *e*, *f*, *g*, *h*)<sup>5</sup>.

En résumé, d'une façon générale, aucune des observables n'est altérée par la sélection en  $D_{625}$ , qui conserve aussi bien les caractéristiques de forme que celles liées au comptage et aux énergies d'un événement.

En revanche, une sélection pratiquée dans les mêmes conditions (autorisation d'une pollution de 10% de binaires) avec le rapport d'isotropie ne peut pas être qualifiée de représentative du point de vue de la forme des événements.

Au vu de cette étude, les événements monosource sélectionnés par  $D_{625}$  peuvent être considérés comme représentatifs de toute la classe des événements monosource, dans le cas où l'échantillon étudié a été généré par Simon.

---

<sup>5</sup>Dans le cas des IMF (figure 4.11 *h*), la représentativité est un peu moins bonne. Cela est dû au fait qu'une sélection par  $D_{625}$  élimine environ 40% des événements monosource assimilables à de la fission (présence de deux résidus symétriques).

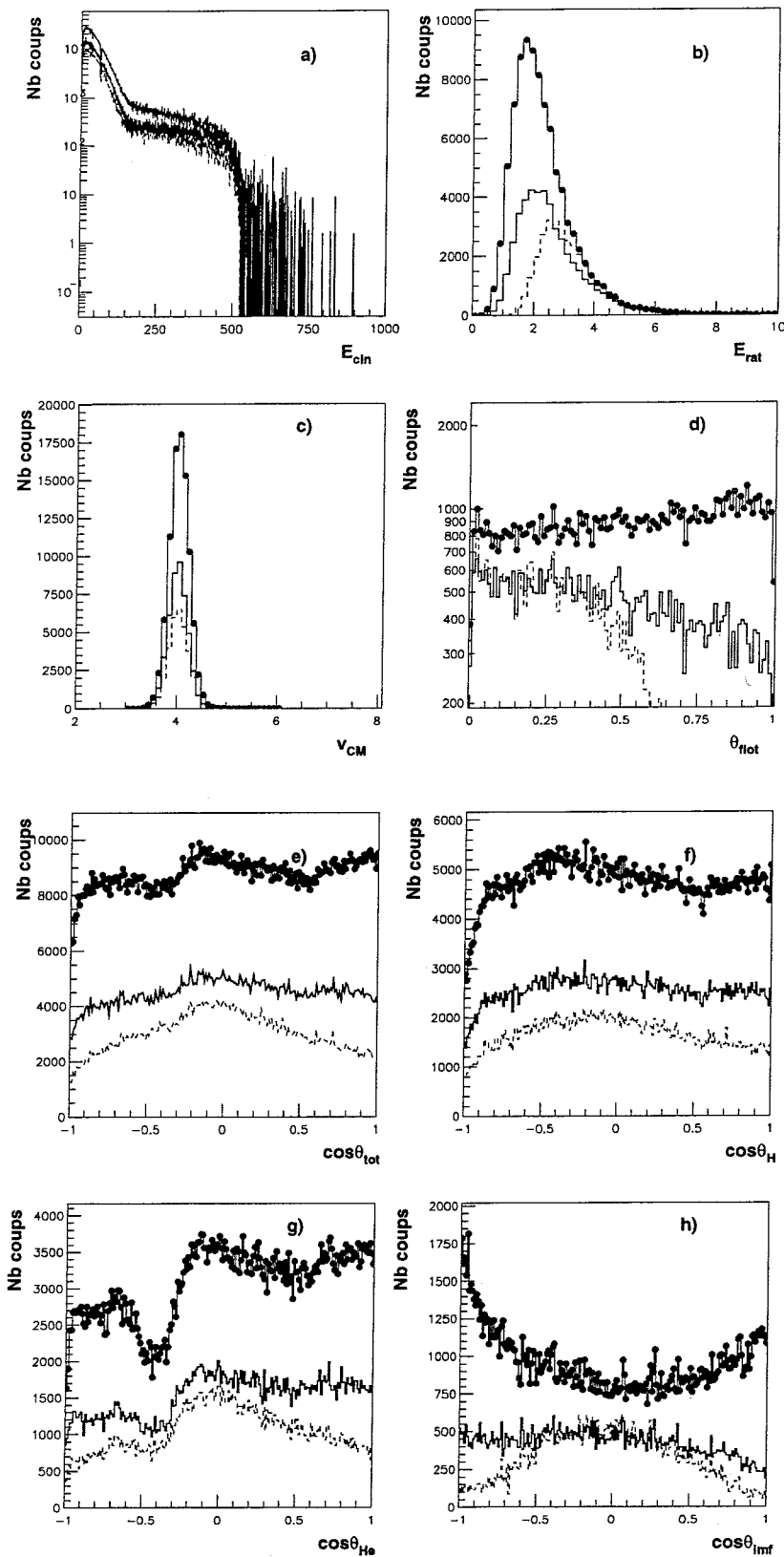


Figure 4.11: *Comparaison de plusieurs caractéristiques des événements mono-source sélectionnés ou non. Points noirs reliés : total monosources. Tirets : coupure à l'aide de  $R_{iso}$ . Trait plein ; coupure à l'aide de  $D_{625}$ . a : distribution en énergie cinétique des produits de réaction. b :  $E_{rat}$  calculé avec tous les produits de réaction (définition au chapitre 2). c : vitesse du centre de masse. d : cosinus de l'angle de flot. e, f, g, h distributions du cosinus de l'angle dans le centre de masse, respectivement de tous les produits, les  $Z=1$ , les  $Z=2$ , les IMF. Lot d'événements  $Ni + Ni$  à 32 A-MeV simulés par Simon.*

### 4.3.2 Vérification sur d'autres modèles

Une deuxième étape cruciale reste à franchir : la "généralisation" de l'axe  $D_{625}$  obtenu grâce à Simon. De fait, cet axe est très fortement dépendant de la position des événements générés dans l'espace multidimensionnel construit sur les  $M_{jklm}$ . Rien n'indique que d'autres simulations ou modèles que Simon placent les nuages monosource et bisource initiaux de la même manière, le doute persistant *a fortiori* dans le cas expérimental. Il nous faut donc vérifier que des générateurs très différents de Simon dans leur conception admettent également la variable  $D_{625}$  résultant de ce dernier comme variable discriminante.

Dans ce but, nous avons créé trois échantillons distincts d'événements, obtenus respectivement avec les codes Gemini [Cha88], SMM [Bon95] et DBS [Lle95]. Les deux premiers modèles cités (cf. annexe E) génèrent des événements à une seule source, tandis que le dernier peut simuler des collisions binaires.

#### a. Monosources

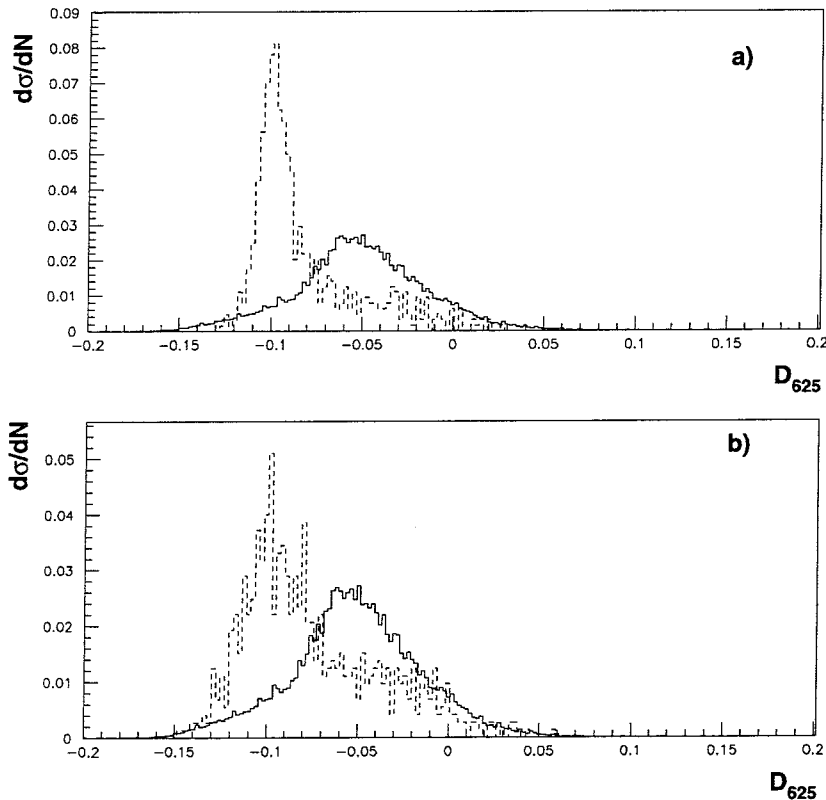


Figure 4.12: *Événements Ni + Ni à 32 A·MeV simulés à l'aide de Gemini (traits pointillés a) et de SMM (traits pointillés b), versus Simon monosource (trait plein a et b). L'axe de projection est  $D_{625}$ .*

Dans Gemini, la désexcitation du noyau chaud repose sur un processus binaire séquentiel ; dans SMM, elle est décrite par une multifragmentation statistique instantanée.

La figure 4.12, où nous avons projeté les événements SMM et Gemini sur l'axe  $D_{625}$  donné par Simon, indique que la combinaison linéaire des  $M_{jklm}$  la plus discriminante n'est que peu affectée par le mécanisme de désintégration de la monosource, du moins pour Ni + Ni à 32 A·MeV.

Il est évidemment rassurant de constater (dans le cadre d'une généralisation éventuelle de  $D_{625}$ ) que tous les événements monosource rencontrés jusqu'à présent, quelle que soit leur origine, se rangent du même côté du seuil de discrimination. Ce dernier se situe à l'intersection des distributions monosource et bisource simulées par Simon, comme défini dans le chapitre 3. L'origine de l'axe  $D_{625}$  est obtenue quant à elle par translation de la distribution totale, de sorte que le domaine de définition de  $D_{625}$  soit symétrique. Le zéro de  $D_{625}$  n'est donc pas un seuil, mais il peut être pris comme référence "visuelle", ce que nous faisons ici.

Il faut noter également que les gammes en  $D_{625}$  des événements monosource Simon, SMM et Gemini sont compatibles<sup>6</sup> (extension des distributions sensiblement identique suivant l'axe  $D_{625}$ ).

### b. Bisources

Les collisions binaires ont, pour leur part, été modélisées à l'aide de DBS<sup>7</sup>. Ce code comprend un traitement du prééquilibre par la méthode de Blann [Bla81], une propagation de l'interaction suivant des trajectoires classiques, et enfin une désexcitation séquentielle des partenaires restants.

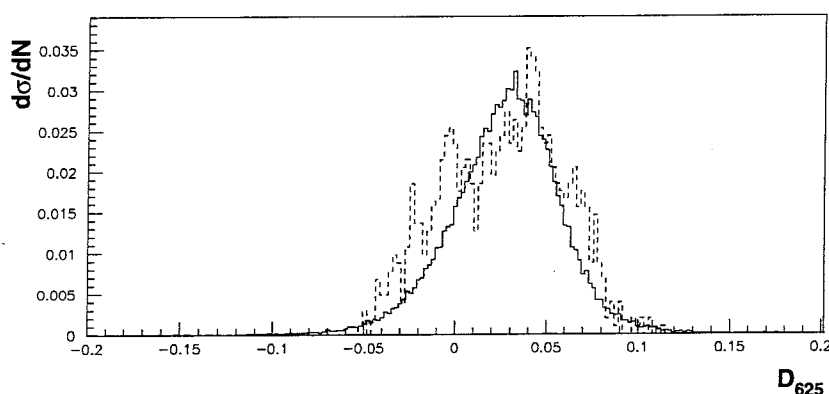


Figure 4.13: *Événements bisource Ni + Ni à 32 A·MeV simulés par DBS (trait pointillé), versus Simon bisource (trait plein), projetés sur  $D_{625}$ .*

<sup>6</sup>La différence des valeurs moyennes provient du fait que nous avons utilisé pour la comparaison les échantillons SMM et Gemini construits pour ressembler aux monosources expérimentales (voir chapitre 6). SMM fonctionne ici sur un mode particulier, ce qui fait chuter la valeur moyenne de la distribution de  $D_{625}$  ; en régime de multifragmentation "normale", SMM produit un spectre plus proche de celui obtenu avec Simon, toujours du côté gauche du seuil.

<sup>7</sup>DBS peut produire également des monosources, avec les paramètres d'entrée adéquats.

---

Comme précédemment, les polysources DBS se positionnent du même côté que les bisources Simon par rapport au seuil de discrimination. La figure 4.13 atteste également d'un bon accord entre les gammes en  $D_{625}$  de Simon et DBS bisources.

## 4.4 Conclusion

Le succès de toutes les vérifications réalisées jusqu'ici nous rend particulièrement confiants pour appliquer aux événements expérimentaux une sélection basée sur  $D_{625}$ . Néanmoins, il n'est pas question de nourrir des illusions sur "l'universalité" du  $D_{625}$  donné par Simon. Cela reviendrait à formuler l'hypothèse implicite que le générateur reproduit exactement les événements expérimentaux, ce que nous nous gardons soigneusement de faire.

Au moment de transposer la variable discriminante au lot expérimental, il paraît donc nécessaire de prendre quelques précautions supplémentaires pour s'affranchir de la dépendance au modèle (chapitre 5 §5.1.1). C'est seulement ensuite que nous pourrons en toute tranquillité nous attacher aux caractéristiques des monosources réelles (§5.2).

Néanmoins, en conclusion des deux chapitres 3 et 4, nous aimerions une fois de plus souligner l'originalité de la méthode mise en œuvre (AFD sur l'espace multidimensionnel généré par les  $M_{jklm}$ ), ainsi que l'efficacité de la discrimination obtenue. Les performances de  $D_{625}$  sur les événements expérimentaux sont explicitées en détails dans les chapitres suivants.

# Chapitre 5

## Événements monosource expérimentaux : sélection et caractéristiques

Les nouvelles techniques de description et de sélection présentées ci-avant ont été mises au point et testées dans le seul cadre de simulations. Il est temps à présent de risquer leur application à l'expérience....

### 5.1 Application des $M_{jklm}$ et de l'AFD à Ni + Ni 32 A·MeV expérimental

Réitérant la procédure déjà employée pour l'échantillon Simon, nous avons placé les événements expérimentaux dans l'espace construit sur les 625 moments  $M_{jklm}$  (cf. §4.1.1).

#### 5.1.1 $D_{625}$ pour les événements expérimentaux

##### a. Application directe

En projetant directement les données de l'expérience (événements complets) sur la combinaison linéaire fournie par AFD à partir de Simon, il vient la distribution de la figure 5.1 *d*.

Nous pouvons déjà constater qu'une séparation monosource/bisource se dessine davantage qu'avec la projection sur toute autre variable globale (multiplicité totale : figure 5.1 *a*, moment de Fox et Wolfram d'ordre deux : 5.1 *b* et rapport d'isotropie dans le centre de masse : 5.1 *c*).



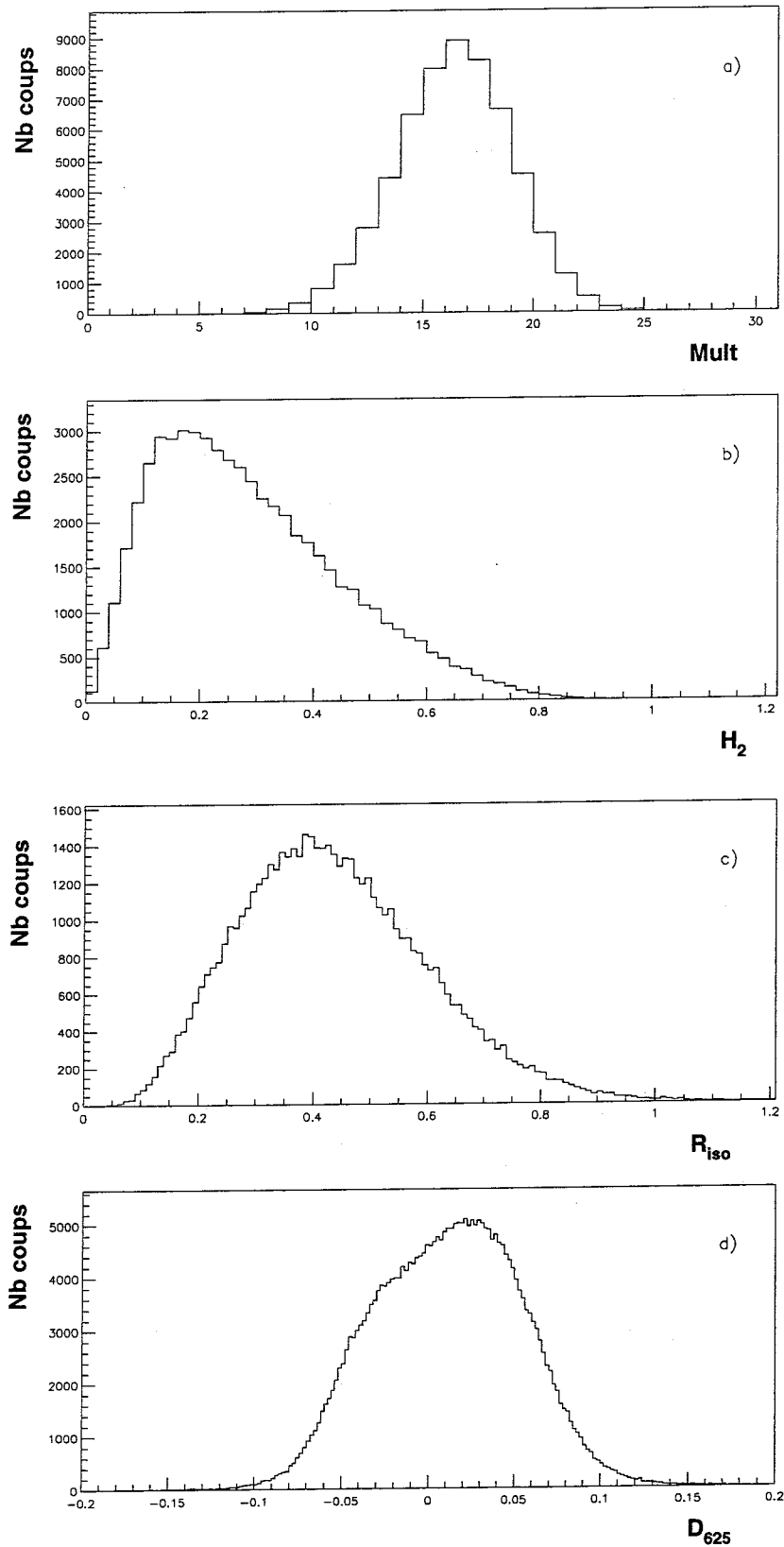


Figure 5.1: *Projection des événements expérimentaux (Ni + Ni à 32 A·MeV) complets sur différentes variables globales. a : multiplicité ; b : Moment de Fock et Wolfram d'ordre 2 ; c : rapport d'isotropie ; d :  $D_{625} = D_{625}^s$  (s pour Simon, voir texte).*

De plus, tandis que la variable  $H_2$  favorise *a priori* la sélection des bisources (queue de distribution autour des valeurs où des binaires purs sont attendus, i.e.  $H_2$  tendant vers 1), l'axe  $D_{625}$ , tout comme le rapport d'isotropie dans le centre de masse  $R_{iso}$ , permet d'espérer la mise en évidence directe de monosources (voir aussi chapitres 2 et 4, positionnement des différentes classes d'événements suivant la variable choisie).

Nous pouvons déjà souligner que, pour la première fois dans une distribution expérimentale, un seuil "naturel" de sélection se dessine sur le spectre en  $D_{625}$  (autour de la valeur  $D_{625} = -0.02$ , figure 5.1 *d*).

Toutefois, il n'est pas encore certain que cette séparation soit la meilleure possible. En effet, bien qu'il n'y ait guère de doute, grâce aux vérifications du chapitre 4, sur le fait que les monosources expérimentales se situent à gauche du seuil de discrimination (figure 5.1 *d*), il n'est pas prouvé que les événements initiaux, expérimentaux et simulés, occupent exactement les mêmes lieux géométriques dans l'espace multidimensionnel de base.

Cela signifie qu'une amélioration de la discrimination expérimentale est envisageable à la faveur d'une légère modification du  $D_{625}$  initial donné par Simon, noté  $D_{625}^s$  dans la suite. La démarche est évidemment de faire subir à  $D_{625}^s$  de petits déplacements autour de la position initiale, dans l'espace des  $M_{jklm}$ , et de tester systématiquement la réponse de la distribution expérimentale induite.

## b. Optimisation

Partant de  $D_{625}^s$ , nous avons donc recherché la meilleure discrimination potentielle pour l'expérience. Rappelons que les 625 moments initiaux ont été, quant à eux, définis une fois pour toutes. La procédure d'optimisation de l'axe (maximisation de la séparation monosources/bisources expérimentales) utilisée consiste d'abord à faire varier faiblement les coefficients de la combinaison linéaire  $D_{625}^s$  à chaque pas.

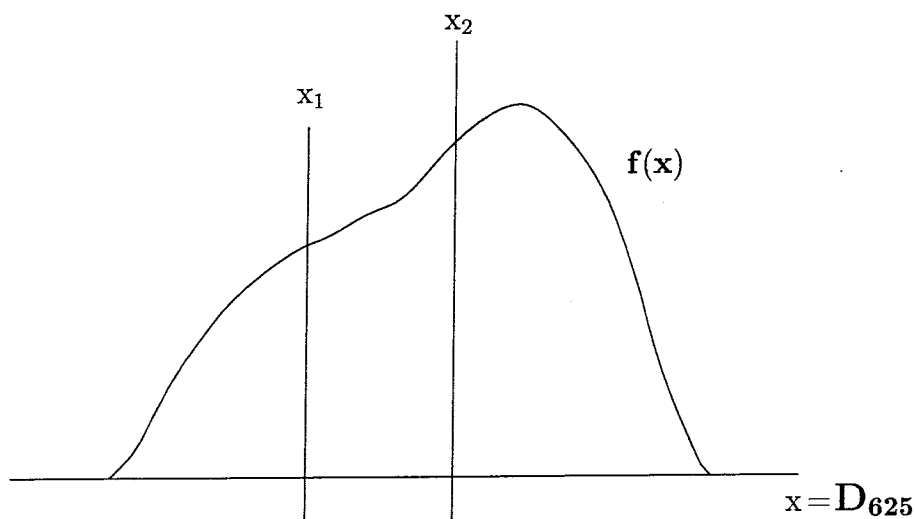


Schéma 5.2: *Schéma d'explication : optimisation de la discrimination.*

Ensuite, une fois les nouveaux coefficients à disposition, les événements expérimentaux sont projetés sur l'axe  $\mathbf{D}_{625}^*$  qui s'en déduit. L'idée générale étant de "convexifier" la portion de fonction  $f(x)$  comprise entre  $x_1$  et  $x_2$  (schéma 5.2), nous comparons les distributions  $\mathbf{D}_{625}^*$  entre elles jusqu'à obtenir la séparation optimum. Cette opération est réalisée grâce un programme de type Minuit<sup>1</sup> [Pre89], qui, dans notre cas, conduit à une convergence assez rapide de la fonction  $f(x)$  vers un minimum entre  $x_1$  et  $x_2$ . Différents  $x_1$  et  $x_2$  ont été testés, de sorte à garantir le caractère absolu de l'optimisation trouvée (*minimum minimorum*). Les coefficients de la CL des  $M_{jklm}$  sont alors idéaux pour les événements expérimentaux, et, du même coup, dépendent nettement moins du modèle.

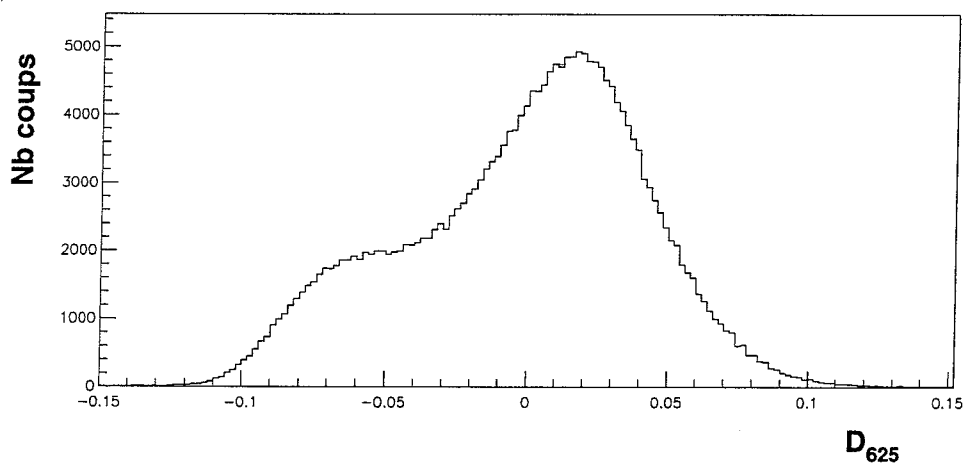


Figure 5.3: *Séparation monosources-bisources, optimisée pour Ni + Ni à 32 A·MeV expérimental.*

La projection des événements Ni + Ni expérimentaux sur le nouveau  $\mathbf{D}_{625}$  calculé (figure 5.3) est encore beaucoup plus édifiante que celle sur  $\mathbf{D}_{625}^s$  (figure 5.1 a). Nous atteignons ici une efficacité jamais égalée dans le contexte de notre étude. Les événements monosource paraissent très sensiblement se détacher à gauche, tandis que les bisources occupent la droite de la distribution<sup>2</sup>.

De fait, l'axe  $\mathbf{D}_{625}$  n'est pas très éloigné de  $\mathbf{D}_{625}^s$  : le coefficient de corrélation linéaire (voir chapitre 4 et annexe C) entre les deux axes vaut effectivement  $\rho = 0.997$  (ce qui nous amène une fois de plus à constater l'adéquation de Simon).

### 5.1.2 Chimère de b

Puisque le  $\mathbf{D}_{625}$  le plus discriminant pour l'expérience est très proche du  $\mathbf{D}_{625}^s$ , nous pouvons émettre l'hypothèse suivante : les coefficients de la CL des 81  $M_{jklm}$  représentant la variable chimère du paramètre d'impact expérimental restent voisins de ceux

<sup>1</sup>Ensemble de programmes de minimisation de la librairie du CERN (CERNLIB). C'est le programme POWELL de Numerical Recipes qui a été adapté ici.

<sup>2</sup>Voir aussi la preuve *a posteriori* §5.3.

de  ${}^c b_{Simon} = \sum_{jklm} b_{jklm}^s M_{jklm}$  (cf. chapitre 4). Nous admettons (vérification *a posteriori* sur la figure 5.4) que les variations entre  $b_{jklm}$  et  $b_{jklm}^s$  sont négligeables, d'où  $b_{jklm} = b_{jklm}^s \forall j, k, l, m \in \{0..2\}$  et  ${}^c b = {}^c b_{Simon}$ .

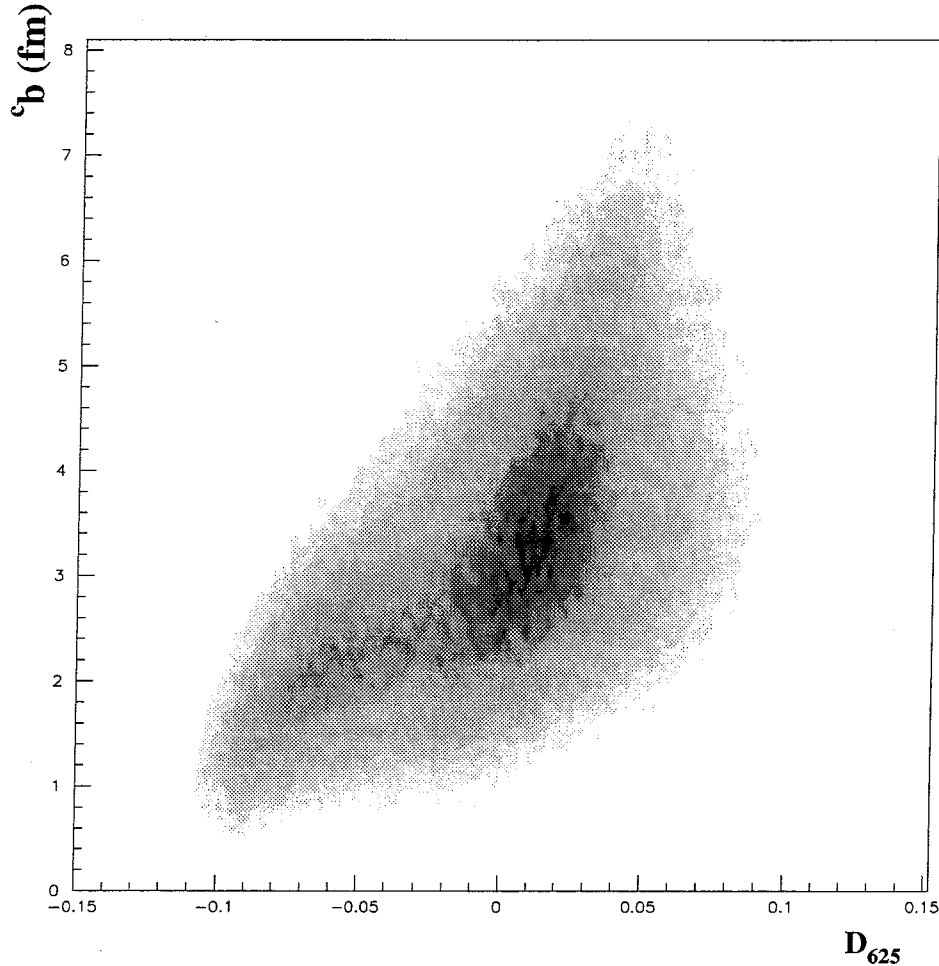


Figure 5.4: *Corrélation*  ${}^c b$ - $D_{625}$ .  $Ni + Ni$  à  $32 A \cdot MeV$  expérimental.

Nous avons représenté sur la figure 5.4 le paramètre d'impact estimé  ${}^c b$  pour chaque événement expérimental, en fonction de son  $D_{625}$ . La concordance entre cette carte et la figure 4.7 du chapitre précédent est flagrante. De façon indéniable, se dessinent en 5.4 deux îlots correspondant respectivement à des événements monosource et bisource, dans les zones précises de  $D_{625}$  et de paramètre d'impact où ils étaient attendus.

Nous nous devons de souligner à cet égard, même si notre propos n'est pas ici de valider Simon, que pour  $Ni + Ni$  à  $32 A \cdot MeV$ , les événements expérimentaux sont remarquablement reproduits par le générateur. Cette fidélité est d'autant plus surprenante que l'espace de départ possède un grand nombre de dimensions. En effet, nous avons constaté plus haut que les variables globales simples étaient en bon accord (chapitre 2), mais rien ne laissait présager que l'analyse en 625 moments ne mettrait pas en lumière des discordances gênantes. Ce n'est pas le cas.

## 5.2 Section efficace de quasi-fusion

Au vu des figures 5.3 et 5.4, l'étape suivante s'impose tout naturellement : les événements monosource paraissent tellement bien définis qu'il semble possible de leur associer une section efficace de quasi-fusion.

### 5.2.1 Ajustement de la distribution $D_{625}$

Faisons l'approximation que toutes les distributions des  $M_{jklm}$  ( $(j, k, l, m) \in \{0, \dots, 4\}^4$ ) sont des gaussiennes (ce qui n'est pas trop faux, cf. figure 5.5) et que ces vecteurs sont tous indépendants entre eux<sup>3</sup> (ce qui est sensiblement vrai). Nous pouvons alors représenter les différentes catégories d'événements dans la distribution de  $D_{625}$  par des gaussiennes<sup>4</sup>.

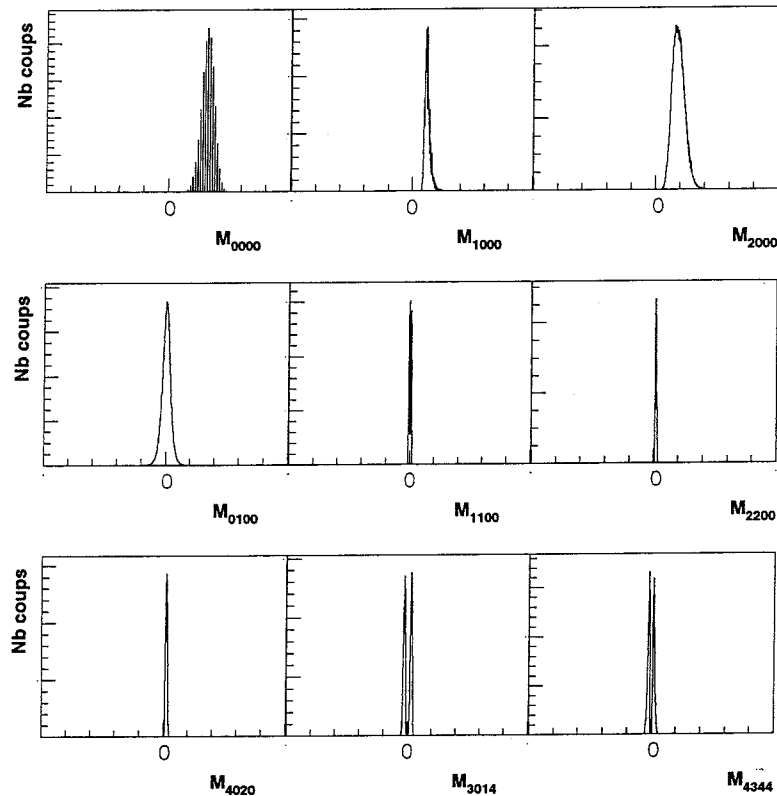


Figure 5.5: *Quelques distributions de  $M_{jklm}$ . Ce sont approximativement des gaussiennes (ou des superpositions, ou encore des sommes de gaussiennes). Calculs effectués pour  $Ni + Ni$  à 32 A·MeV expérimental.*

<sup>3</sup>Il faudrait pour cela que les quadrivecteurs sur lesquels les moments sont construits soient eux-mêmes orthogonaux. Or ce n'est pas vraiment le cas, puisque nous manipulons des quantités physiques liées à des produits de réaction qui interagissent entre eux. Néanmoins, d'après le chapitre 4 (figure 4.1), nous pouvons considérer que les 625 moments sont suffisamment décorrélés pour que l'approximation soit réaliste.

<sup>4</sup>Nous pouvons également invoquer le théorème de la limite centrale.

L'ajustement réalisé sur l'histogramme 5.6 *a* est la décomposition la plus simple de la distribution  $D_{625}$ . Bien entendu, 5.6 *b* pourrait décrire un cas de figure tout à fait probable<sup>5</sup>, mais nous nous cantonnerons à l'étude de l'hypothèse relative à deux gaussiennes dans la suite de ce paragraphe.

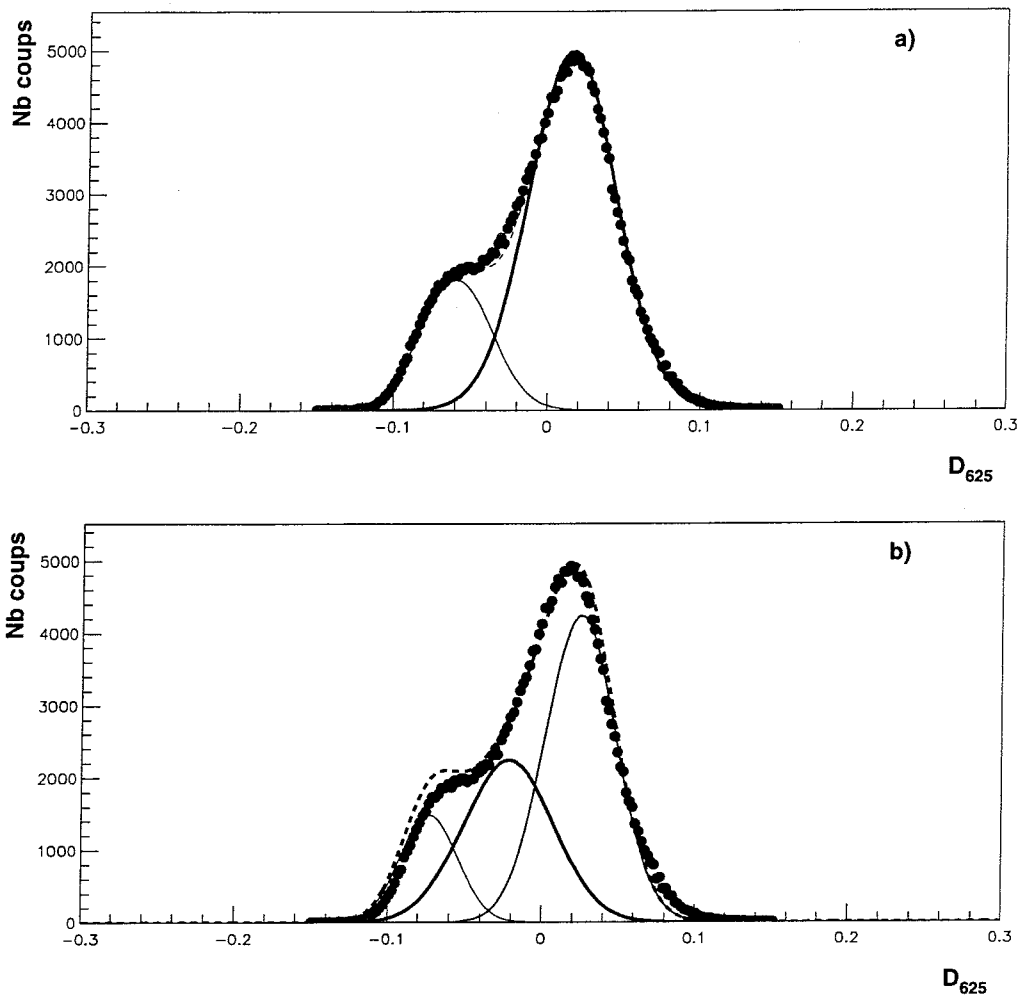


Figure 5.6: *Distribution de  $D_{625}$ . a : ajustement par deux gaussiennes représentant les événements monosource et bisource. b : le cas de trois gaussiennes reste envisageable ; néanmoins, nous avons ici forcé le trait à dessein, une telle prépondérance de la gaussienne centrale relevant plutôt de la fiction. Données Ni + Ni à 32 A·MeV expérimentales.*

Quant aux résultats de la deuxième partie du présent chapitre, ils ne dépendent que fort peu des hypothèses de décomposition envisagées, puisque les caractéristiques monosource se retrouvent dans tous les cas pour les événements les plus à gauche de la distribution 5.3.

<sup>5</sup>Voir résultats déjà obtenus sur l'existence et la caractérisation d'une troisième source, pour Ar + Ni [Gal98] et Xe + Sn [Luk97].

## 5.2.2 Section efficace

Pour évaluer la section efficace de quasi-fusion, nous devons, à partir de la distribution  $\mathcal{P}(D_{625})$  expérimentale (distribution de probabilité de  $D_{625}$ , figure 5.7) déduire celle  $\mathcal{P}(b)$  du paramètre d'impact.

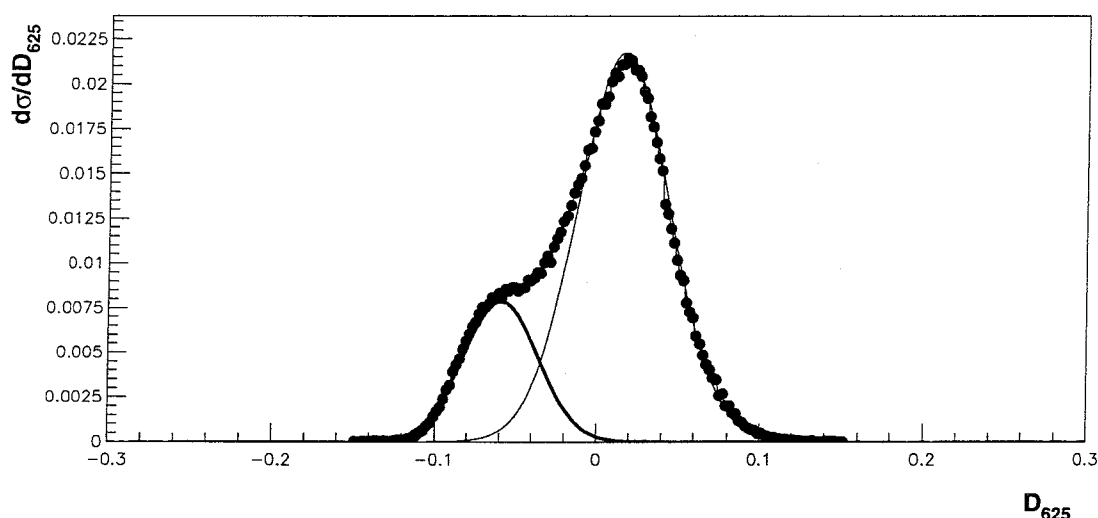


Figure 5.7: *Distribution de probabilité de  $D_{625}$ ,  $\mathcal{P}(D_{625})$ .  $Ni + Ni$  32 A.MeV expérimental.*

Il n'est plus question ici de variable chimère : nous relierons directement  $\mathcal{P}(D_{625})$  à une distribution de probabilité en paramètre d'impact grâce aux fonctions de répartition associées [Fou67], connaissant la distribution théorique (géométrique) en paramètre d'impact (schéma 5.8 a).

Bien entendu, il nous faut à nouveau passer par la simulation, mais la contribution de Simon demeure ici mineure, puisqu'elle se réduit au calcul de  $\epsilon(b)$ , efficacité en fonction du paramètre d'impact (figure 5.8 b).

La fonction  $\epsilon(b)$  prend en compte à la fois les biais du détecteur et les effets de la sélection en complétude. Elle a été obtenue en prenant le rapport des distributions de paramètre d'impact, respectivement complète, filtrée et non complète, non filtrée, fournies par Simon pour  $Ni + Ni$  à 32 A.MeV.

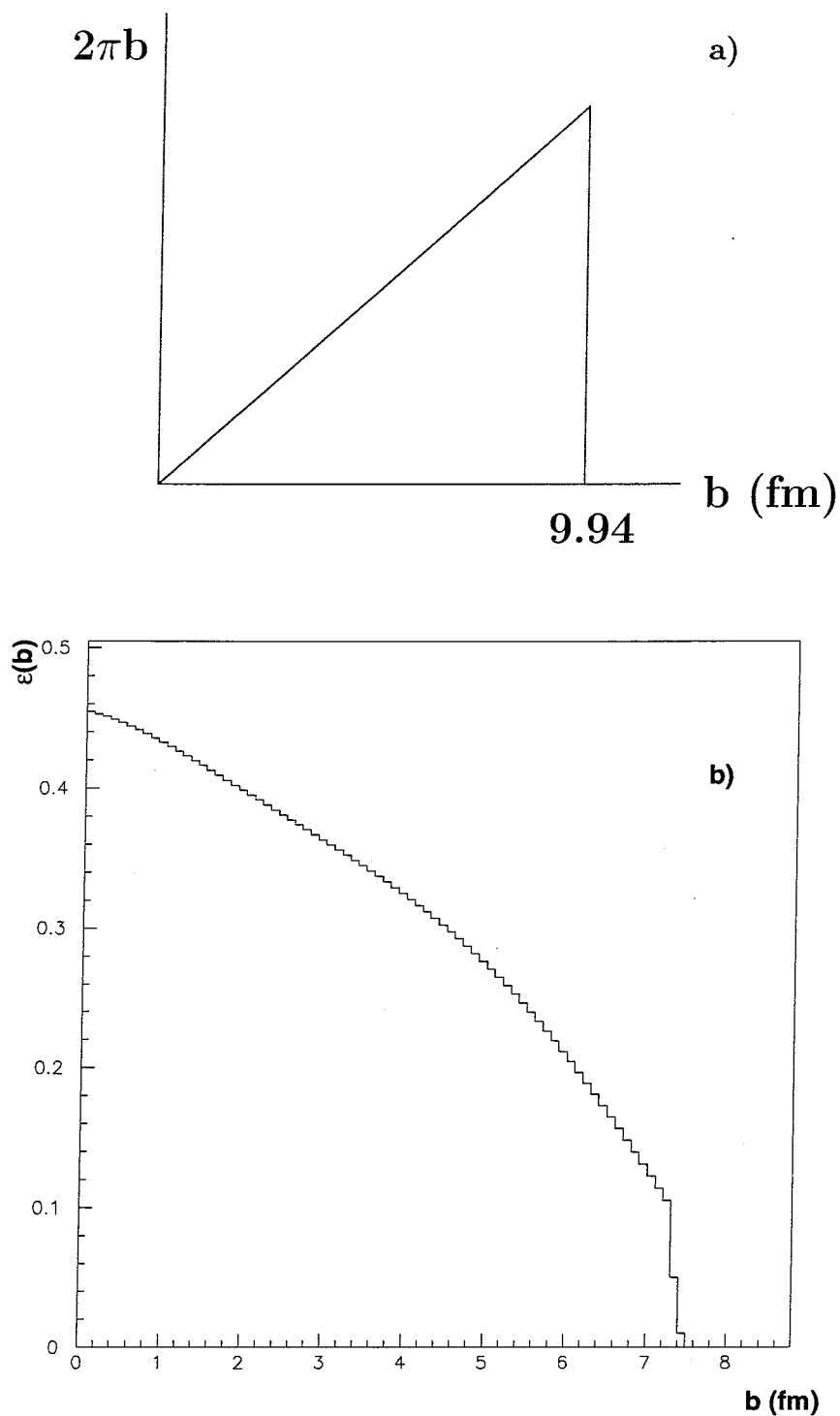


Figure 5.8: *Obtention de la courbe d'efficacité. a : distribution de paramètre d'impact géométrique. b : efficacité de détection (biais liés au détecteur et à la complétude) en fonction du paramètre d'impact (calcul réalisé sur Ni + Ni à 32 A.MeV simulé).*



L'égalisation des fonctions de répartition de  $\mathbf{b}$  et de  $\mathbf{D}_{625}$  donne  $F(\mathbf{b}) = F(\mathbf{D}_{625})$ , qui s'écrit aussi :

$$\int_{-\infty}^b \mathcal{P}_b(x) dx = \int_{-\infty}^{D_{625}} \mathcal{P}_{D_{625}}(y) dy$$

Soit encore :

$$\int_0^b \mathcal{P}_b(x) dx = \int_{-\infty}^{D_{625}} \mathcal{P}_{D_{625}}(y) dy \quad (0)$$

où  $\mathcal{P}_b$  est la probabilité géométrique  $\mathcal{P}_b^g$  corrigée de l'efficacité  $\epsilon$ , soit  $\mathcal{P}_b^g \epsilon$ . L'égalité (0) se traduit par la relation entre  $\mathbf{D}_{625}$  et  $\mathbf{b}$  représentée sur la figure 5.9.

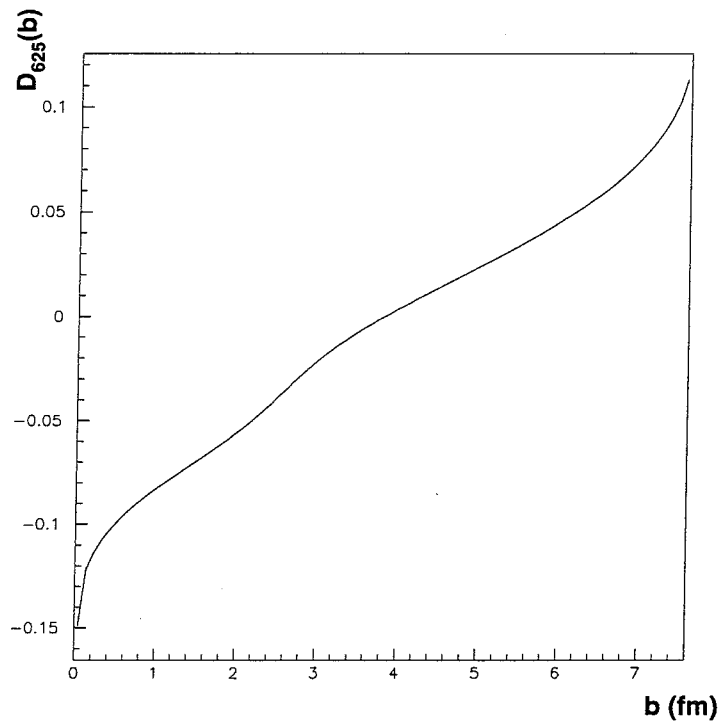
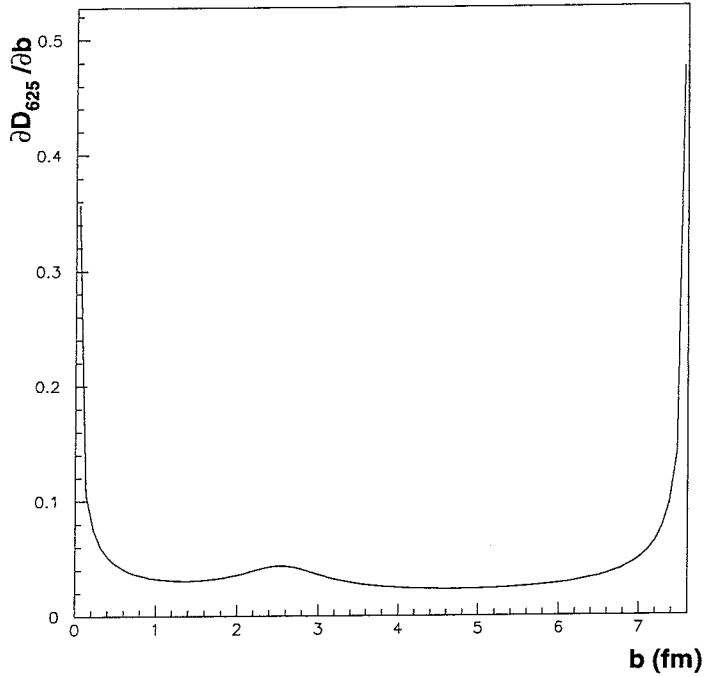


Figure 5.9: *Relation entre  $\mathbf{D}_{625}$  et  $\mathbf{b}$  donnée par l'égalité des fonctions de répartition associées. Calculs sur le système  $\text{Ni} + \text{Ni}$  à  $32 \text{ A} \cdot \text{MeV}$  expérimental.*

Il vient finalement :

$$\mathcal{P}(b) = \mathcal{P}(D_{625}(b)) \mathcal{J}(b) \quad (1)$$

avec  $\mathcal{J}(b) = \frac{\partial D_{625}}{\partial b}$  jacobien de la transformation  $D_{625} \rightarrow b$  (figure 5.10).

Figure 5.10: *Jacobien de la transformation  $D_{625} \rightarrow b$ .*

La relation (1), écrite pour la probabilité totale  $\mathcal{P}(b)$ , peut se transposer, une fois le jacobien connu, à  $\mathcal{P}_{mono}(b)$  et  $\mathcal{P}_{bi}(b)$ , respectivement probabilités monosource et bisource.  $\mathcal{P}_{mono}(D_{625})$  et  $\mathcal{P}_{bi}(D_{625})$  sont alors les deux gaussiennes ajustées sur la figure 5.7, et :

$$\mathcal{P}_{mono}(b) = \mathcal{P}_{mono}(D_{625}(b)) \mathcal{J}(b) \quad (2)$$

$$\mathcal{P}_{bi}(b) = \mathcal{P}_{bi}(D_{625}(b)) \mathcal{J}(b) \quad (3)$$

Les probabilités  $\mathcal{P}_{mono}(b)$  et  $\mathcal{P}_{bi}(b)$  obtenues sont représentées sur la figure 5.11 a et b. Ces probabilités sont corrigées par l'efficacité inverse, pour visualiser les quantités non altérées par le détecteur ou la complétude.

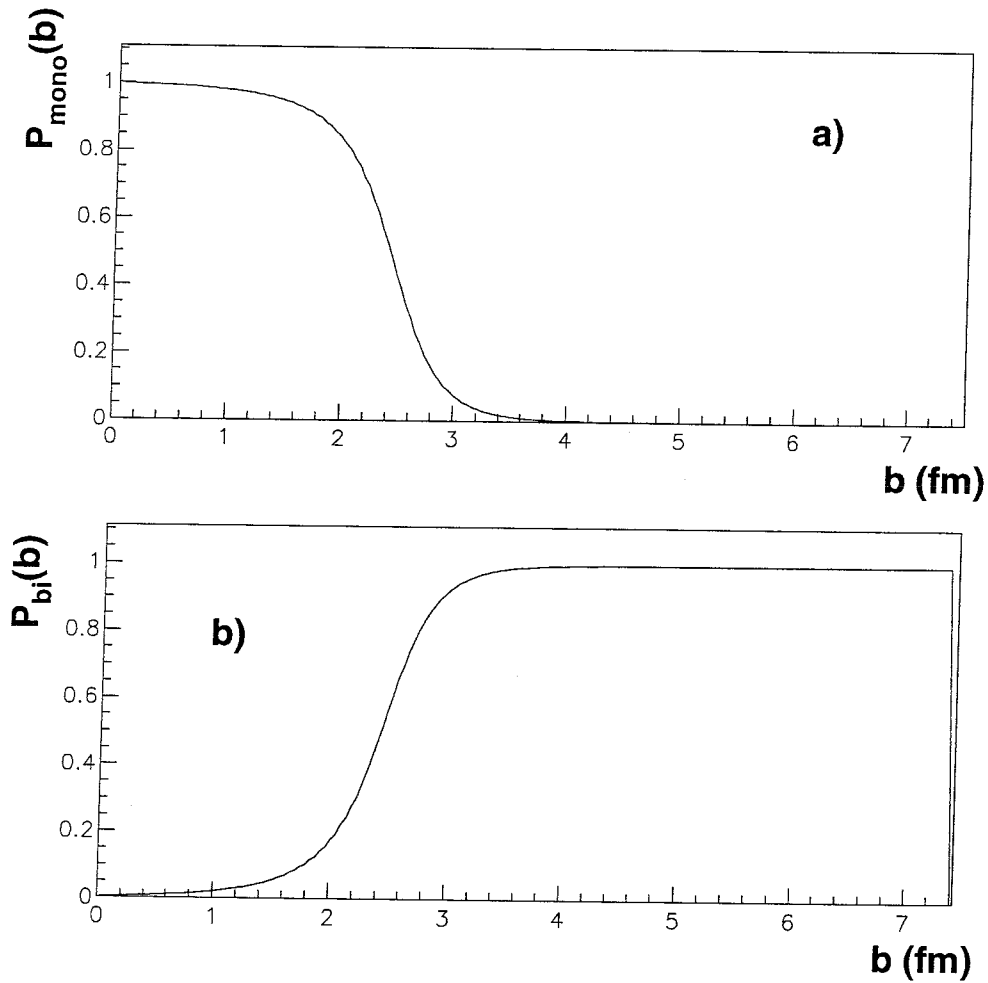


Figure 5.11: *Probabilités*  $\mathcal{P}_{mono}(b)$  (a) et  $\mathcal{P}_{bi}(b)$  (b) . Ni + Ni à 32 A·MeV expérimental.

Les distributions en paramètre d'impact correspondantes sont données figure 5.12.

L'addition des distributions monosource et bisource nous conduit bien<sup>6</sup> au triangle initial en paramètre d'impact.

La section efficace de quasi-fusion est calculée comme la section efficace des événements monosource, soit :

$$\sigma_{mono} = 2\pi \int_0^{\infty} \mathcal{P}_{mono}(b) b db$$

Numériquement, cette section efficace vaut  $170 \pm 20$  mbarn<sup>7</sup>. La valeur trouvée est supérieure à celles généralement admises pour des systèmes et des domaines d'énergies comparables au nôtre [Sal97, Mar95, Met95] (à l'exception de [Leb95], qui donne

<sup>6</sup>Il ne s'agit bien sûr que d'une vérification, puisque nous sommes partis de l'hypothèse que la distribution en paramètre d'impact était effectivement triangulaire.

<sup>7</sup>L'erreur est évaluée à partir des fluctuations de la courbe d'efficacité.

$300 \pm 100$  mbarn de section efficace de fusion pour le système Ni + Al à 28 A·MeV). Cependant, notre calcul reste compatible avec toutes les références données ci-dessus.

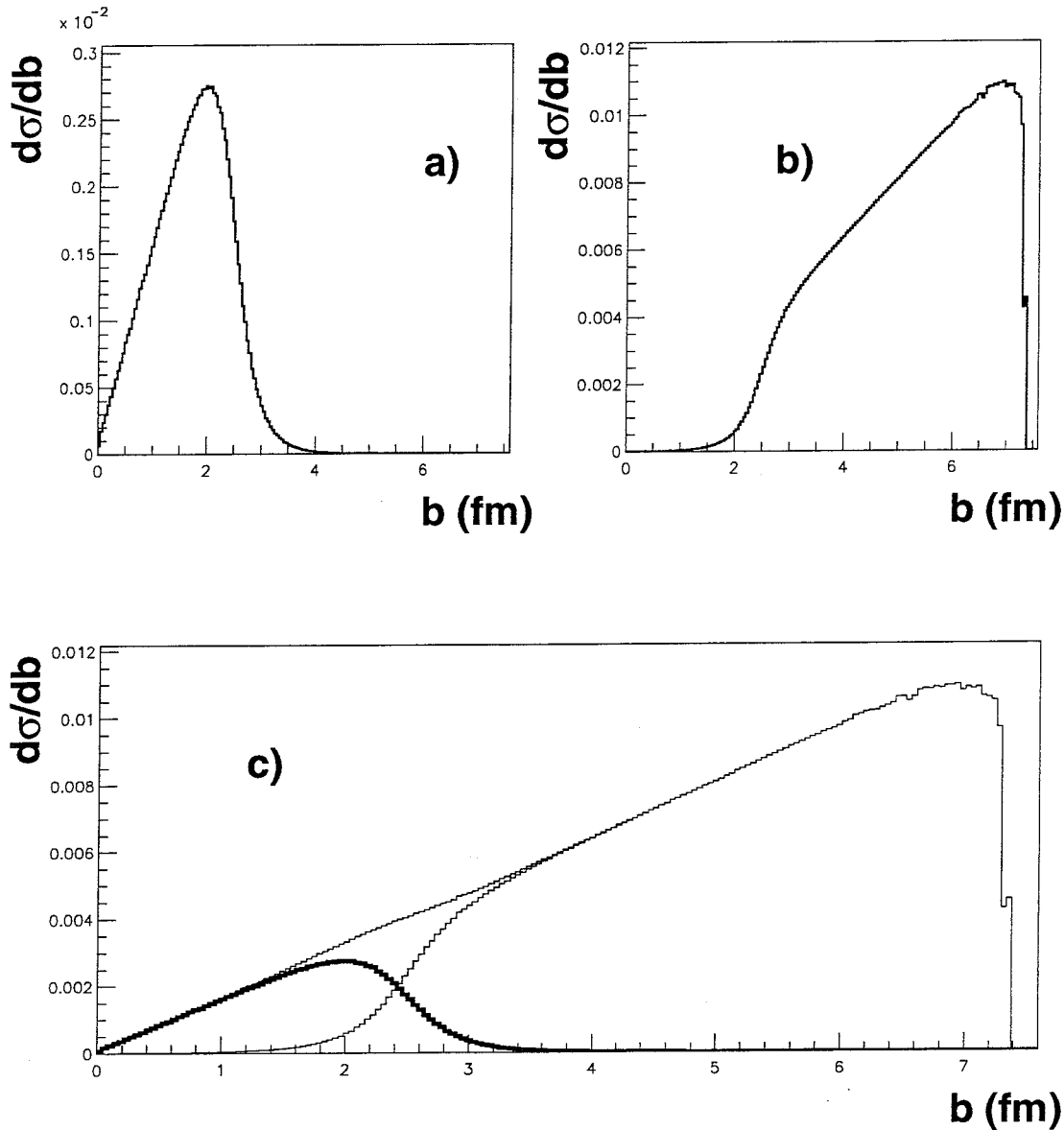


Figure 5.12: *Distributions de probabilité des monosources (a) ou des bisources (b). Sections efficaces monosource et bisource superposées à la section efficace totale (c). Ni + Ni à 32 A·MeV expérimental.*

Le résultat de 170 mbarn appelle deux remarques : la première a trait à la confiance qui peut être accordée à la méthode de calcul, la seconde à la valeur même de la section efficace.

La fiabilité de la méthode, outre le fait que les résultats obtenus soient cohérents, a été testée par son application aux événements simulés : nous retrouvons  $\sigma_{mono} = 61.5$  mb, donnée immédiate de Simon pour Ni + Ni à 32 A·MeV (voir construction du premier échantillon simulé annexe B).

La valeur de  $\sigma$  calculée à partir de la décomposition de la figure 5.6 *a* est une borne supérieure de la section efficace “réelle”. Il suffit pour s’en convaincre de regarder la figure 5.6 *b*. Cependant, l’existence de mécanismes conduisant à une troisième source (par exemple) n’est pas complètement étayée à 32 A·MeV, pour le système Ni + Ni. Si cette contribution existe, elle est beaucoup moins importante que celle imaginée à la figure 5.6 *b* [Luk97, Gal98] : sa section efficace est donc suffisamment faible pour que  $\sigma_{mono}$  ne soit pas ramenée à des valeurs incompatibles avec  $170 \pm 20$  mb.

L’évolution de cette section efficace avec l’augmentation de l’énergie incidente est donnée à l’annexe F : l’étude des monosources semble être possible, bien que plus difficile, jusqu’à des énergies de faisceau voisines de 50 A·MeV (annexe F, §F.2).

A l’issue de cette première partie, une question subsiste malgré tout : avons-nous vraiment évalué la section efficace des monosources en gardant les événements les plus à gauche de la distribution de  $D_{625}$ , figure 5.3 ?

Il convient donc maintenant d’étudier un peu plus avant ces événements, pour montrer qu’ils ne sont effectivement pas (ou très peu) pollués par des polysources.

## 5.3 Caractéristiques comparées de différentes tranches en $D_{625}$

Pour ce faire, la distribution en  $D_{625}$  représentée à la figure 5.3, §5.1.1, est découpée en quatre tranches, dont les bornes se déduisent de l'ajustement par deux gaussiennes réalisé figure 5.6 *a*.

Une première tranche, contenant *a priori* les événements aux caractères monosource les plus prononcés et les plus purs, s'étend sur l'intervalle  $[-0.15, -0.063]$  en  $D_{625}$ . Environ 10.4% de la distribution totale (événements complets, qui eux-mêmes équivalent à 12.1% des événements expérimentaux disponibles pour Ni + Ni à 32 A·MeV) est comprise dans cette première zone.

Une deuxième tranche, déjà bien davantage polluée par les bisources si nous nous référons au spectre 5.6*a*, prend ses valeurs dans  $[-0.063, -0.033]$ . Elle est composée de 13.2% des événements complets.

Un troisième intervalle,  $[-0.033, +0.015]$ , regroupe des événements pour la plupart bisource et dissipatifs, qui représentent 37.4% de la distribution totale en  $D_{625}$ .

Enfin, une dernière zone, couvrant les valeurs de  $D_{625}$  entre  $+0.015$  et  $+0.15$ , comprend les 39% d'événements que nous pensons être des bisources pures (équivalent de binaires).

Les quatre tranches ainsi définies sont figurées respectivement en *a*, *b*, *c* et *d* de la figure 5.13.

### 5.3.1 Variables statiques

Pour chacune de ces tranches, l'analyse d'un maximum de variables significatives nous permet de vérifier l'évolution des caractéristiques des réactions avec  $D_{625}$ , confirmant ainsi les positions des événements monosource et bisource expérimentaux par rapport à l'origine de l'axe  $D_{625}$ , de même que la décomposition en deux gaussiennes effectuée au paragraphe 5.2.

Attachons-nous tout d'abord à l'étude de quelques variables statiques<sup>8</sup>, dans les quatre zones en  $D_{625}$  qui coïncident avec les différents intervalles hachurés en 5.13 *a*, *b*, *c* et *d*, dont les événements sont respectivement désignés par monosources pures, monosources, bisources et bisources pures dans la suite (qui confirmera l'adéquation de cette appellation).

<sup>8</sup>Tous les spectres présentés dans cette section sont normalisés au nombre d'événements par tranche de  $D_{625}$ , et les échelles en ordonnée sont identiques pour chaque ligne de figures, de sorte à faciliter la comparaison.

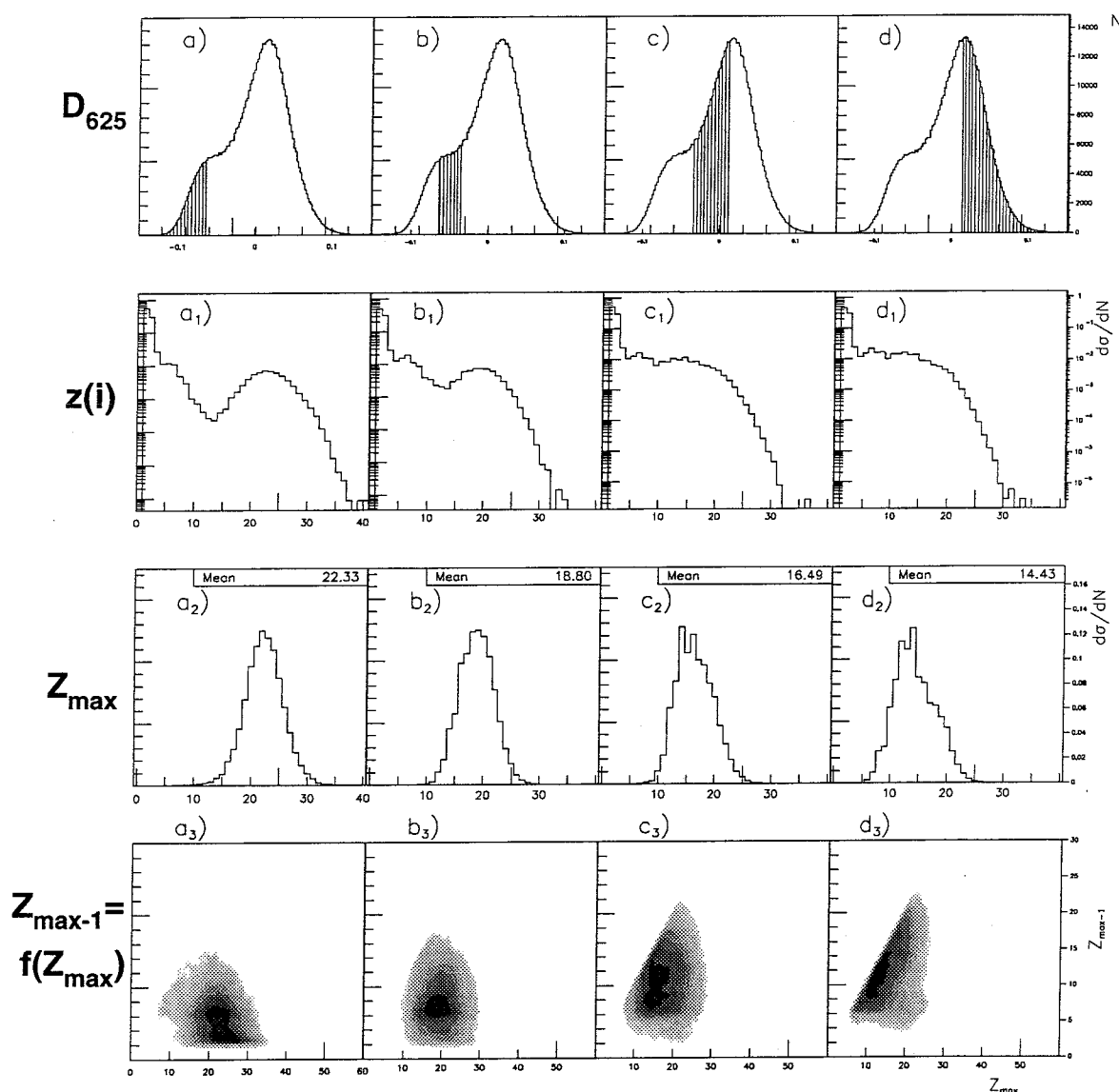


Figure 5.13: *Evénements Ni + Ni à 32 A-MeV expérimentaux*. 1<sup>e</sup> ligne : découpage de la distribution  $D_{625}$ . Les zones hachurées sur les figures a, b, c et d correspondent respectivement à des événements monosource purs, monosource, bisource, bisource purs. 2<sup>e</sup> ligne : distributions de charges relatives aux différentes tranches définies sur la 1<sup>e</sup> ligne. 3<sup>e</sup> ligne : distribution de charge du plus gros fragment de l'événement. 4<sup>e</sup> ligne : deuxième plus gros Z en fonction du plus gros Z. Les lettres a, b, c et d indicées font référence au découpage initial de la distribution  $D_{625}$ , figure 5.13, ligne 1.

Les distributions de charges (spectres indicés 1 sur la figure 5.13) présentent une évolution très nette et continue entre a et d : les monosources pures semblent essentiellement constituées d'événements associant un gros fragment (charge jusqu'à 35 et plus : résidu de fusion incomplète?) et des particules légères ou petits IMF. Les bisources pures sont

formées de fragments dont la charge n'excède pas 30, sans déplétion visible cette fois pour les IMF de taille moyenne ( $Z=10$  à  $15$ ).

La distribution de la charge la plus élevée par événement est donnée sur les histogrammes indicés 2 (figure 5.13). Les différences observées confortent les remarques induites par les distributions de charges. Très peu d'événements monosource purs possèdent un plus gros fragment de charge inférieure à 10. De plus, en superposant une gaussienne sur le spectre correspondant au premier intervalle en  $D_{625}$ , l'ajustement est excellent, ce qui tendrait à prouver, sinon l'unicité du mécanisme existant dans cette première tranche, du moins un certain degré de similarité entre les événements qui la composent (peut-être une évolution continue de la fusion-évaporation vers un autre mécanisme de désexcitation ?).

Le spectre des  $Z_{max}$  pour les bisources pures semble, quant à lui, se dédoubler : il peut être décomposé en deux contributions gaussiennes, de valeurs moyennes respectives 11 et 17 environ. Cet intervalle de  $D_{625}$  est donc à la fois constitué d'événements à fragments assez lourds et de données comprenant exclusivement des IMF moyens et particules légères.

Néanmoins, dans tous les cas, les deux charges les plus importantes produites dans la réaction sont très voisines (figure 5.13  $d_3$ ). Du fait de la symétrie du système considéré (charge du projectile = charge de la cible = 28), l'hypothèse de la collision binaire est la plus vraisemblable pour les événements à  $D_{625}$  supérieur à 0.015.

La ligne de diagrammes indicés 3 (figure 5.13) a également l'avantage de nous présenter la gradation qui conduit aux événements bisource reconnus en  $d_3$ . En  $a_3$ , les événements que nous qualifions de monosources pures sont quasi-systématiquement composés d'un résidu associé à des IMF plus ou moins légers.

Cette constatation nous permet déjà de hasarder que les monosources isolées dans Ni + Ni à 32 A·MeV sont en partie issues d'un processus fusion incomplète-évaporation, analogue à la formation d'un noyau composé avérée aux basses énergies de bombardement (en tout cas pour l'îlot où les résidus lourds sont détectés en coïncidence avec des IMF et particules légers). Les spectres de la figure 5.14 semblent également étayer une telle hypothèse.

En effet, les multiplicités totales (ligne indiquée 4) diminuent quand le balayage en  $D_{625}$  va des monosources aux bisources pures. La structure fine de cette évolution indique une diminution de la multiplicité de charges 1 et 2, et une augmentation de celle d'IMF lorsque nous passons de la tranche  $a$  à la tranche  $d$ .



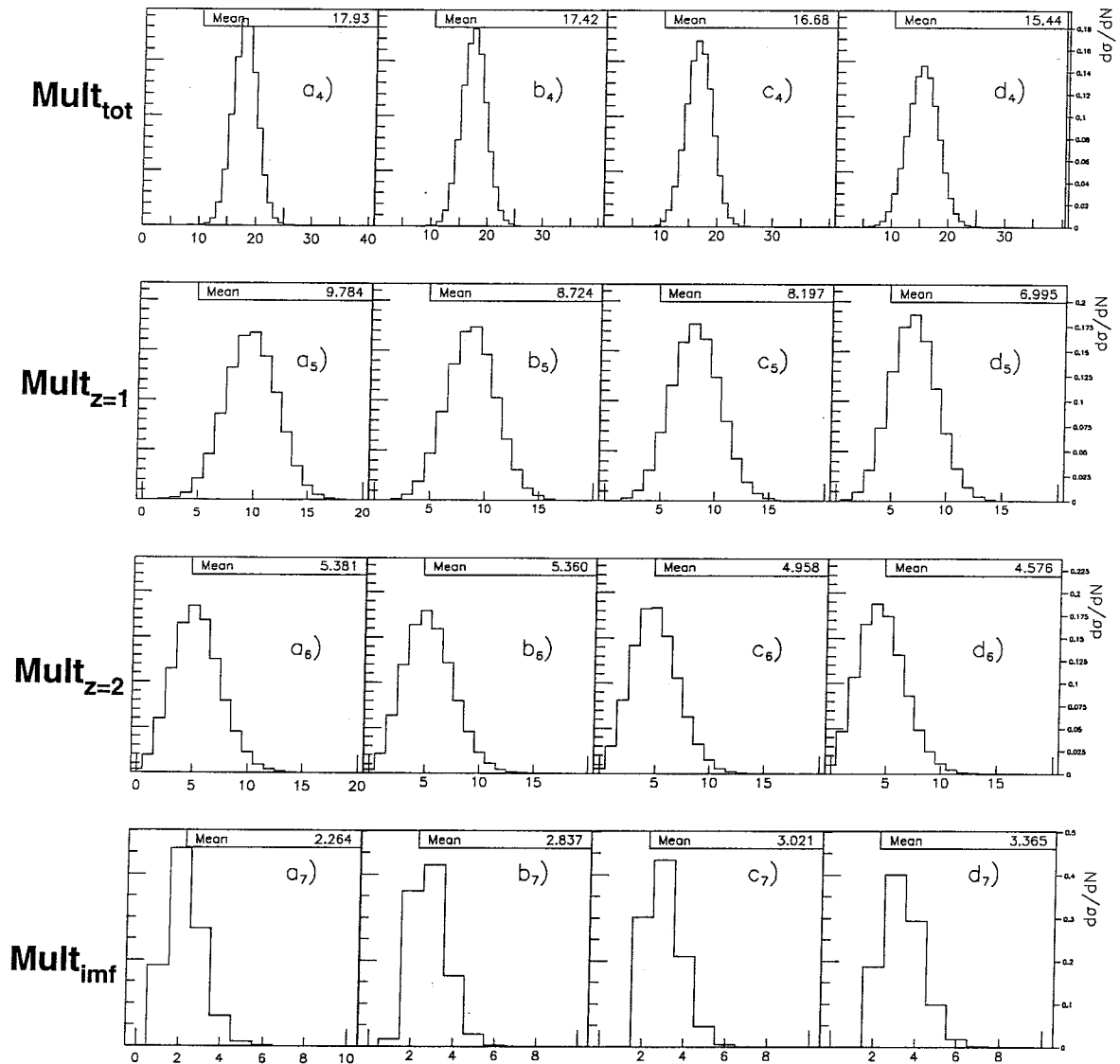


Figure 5.14: *Événements Ni + Ni à 32 A-MeV expérimentaux.* 1<sup>e</sup> ligne : multiplicité totale. 2<sup>e</sup> ligne : multiplicité d'hydrogène. 3<sup>e</sup> ligne : multiplicité d'hélium. 4<sup>e</sup> ligne : multiplicité d'IMF ( $Z \geq 3$ ). Les lettres a, b, c et d indicées font référence au découpage initial de la distribution  $D_{625}$ , figure 5.13, ligne 1.

Là encore, tout paraît confirmer l'attribution *a priori* des noms des différents intervalles, et le scénario le plus concordant imaginé pour la désexcitation des monosources pures (mécanisme prépondérant : émission séquentielle de particules légères et de petits IMF). L'augmentation du nombre d'IMF avec  $D_{625}$  plaide en faveur d'une fragmentation du système (binaire) projectile-cible (ce sont les événements de la figure 5.13  $d_2$  — charge du plus gros — ajustés par la gaussienne dont la valeur moyenne se situe autour de 10).

Il est à noter que ce nombre moyen d'IMF redevient plus faible avec l'augmentation de la pureté de l'échantillon bisource (prise en compte, par exemple, des seuls événements à  $D_{625} \geq 0.06$ ), les événements étant de moins en moins dissipatifs.

### 5.3.2 Variables globales de forme

De la même manière que ci-dessus, nous avons étudié quelques variables globales de forme (voir chapitres 2 et 3) pour les différentes tranches en  $D_{625}$  notées  $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $d$  sur la figure 5.13.

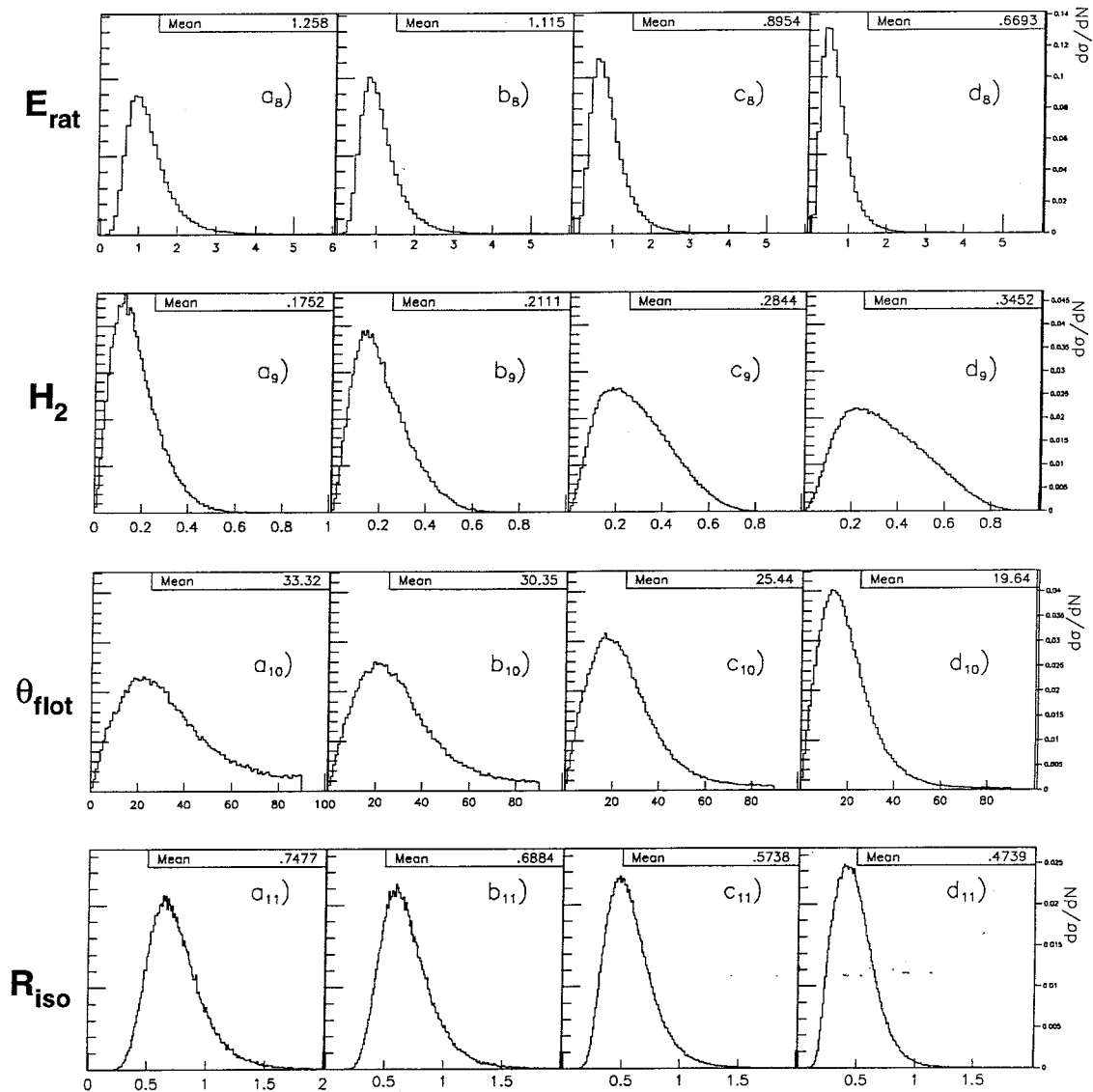


Figure 5.15: *Événements Ni + Ni à 32 A·MeV expérimentaux.* 1<sup>e</sup> ligne : équivalent énergétique du rapport d'isotropie (voir chapitre 2). 2<sup>e</sup> ligne : moment de Fox et Wolfram d'ordre 2. 3<sup>e</sup> ligne : angle de flot. 4<sup>e</sup> ligne : rapport d'isotropie dans le centre de masse. Les lettres  $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $d$  indiquées font référence au découpage initial de la distribution  $D_{625}$ , figure 5.13, ligne 1. L'angle de flot est calculé en incluant les  $Z = 2$ .

Le rapport d'isotropie  $\mathbf{R}_{\text{iso}}$  (figure 5.15 indices 11) et son cousin énergétique  $\mathbf{E}_{\text{rat}}$  (indices 8), qui décrivent un événement de façon sensiblement similaire, varient dans le même sens, à savoir une augmentation de la valeur moyenne conjuguée à un élargissement des spectres lorsque  $D_{625}$  diminue.

Ce comportement est en accord avec les prédictions théoriques qui assignent aux deux variables  $\mathbf{R}_{\text{iso}}$  et  $\mathbf{E}_{\text{rat}}$  des valeurs d'autant plus élevées que l'événement s'approche de l'isotropie.

L'évolution, très sensible également, du Moment de Fox et Wolfram d'ordre 2,  $\mathbf{H}_2$  (figures indicées 9 en 5.15), exactement inverse des observables précitées, concorde également avec les hypothèses sur le caractère monosource ou bisource des événements constituant les quatre tranches en  $D_{625}$  choisies. Nous rappelons que  $\mathbf{H}_2$  vaut 0 (respectivement 1) pour les événements parfaitement isotropes (respectivement binaires).

Tout aussi marquée, la variation avec  $D_{625}$  de l'angle de flot ( $\theta_{\text{flot}}$ ) est également compatible avec la présence majoritaire de monosources (donc plutôt isotropes, sachant que les particules de charge égale à deux sont incluses dans le calcul de  $\theta_{\text{flot}}$ ) en  $a$  et de bisources (formes allongées) en  $d$  (figure 5.15, indices 10).

Pareillement, sur la figure 5.16 (ligne indicée 12), la représentation en sphéricité-coplanarité indique que la zone où les valeurs de  $D_{625}$  sont les plus faibles contient des événements plutôt sphériques<sup>9</sup>, tandis que la tranche notée  $d$  accuse un maximum en densité du côté "cigare" (cf. chapitre 2).

Des figures 5.15 et 5.16 première ligne, nous pouvons déduire que les réactions à petits  $D_{625}$  produisent nettement plus d'événements isotropes que toutes les autres.

Néanmoins, si les variables de forme ci-dessus étaient les seules quantités à notre disposition, nous ne pourrions pas conclure sur la nature monosource ou bisource des événements concernés (voir également chapitre 2), puisqu'il n'y a pas d'équivalence entre les descriptions en forme et en mécanisme de réaction.

### 5.3.3 Autres observables cinématiques

Certaines représentations, comme celles des figures 5.16 (deuxième et troisième lignes) et 5.17, permettent d'être plus formel dans l'appréciation du caractère monosource ou bisource des événements appartenant aux intervalles de  $D_{625}$  fixés en §5.3.1.

La ligne indicée 13 est, notamment, assez significative : elle montre, pour chaque IMF dans les différentes tranches  $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $d$ , la vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle au faisceau, calculées dans le centre de masse de l'événement. Le passage graduel des monosources à des bisources de mieux en mieux séparées est indéniable.

<sup>9</sup>Pour être rigoureux, il faut bien entendu lire : plus sphériques que ceux des autres tranches en  $D_{625}$  !

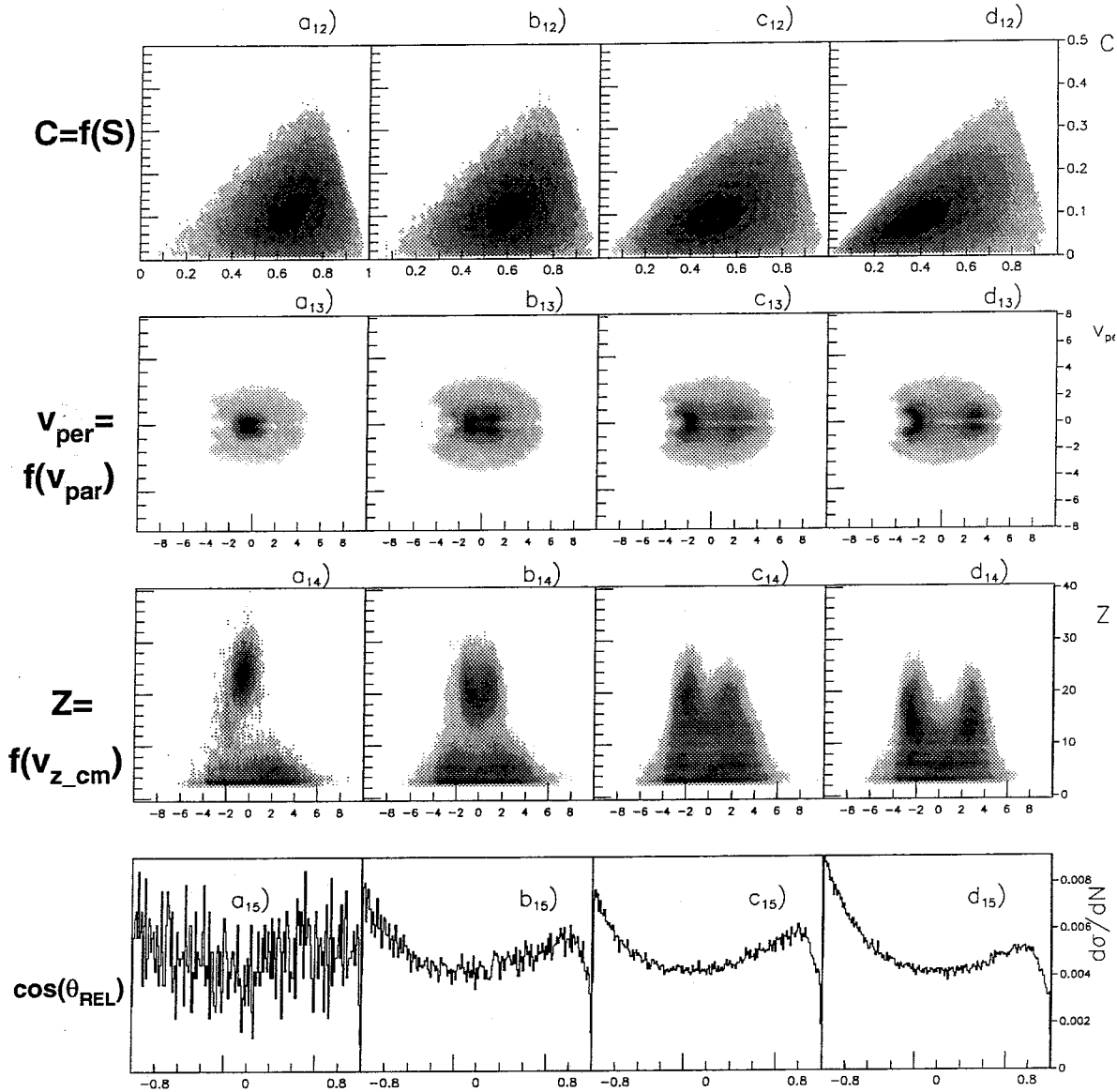


Figure 5.16: *Événements Ni + Ni à 32 A·MeV expérimentaux.* 1<sup>e</sup> ligne : coplanarité en fonction de la sphéricité. 2<sup>e</sup> ligne : vitesse perpendiculaire en fonction de vitesse parallèle des IMF ( $Z \geq 3$ ). 3<sup>e</sup> ligne : charge en fonction de vitesse parallèle, tous produits détectés. 4<sup>e</sup> ligne : cosinus des l'angles relatifs entre IMF. Les lettres a, b, c et d indicées font référence au découpage initial de la distribution  $D_{625}$ , figure 5.13, ligne 1.

Très spectaculaire également, l'évolution sur la ligne 14 est associée aux diagrammes bidimensionnels charge en fonction de la vitesse parallèle des produits, dans le centre de masse. Le changement de mécanisme est plus qu'explicite entre  $a_{14}$  et  $d_{14}$ , et nous pouvons sans hésitation affecter les dénominations de monosource et de collision binaire aux événements appartenant aux intervalles de  $D_{625}$  les plus extrêmes.

Il est à noter toutefois, dans le cas des monosources, un comportement inexpliqué : les fragments de charge comprise entre 3 et 8 se trouvent pour une grande partie à l'avant du centre de masse, alors que les fragments les plus lourds (résidus) ont une vitesse légèrement inférieure à celle de ce même centre de masse. Cet effet<sup>10</sup> sur les  $Z \leq 8$  pourrait provenir d'une émission de type "spray" [Col98, Col98b] ou être la manifestation de rémanents d'une collision binaire, mais aucune de ces deux hypothèses n'est vérifiée de façon évidente. Une troisième possibilité invoquerait des erreurs expérimentales systématiques [Riv99] (par exemple, dans l'étalonnage). Enfin une dernière éventualité, très séduisante, serait d'envisager une certaine transparence des noyaux durant la collision, phénomène prédit pour Ni + Ni dès 23 A-MeV par des calculs dynamiques de type Landau-Vlasov [Eud99].

Enfin, sur la figure 5.16, ligne indice 15, les distributions des angles relatifs entre IMF (ici, sans le plus gros fragment) permettent également de se former une idée plus précise sur les événements compris dans chaque tranche de  $D_{625}$  : les deux intervalles extrêmes présentent les caractéristiques attendues [Fra98] pour des monosources (fig. 5.16  $a_{15}$ , distribution plate) et des bisources (fig. 5.16  $c_{15}$  et  $d_{15}$ , excès aux grands angles relatifs, et remontée aux petites valeurs de  $\theta_{rel}$ ).

Pour terminer, considérons l'évolution des angles, dans le centre de masse (recalculé événement par événement<sup>11</sup>), entre la direction du fragment (ou de la particule) détecté(e) et celle du faisceau.

Les distributions d'hydrogène et d'hélium (lignes 16 et 17) semblent remarquablement similaires. Cette particularité peut s'expliquer par une constance dans le mécanisme d'émission de prééquilibre.

En revanche, la ligne 18 montre des comportements différents pour les IMF. La première tranche en  $D_{625}$  présente une petite remontée aux angles avant et arrière, conciliable avec l'existence, parmi les monosources, d'événements du type fusion-fission, ou possédant un moment angulaire élevé, ou encore présentant des "spray" [Col98b] d'IMF légers à l'avant (par conservation de l'impulsion, les résidus plus lourds seraient donc préférentiellement à l'arrière).

Les simulations effectuées avec le code Simon (chapitre 2 et annexe B), pour lesquelles les deux premières catégories d'événements subsistent dans l'échantillon monosource total, offrent les mêmes caractéristiques<sup>12</sup> (voir également chapitre 4). Dans la dernière tranche en  $D_{625}$ , aucun doute n'est permis non plus : les excès d'IMF comptabilisés aux petits et grands angles sont le fait d'événements binaires.

<sup>10</sup>De même que la prépondérance des petits angles de flot, voir figure 5.15  $a_{10}$ .

<sup>11</sup>Les résultats ne changent pas dans le cas du centre de masse théorique.

<sup>12</sup>Dans le cas de Simon, le "spray" n'existe évidemment pas.

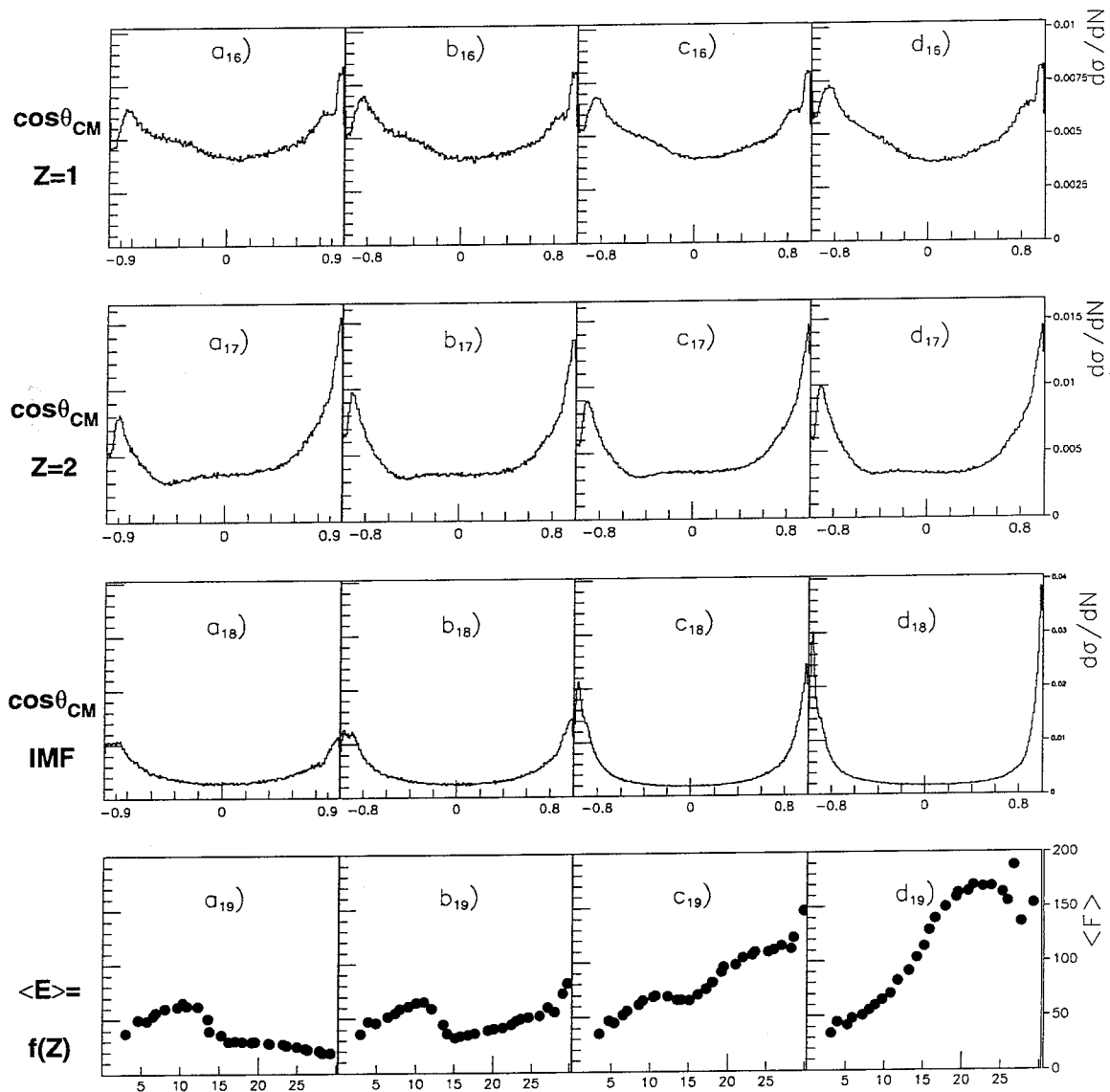


Figure 5.17: *Événements Ni + Ni à 32 A·MeV expérimentaux.* 1<sup>e</sup> ligne : cosinus de l'angle, dans le centre de masse entre la direction des particules hydrogène et celle du faisceau. 2<sup>e</sup> ligne : idem pour les hélium. 3<sup>e</sup> ligne : idem pour les IMF. 4<sup>e</sup> ligne : énergie moyenne dans le centre de masse versus charge des fragments  $Z \geq 3$ . Les lettres a, b, c et d indicées font référence au découpage initial de la distribution  $D_{625}$ , figure 5.13, ligne 1.

La comparaison (ligne 19) pour les différentes tranches en  $D_{625}$  de l'énergie moyenne (dans le centre de masse) en fonction de la charge des fragments est également très révélatrice (le plus gros fragment de l'événement est conservé dans tous les intervalles).

La figure  $a_{19}$  est à relier au cas où il n'existe pas d'énergie d'expansion radiale pour les événements considérés, du moins pour les fragments de  $Z > 8$ . Si nous considérons ces fragments, les événements à  $D_{625} \leq -0.063$  sont compatibles avec des monosources résultant d'une fusion incomplète suivie d'une évaporation, ou éventuellement d'une multifragmentation dont l'énergie d'expansion serait presque nulle. A titre de comparaison, le diagramme représentant l'énergie moyenne (dans le centre de masse) en fonction de la charge des fragments est donné à la figure 5.18 pour des événements monosource Simon, qui se désexcitent par émission séquentielle.

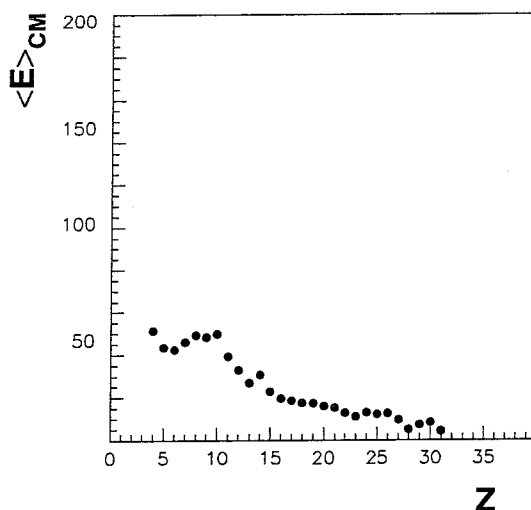


Figure 5.18: *Energie moyenne dans le centre de masse en fonction de la charge des fragments ( $Z \geq 3$ ). Monosources Simon, Ni + Ni à 32 A·MeV. Evénements de désexcitation séquentielle.*

Les événements pour lesquels  $D_{625} \geq 0.015$  présentent quant à eux une forte augmentation de l'énergie moyenne qui peut (et doit, au vu des remarques de ce §5.3) être allée au caractère binaire de la collision<sup>13</sup>.

Comme au §5.3.3, nous devons cependant souligner le comportement des produits de  $Z \leq 8$  : quelle que soit la tranche en  $D_{625}$  considérée, ces derniers semblent affectés de la même croissance de l'énergie moyenne avec la charge. Le phénomène renvoie à ce que nous observons sur la figure 5.16  $a_{14}$ , que nous n'expliquons pas davantage ici.

<sup>13</sup>La rupture, visible sur les figures 5.17  $a_{19}$  et  $b_{19}$ , est due au déficit d'IMF entre  $Z=10$  et  $Z=15$ , déjà soulignée lors de l'analyse de la distribution de charges, figure 5.13 indices 2.

### 5.3.4 Conclusion

Le suivi, purement expérimental, de l'évolution entre différentes tranches en  $D_{625}$  nous permet donc de conclure à la présence majoritaire d'événements monosource pour les valeurs les plus faibles de notre variable discriminante, et de bisources pour ses valeurs les plus élevées.

En prenant pour base l'analyse un peu rudimentaire réalisée dans le paragraphe 5.3 (voir développement au chapitre suivant), nous pouvons déjà émettre une hypothèse sur le mode de désexcitation privilégié des monosources sélectionnées par  $D_{625} \leq -0.063$ .

En effet, certains indices donnés par une première exploitation des données Ni + Ni à 32 A·MeV laissent à penser que des émissions séquentielles, intégrées dans un processus de fusion-évaporation tels qu'ils existent à basse énergie faisceau, constituent le principal mécanisme de désexcitation des sources considérées.





# Chapitre 6

## Etude de la monosource expérimentale

Une description en  $D_{625}$  des données expérimentales Ni + Ni à 32 A·MeV permet, ainsi qu'en atteste le dernier paragraphe du chapitre 5, d'isoler un échantillon majoritairement constitué de monosources. Pour affiner l'analyse esquissée précédemment, nous nous proposons, dans ce chapitre, de caractériser plus précisément les événements sélectionnés, avant de les confronter à deux modèles typiques, qui autoriseront éventuellement de conclure sur les mécanismes de désexcitation mis en jeu.

### 6.1 Caractérisation expérimentale

S'il est maintenant prouvé que ce sont essentiellement des événements monosource qui composent le lot expérimental tel que  $D_{625} \leq -0.063$ , il reste à déterminer la nature de ces sources uniques, notamment grâce à l'étude des processus d'émission des produits détectés.

#### 6.1.1 Objectif

Il serait, entre autres, intéressant de savoir si les particules et fragments isolés par  $D_{625}$  proviennent plutôt d'événements de multifragmentation (émission multiple et simultanée de fragments par une source — "noyau" composite — plus ou moins équilibrée suivant les degrés de liberté du système [Lóp89, Gros89, Gros90, Col97]), de fusion incomplète suivie de désexcitation statistique (émissions séquentielles par une source supposée à l'équilibre thermodynamique [Fuc94, Dur93]), ou d'une combinaison de ces deux mécanismes.

Dans le chapitre 5, paragraphe 5.3, si certaines distributions sont compatibles avec les deux possibilités (figures 5.14<sub>4</sub> : multiplicité totale; 5.15, 5.16<sub>12</sub> et 5.16<sub>13</sub> : variables de forme; 5.17<sub>16</sub>, 5.17<sub>17</sub> et 5.17<sub>18</sub> : angles dans le centre de masse), d'autres en revanche sont davantage conciliables avec des processus d'émission séquentielle faisant suite à une sorte de fusion incomplète. Par exemple, le fait que les monosources pures (pour reprendre le vocabulaire du chapitre 5) présentent systématiquement de gros résidus (figure 5.13<sub>2</sub> et 5.13<sub>3</sub>), des multiplicités faibles pour les fragments (figure 5.14<sub>7</sub>), fortes pour les particules légères (figures 5.14<sub>1</sub> et 5.14<sub>2</sub>), semble étayer l'hypothèse de la formation, lors de la

collision, d'un noyau composite ayant eu le "temps" d'atteindre un degré d'équilibration élevé.

La terminologie des réactions de basse énergie (dont nous considérons 20 A·MeV environ comme la borne supérieure [Bon88, Fuc94]) n'est cependant pas directement applicable ici, dans la mesure où l'énergie totale disponible pour le système (après soustraction de la barrière coulombienne) devient proche de l'énergie de liaison des nucléons ( $E_{dispo} = 7.18 \text{ A} \cdot \text{MeV}$ ). Peut-on, par conséquent, encore parler d'équilibre thermique ou thermodynamique [Bor96, Bon95] et de fusion ? Rien n'est moins certain.

De fait, la taille des "gros" résidus formés n'excède guère celle du projectile — ou de la cible, en l'occurrence — (figures 5.13<sub>1</sub> et 5.13<sub>2</sub>), les multiplicités totales deviennent relativement élevées, et la cinématique (figures 5.15 à 5.17) ne reflète plus vraiment le comportement aux basses énergies [Aug86, Gom88, Sur89, Pla89, Hag92, Hag94].

Ainsi donc, même si un premier survol des données expérimentales Ni + Ni suggère la persistance d'un mécanisme fusion incomplète-évaporation à 32 A·MeV, il s'agit maintenant d'entrer davantage dans le détail de ces réactions, ayant lieu à des énergies intermédiaires entre deux descriptions de la matière nucléaire.

## 6.1.2 Etude des distributions d'énergie dans le centre de masse

L'analyse des distributions des énergies (dans le centre de masse) pour différents secteurs angulaires peut, en particulier, fournir des indications précieuses sur les modes d'émission des monosources<sup>1</sup> et éventuellement leur degré d'équilibration<sup>2</sup>.

### a. Etude par type de particules et de fragments

Pour les événements monosource qualifiés de "purs" dans le chapitre précédent ( $D_{625} \leq -0.063$ ), nous avons donc considéré les spectres en énergie (dans le centre de masse de la réaction) de tous les produits qui peuvent être distingués grâce à INDRA.

Nous disposons déjà d'une indication sur l'isotropie globale des monosources sélectionnées (se reporter aux figures sur les variables de forme du chapitre 5); pour vérifier ce qu'il en est par catégorie de produits (voir déjà figure 5.17) et en déduire des caractéristiques plus précises des sources uniques, les distributions en énergie dans le centre de masse ont été passées en revue pour différents secteurs angulaires.

<sup>1</sup>Avec les réserves habituelles liées à ce genre d'analyse : des spectres en énergie qui se superposent sur différents secteurs angulaires, pour un type de particule fixé, constituent évidemment une condition nécessaire pour démontrer l'isotropie d'un événement. Il faut notamment veiller à ne pas conclure trop hâtivement événement par événement, puisqu'on ne dispose que de la superposition de tous les événements (comportement statistique par définition) : les effets sont "moyennés" sur le lot total considéré.

<sup>2</sup>Si l'on admet que les pentes des spectres représentent une température... ce qui est à prendre avec beaucoup de précautions, compte tenu de la note précédente. De toute façon, il ne s'agit encore que d'une condition nécessaire (la désexcitation séquentielle d'un noyau équilibré distribue les énergies dans le centre de masse des produits selon une Maxwellienne, la pente de cette dernière représentant la température du noyau équilibré. La réciproque ne va pas de soi).

Ces derniers ont été déterminés, dans le centre de masse également, de sorte à couvrir des domaines équivalents en angle solide [Mar95]; les valeurs moyennes associées à chacune de ces tranches valent respectivement  $29^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $68^\circ$ ,  $83^\circ$ ,  $97^\circ$ ,  $112^\circ$ ,  $129^\circ$  et  $151^\circ$  environ.

Dans la suite, un “spectre d’énergie centre de masse à  $68^\circ$ ”, par exemple, désignera le spectre des énergies, dans le centre de masse, des particules  $i$  telles que  $0.25 \leq \cos \theta_{cm}(i) < 0.5$ . Les spectres présentés dans ce paragraphe et le suivant ne sont pas normalisés, mais ils ont été construits de manière à contenir un nombre de particules à peu près équivalent.

Quel que soit le type de particule considéré, les angles dits “intermédiaires” dans le centre de masse ( $50^\circ$  à  $129^\circ$ ) voient les spectres en énergie se superposer, tandis que des petites différences de pente sont observées entre les distributions avant ou arrière et les distributions les plus centrales (figures 6.1 *b*, 6.2 *b*, 6.3 *b* et 6.4 *b*).

### $\alpha$ . Protons

Dans le cas des protons (figure 6.1), les spectres en énergie dans le centre de masse sont remarquablement identiques pour le domaine angulaire intermédiaire (figure 6.1 *a*). Le petit déficit aux basses énergies, qui est observé dans le cas des angles plutôt arrière ( $129^\circ$  ici), est dû au détecteur. Néanmoins, il est possible d’ajuster ces distributions par une Maxwellienne. La probabilité de la distribution d’énergie  $E$  s’écrit alors :

$$P(E) = C \frac{E - E_B}{T^2} \exp\left(-\frac{E - E_B}{T}\right),$$

où  $C$  est une constante,  $E_B$  la barrière et  $T$  la température d’émission, ce qui correspond, dans le cadre de la théorie statistique [Wei37], à une évaporation (séquentielle) de particules par un noyau composé.

Cependant, nous ne pouvons tirer aucune conclusion de la forme des distributions de la figure 6.1 *a*, si ce n’est qu’elles sont compatibles avec l’hypothèse d’une source isotrope pour les protons.

En revanche, les spectres en énergie centre de masse à  $\theta = 29^\circ$  (étoiles sur 6.1 *b*) et  $\theta = 151^\circ$  (non figuré) présentent une petite déviation, aux énergies proton élevées, par rapport à  $\theta = 83^\circ$  (pointillés 6.1 *b* et ajustement Maxwellien correspondant, trait plein).

La différence entre les distributions étoilée et pointillée conduit à la figure 6.1 *c*, et à une vitesse moyenne, pour les protons de la composante supplémentaire, de  $7.87 \text{ cm.ns}^{-1}$  (dans le centre de masse). Il s’agit par conséquent de protons détectés à environ deux fois la vitesse du centre de masse du système (exprimée dans le référentiel du laboratoire), qui vaut  $3.94 \text{ cm.ns}^{-1}$ . Ces protons ont donc été accélérés à deux fois la vitesse initiale du projectile, phénomène qui peut s’expliquer par des collisions nucléon-nucléon survenues au début de la réaction, et donnant lieu à une émission hors-équilibre.

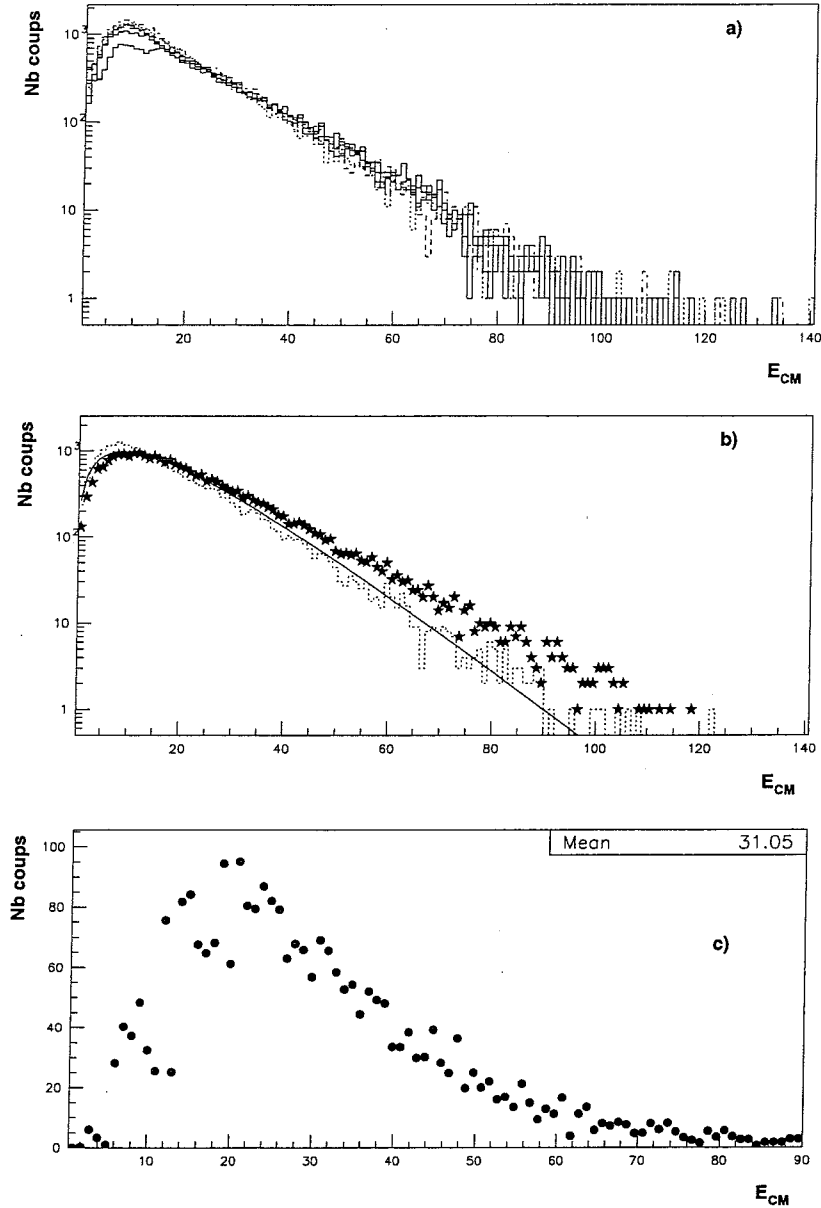


Figure 6.1: *Distributions des énergies dans le centre de masse des protons, pour différents secteurs angulaires. Ni + Ni à 32 A·MeV. a : tranches centrales de  $\theta_{cm}$  moyens 50° (trait plein), 83° (tirets), 112° (pointillés) et 129° (trait plein). b : superposition de la courbe considérée comme référence (83°, en pointillés, ajustement par une maxwellienne en trait plein) et du spectre énergétique des protons à un angle moyen de 20° (étoiles). c : différence entre les contributions avant et centrale.*

Celle-ci, que nous appellerons prééquilibre<sup>3</sup>, a lieu pendant un intervalle de temps très court après le début de l'interaction projectile-cible, à l'échelle incompatible avec une quelconque équilibration du système.

<sup>3</sup>Certains auteurs distinguent le prééquilibre de la préthermalisation [Bon88, Dor97] : nous ne ferons pas ici cette classification.

Le prééquilibre a déjà été observé expérimentalement à de nombreuses reprises (entre autres : pour les neutrons [Dor97], pour les protons [Ger97]) et quelques tentatives de modélisations ont été réalisées [Cer86, Gui00]. L'établissement d'un lien entre les émissions de particules dites de mi-rapidité [Gal98, Lef98, Luk97] et le prééquilibre est également d'actualité, ainsi que l'élargissement de la notion de prééquilibre (limitée aux protons, neutrons et éventuellement aux alphas dans les références ci-dessus) à des charges supérieures à trois [Col98, Col98b].

Dans notre cas, nous nous contenterons de noter l'existence de ce prééquilibre en protons (et, symétriquement, en neutrons) et d'en tenir compte dans la suite (voir paragraphe 6.1.2).

### $\beta$ . Alphas

Le même comportement se retrouve sur les spectres en énergie (dans le centre de masse) des particules alpha (figure 6.2) : outre celles des angles extrêmes (figure 6.2 *b*), les distributions se superposent plutôt bien et sont à nouveau ajustables par une Maxwellienne (figure 6.2 *a*).

Pour les angles  $\theta = 29^\circ$  et  $\theta = 151^\circ$ , une deuxième contribution se dessine (figure 6.2 *b*), comme pour les protons, à haute énergie. Cependant, l'analogie s'arrête là ; en effet, la composante  $\alpha$  est formellement moins bien définie que le signal proton : la largeur du spectre 6.2 *c*, différence des distributions à  $\theta = 29^\circ$  et  $\theta = 83^\circ$ , est notamment très grande, ce qui nous amène à envisager l'hypothèse d'une superposition de phénomènes.

Cependant, à partir de la figure 6.2 *c*, nous pouvons estimer une vitesse moyenne dans le centre de masse de ces alphas les plus énergétiques. Il s'avère que ces derniers se déplacent à environ  $5.3 \text{ cm.ns}^{-1}$  dans le référentiel du centre de masse, soit une vitesse supérieure aux  $3.93 \text{ cm.ns}^{-1}$  du projectile, mais dont l'interprétation paraît plus difficile que dans le cas des protons.

Des émissions hors-équilibre pourraient évidemment être responsables de telles manifestations [Vie94], bien qu'il soit plus délicat de parler de prééquilibre en termes de collisions nucléon-nucléon pour des  $Z = 2$ , et qu'un vestige de pollution binaire ne puisse être totalement exclu.

Néanmoins, comme dans le cas des protons, nous prenons acte de cette contribution, quelle qu'elle soit, pour effectuer les calculs du paragraphe 6.1.2.

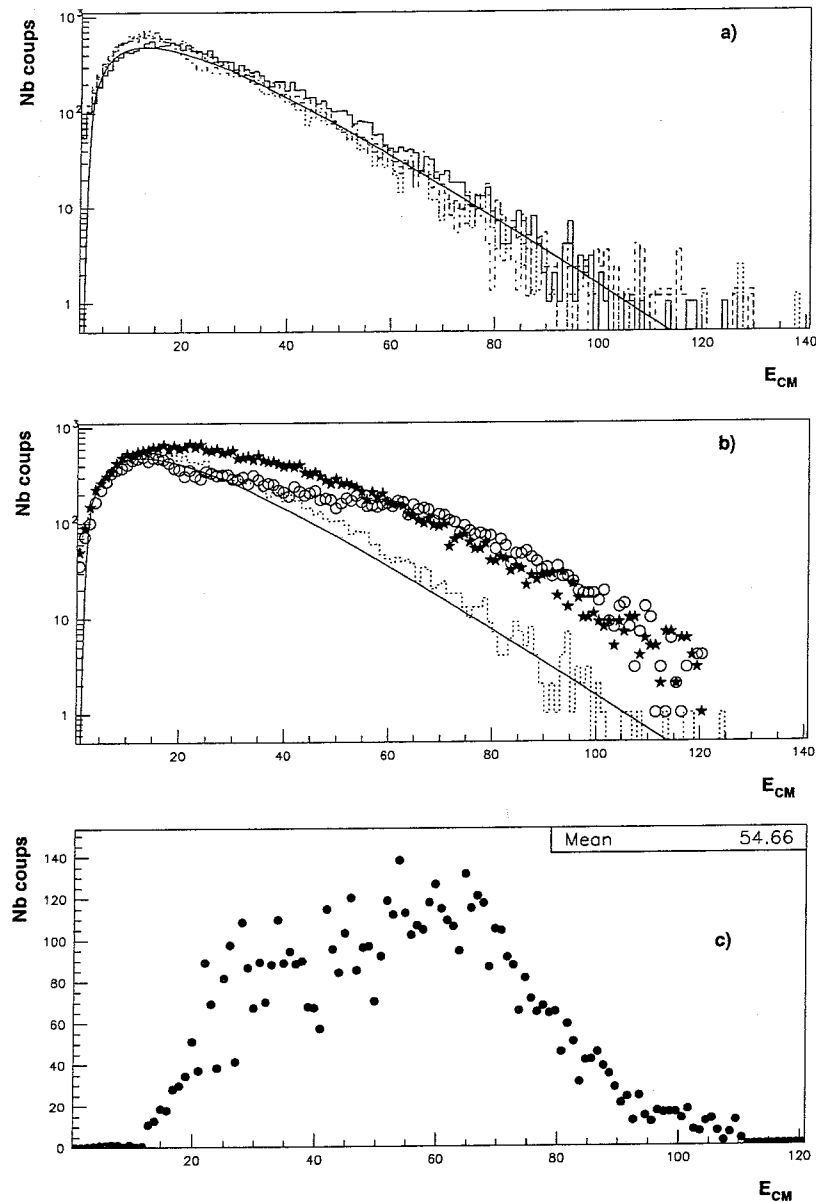


Figure 6.2: *Distributions des énergies dans le centre de masse des alphas, pour différents secteurs angulaires. Ni + Ni à 32 A·MeV. a : tranches centrales de  $\theta_{cm}$  moyennes  $50^\circ$  (trait plein),  $83^\circ$  (tirets) et  $112^\circ$  (pointillés). b : superposition de la courbe considérée comme référence ( $83^\circ$ , en pointillés, ajustement par une maxwellienne en trait plein) et du spectre énergétique des alphas à un angle moyen de  $20^\circ$  (étoiles). Les points représentent la contribution à  $151^\circ$ , avec le déficit caractéristique de comptage en  $Z = 2$  généré par le détecteur (observé dans les spectres en  $\theta_{cm}$ , voir chapitres 2 et 5). c : différence entre les contributions avant ( $20^\circ$ ) et centrale ( $83^\circ$ ).*

### $\gamma$ . Charges $Z = 3$ et autres IMF

Le manque de statistique pour les charges supérieures à deux devient patent. Nous avons malgré tout vérifié que les spectres en énergie dans le centre de masse semblent

effectivement se superposer pour les angles intermédiaires ( $50^\circ \leq \theta_{cm} \leq 129^\circ$ , figure 6.3 a pour les  $Z = 3$  et 6.4 a pour la totalité des IMF), alors qu'une petite excursion à haute énergie est observable à l'avant ou à l'arrière (figures 6.3 b et 6.4 b). Le calcul d'une vitesse moyenne pour ce surplus (quelque contestable qu'il soit) a été effectué, identique à celui des paragraphes précédents.

Les produits de réaction de charge 3, "hors-équilibre", se déplaceraient dans ce contexte à  $4.6 \text{ cm} \cdot \text{ns}^{-1}$  dans le centre de masse : mais, encore une fois, cette valeur est à prendre avec circonspection, au vu de la faible statistique disponible pour cette espèce (figure 6.3 c).

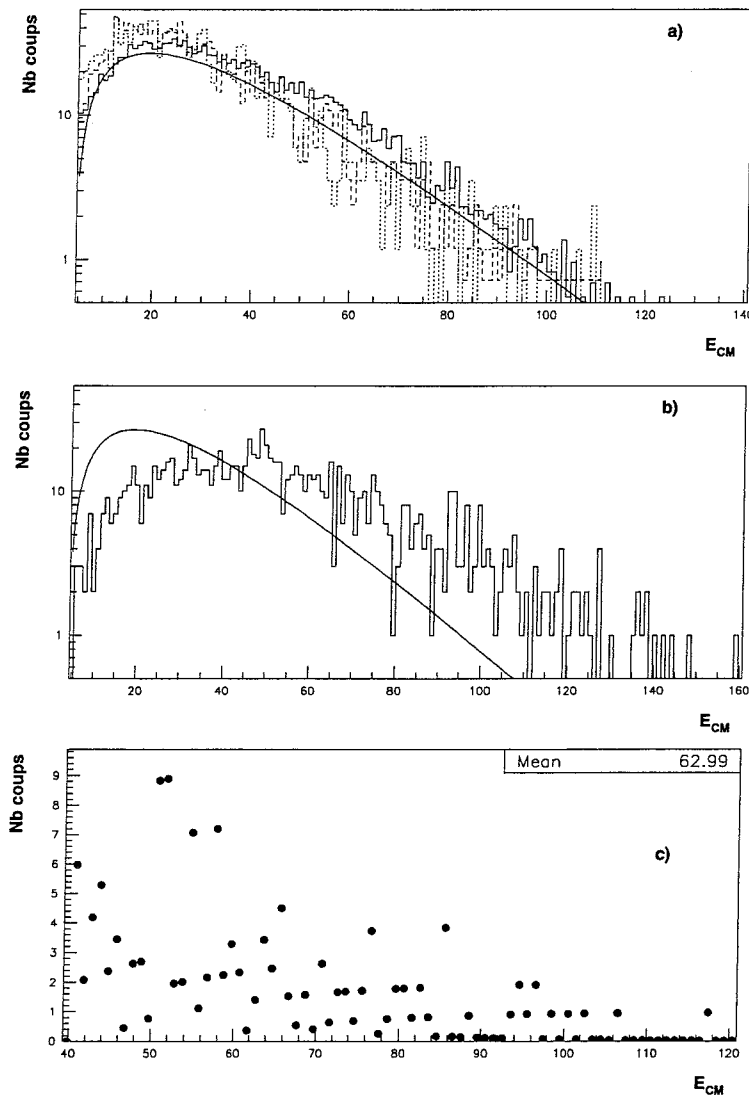


Figure 6.3: *Distributions des énergies dans le centre de masse des  $Z = 3$ , pour différents secteurs angulaires. Ni + Ni à 32 A·MeV. a : tranches centrales de  $\theta_{cm}$  moyens  $50^\circ$  (trait plein),  $83^\circ$  (tirets) et  $112^\circ$  (pointillés). b : superposition de la courbe (maxwellienne, en trait plein) ajustée à la référence ( $83^\circ$ ) et du spectre énergétique des  $Z = 3$  à un angle moyen de  $20^\circ$  (trait plein). c : différence entre les contributions avant et centrale (à partir de 40 MeV en abscisse).*



Nous convenons donc de négliger cet apport à haute énergie (décelable jusqu'à  $Z = 8$  environ), qu'il soit constitué de rémanents du quasi-projectile (ou de la quasi-cible), ou d'IMF émis hors-équilibre [Col98, Col98b] ou de toute autre façon. En effet, lorsque nous représentons tous les fragments sur un même spectre "angulaire" en énergie, les contributions avant-arrière à des vitesses élevées dans le centre de masse (voir courbes 6.4 b) sont marginales (ou, pour le moins, mal définies). Les distributions dans les diverses tranches composant le domaine  $50^\circ \leq \theta_{cm} \leq 129^\circ$  sont, quant à elles, tout à fait similaires (figure 6.4 a) sans résidu visible de collision binaire même relaxée.

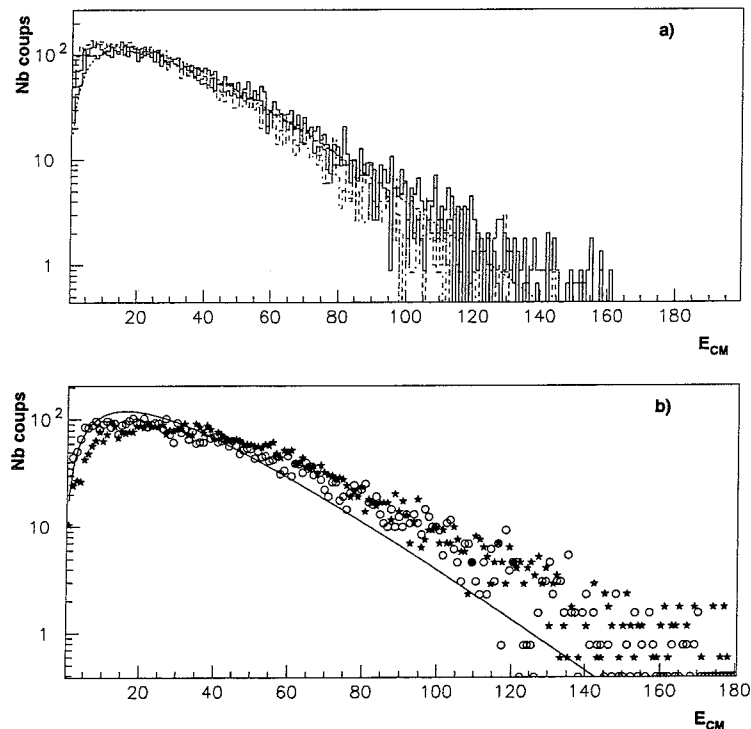


Figure 6.4: *Distributions des énergies dans le centre de masse de tous les IMF, pour différents secteurs angulaires. Ni + Ni à 32 A·MeV. a : tranches de  $\theta_{cm}$  moyens  $50^\circ$  (trait plein),  $83^\circ$  (tirets) et  $112^\circ$  (pointillés). b : superposition de la courbe (maxwellienne, en trait plein) ajustée à la référence ( $83^\circ$ ) et du spectre énergétique des IMF aux angles avant (étoiles) et arrière (points).*

### b. Etude du domaine angulaire central

Pour chaque type de particules et de fragments générés par la monosource, les distributions "centrales" ( $50^\circ \leq \theta_{cm} \leq 129^\circ$ ) en énergie dans le centre de masse prouvent donc l'isotropie de l'émission. La somme de ces contributions (spectre de l'énergie dans le centre de masse de tous les produits détectés aux angles intermédiaires) est donnée à la figure 6.5 a. La courbe qui décrit le mieux cette résultante 6.5 a est encore une Maxwellienne, ce qui pourrait signer la désexcitation séquentielle "à la Weisskopf" [Dur93] de la source unique. Une telle hypothèse n'est évidemment pas valide dans notre cas, puisque qu'elle entraînerait une émission de particules légères (protons, neutrons, alphas et éventuellement IMF légers) exclusivement (or nous construisons explicitement le spectre 6.5 a avec

tous les IMF), émission en outre plus ou moins adiabatique (l'énergie d'excitation de la source serait donc relativement faible, ce qui n'est pas non plus vérifié dans nos données).

Si néanmoins nous poussons le raisonnement jusqu'au bout (en toute connaissance de cause<sup>4</sup>), alors la pente du spectre 6.5 *a* reflète la température moyenne du noyau monosource<sup>5</sup>.

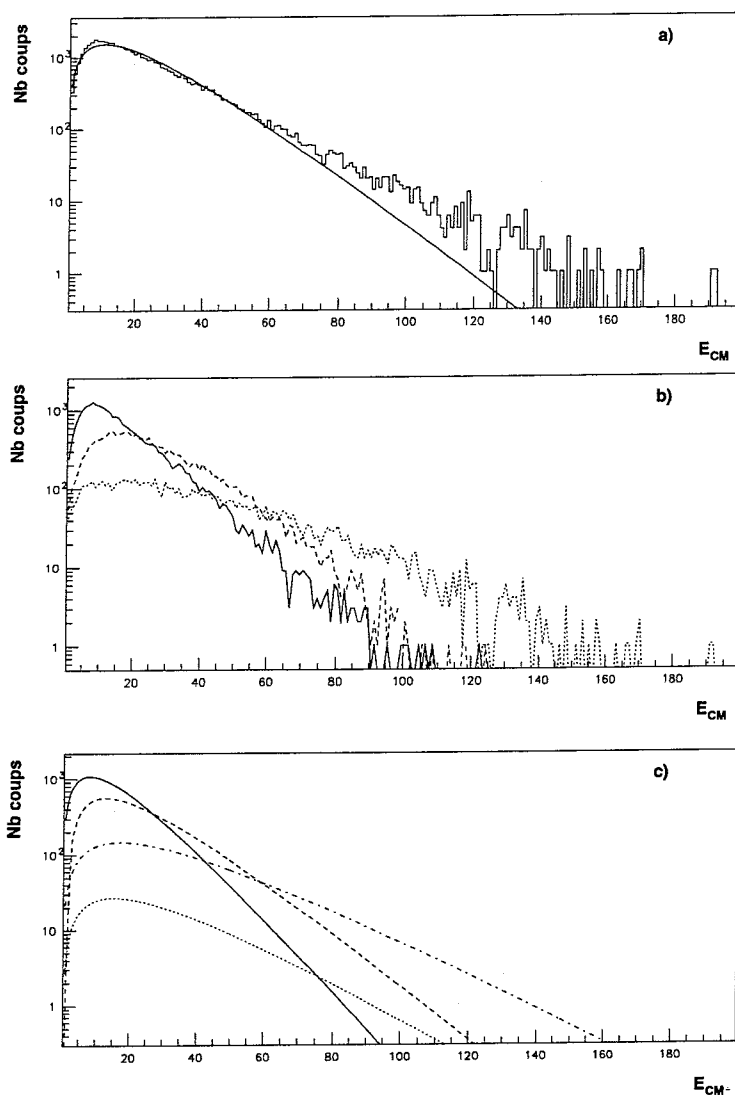


Figure 6.5: *Distributions des énergies dans le centre de masse, angles intermédiaires* ( $50^\circ \leq \theta_{cm,moy} \leq 129^\circ$ ). *Ni + Ni à 32 A·MeV.* a : tous produits détectés confondus (trait plein) et ajustement par une maxwellienne. b : contributions des protons (trait plein), alphas (tirets) et IMF (pointillés) superposés. c : ajustement par des maxwelliennes : protons (trait plein), alphas (tirets),  $Z = 3$  (pointillés) et total IMF (mixte).

<sup>4</sup>Voir aussi les notes de bas de page n° 1 et 2 de ce chapitre, et également les questions sur le sens d'un équilibre thermodynamique.

<sup>5</sup>Il ne s'agit pas forcément de la température réelle. Pour plus de détails sur les mesures théoriques et expérimentales de températures et la notion de température apparente, consulter les références [Dur97, Gul97, Mor94].

Cette dernière, valeur moyenne sur toute la chaîne de désexcitation, vaudrait alors à peu près 11 MeV. Ce qui paraît un peu élevé pour une désexcitation séquentielle, puisque l'énergie correspondante serait supérieure au seuil de la multifragmentation (température critique théorique  $\approx 17$  MeV, température limite expérimentale  $\approx 10$  MeV [Bon85]). Un autre argument en défaveur de l'émission séquentielle **au sens strict** réside dans le fait que la courbe 6.5 a n'est pas exactement une distribution de Maxwell...

En considérant les pentes des spectres de chaque catégorie de particules (figure 6.5 b), de retour dans le cadre d'hypothèses plus probables, liées à une désexcitation que nous pourrions qualifier de pseudo-statistique, nous observons une hiérarchie dans l'émission des différents produits. Les IMF (pente la moins importante) semblent en effet issus d'un noyau plus "chaud" que les alphas, évacuant eux-mêmes plus d'énergie que les protons (figure 6.5 c), ce qui accrédirait malgré tout le postulat d'une **forme** d'émission statistique, composée pour partie de désexcitation séquentielle.

### 6.1.3 Autres indices de séquentialité

Le principe d'une sorte de fusion-évaporation du noyau est par conséquent à prendre en considération, et semble d'autant plus probable que les distributions d'événements monosource sélectionnés (figures du chapitre 5) présentent systématiquement un résidu lourd aux alentours de la vitesse du centre de masse (figure 6.6).

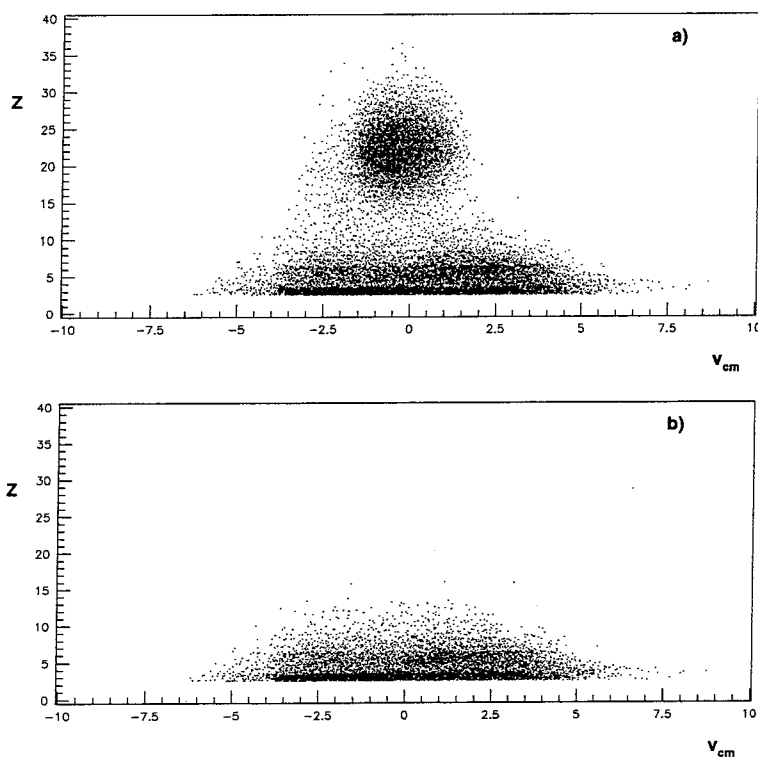


Figure 6.6: *Charge en fonction de la vitesse dans le centre de masse, événements Ni + Ni à 32 A·MeV sélectionnés avec D<sub>625</sub>. a : pour tous les fragments détectés. b : pour tous les fragments excepté le plus lourd.*

De même, la distribution des angles relatifs entre IMF nous semble davantage conciliable avec des temps d'émission conséquents qu'avec l'instantanéité exigée par la multifragmentation. En effet, ces angles dépendent fortement du mécanisme de réaction [Lop93, Louv94, Dur95b] : dans le cas d'une émission séquentielle, toutes les valeurs sont équiprobables ; la répulsion coulombienne n'intervient pas, contrairement au cas de la multifragmentation, où elle impose une déplétion aux petits angles. Si enfin les fragments proviennent de deux sources distinctes (ce qui est hautement improbable pour le lot d'événements sélectionnés avec  $D_{625}$ , mais sait-on jamais...), à des vitesses relatives décelables, ce sont à la fois les petits et les grands angles relatifs qui se voient favorisés<sup>6</sup>.

Nous avons représenté sur la figure 6.7 les distributions des angles relatifs entre fragments, le résidu lourd étant respectivement inclus dans l'ensemble des IMF (figure 6.7 *a*) et exclu (figure 6.7 *b*). A titre de comparaison, les mêmes distributions sont figurées en 6.7 *c* et 6.7 *d* pour des événements tels que  $D_{625} \geq 0.015$  (binaires "purs"). Le spectre 6.7 *b* est relativement plat, sans déficit marqué aux petits angles. Néanmoins, la distribution considérée n'est pas vraiment significative d'un point de vue statistique (nombre d'événements).

Une fois de plus, l'hypothèse d'une émission séquentielle paraît privilégiée, mais aucune des caractéristiques expérimentales étudiées jusqu'à présent ne permet d'invalider celles de la multifragmentation ou de la coexistence de plusieurs modes de désexcitation.

Un calcul de l'énergie d'excitation de la monosource devrait nous permettre de nous montrer plus affirmatif sur les mécanismes régissant sa décroissance.

---

<sup>6</sup>Ceci est vrai lorsque les événements étudiés présentent au moins trois IMF. Quand, comme dans notre cas (voir figure 6.7 *d*), une majorité d'événements est composée de deux fragments (il s'agit le plus souvent du quasi-projectile et de la quasi-cible), les petits angles relatifs ont tendance à se dépeupler en faveur des grands.

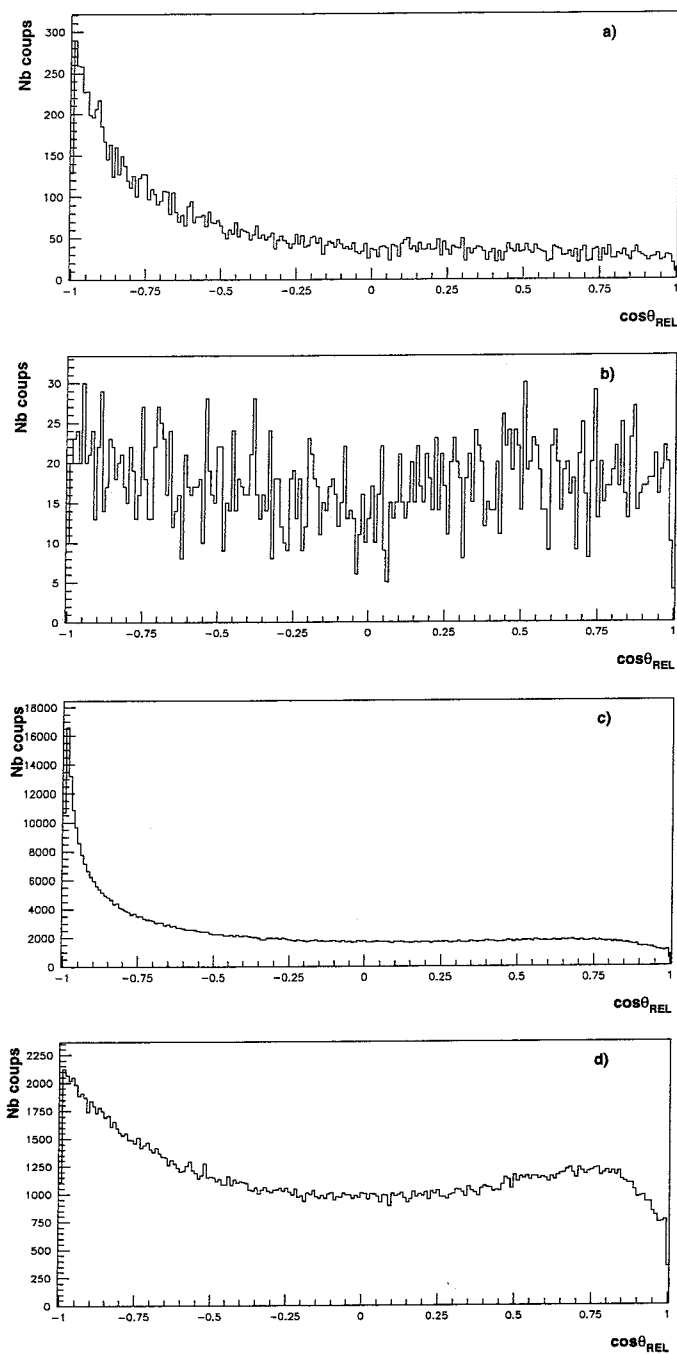


Figure 6.7: *Distributions des angles relatifs entre fragments ( $Z \geq 3$ ) pour les événements  $Ni + Ni$  à 32 A·MeV. a : événements monosource, tous IMF. b : événements monosource, tous IMF sauf le résidu. c : événements bisource, tous IMF. d : événements bisource, tous IMF sauf le résidu.*

### 6.1.4 Energie d'excitation de la source

#### a. Evaluation de la composante de prééquilibre

En admettant l'existence d'une source unique isotrope (très probable au vu des paragraphes 6.1.2 et 6.1.3), l'évaluation de l'énergie d'excitation de cette dernière passe par le calcul de la part emportée par le prééquilibre mis en évidence au paragraphe 6.1.2. En effet, un simple bilan énergétique de la réaction nous conduirait à inclure dans le résultat final des contributions liées aux protons et alphas émis avant la formation de la monosource, ce qui reviendrait à surévaluer l'énergie d'excitation de l'émetteur. Grâce aux figures 6.1 *c* et 6.2 *c*, nous connaissons déjà l'énergie moyenne des protons ( $\approx 30$  MeV) et alphas ( $\approx 50$  MeV) hors-équilibre. Il reste à déterminer le nombre des particules concernées par le prééquilibre.

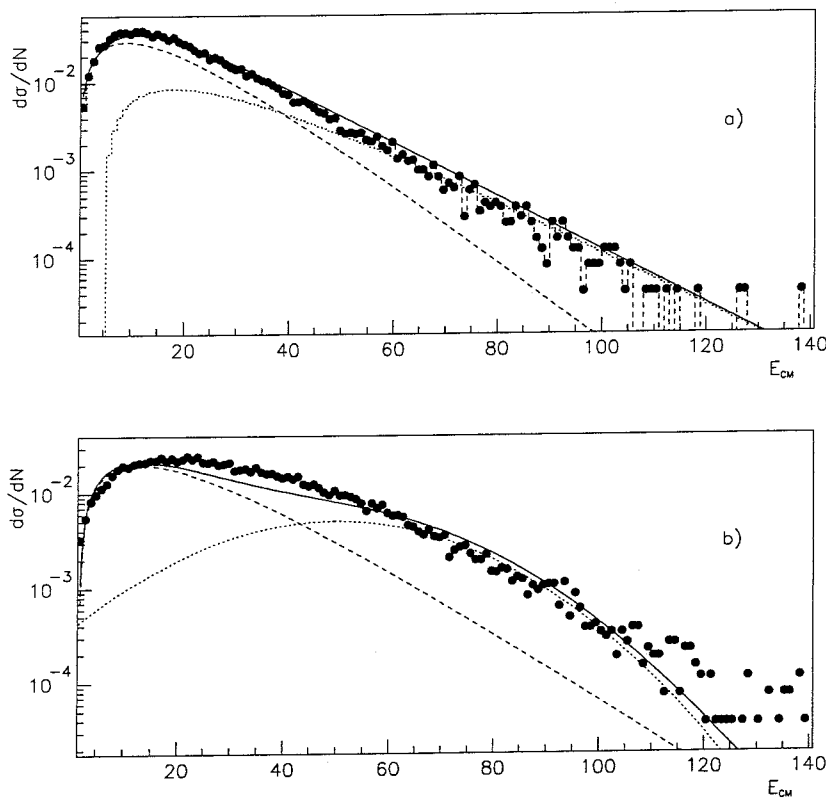


Figure 6.8: **Evaluation du prééquilibre.** *a* : contribution avant au prééquilibre proton (points noirs reliés par des tirets), superposé au fit maxwellien du spectre central (pointillés, voir paragraphe 6.1.2) et à la contribution, ajustée également, des protons hors-équilibre (trait mixte). La somme des deux courbes ajustées (trait plein) reproduit assez bien le spectre des énergies proton à l'avant. *b* : idem pour les alphas hors équilibre, avec les mêmes types de traits pour les différentes courbes.

Si nous considérons, comme en 6.1.2, que l'émission isotrope des protons a la même forme pour tous les angles  $\theta_{cm}$  (figure 6.8 *a*, Maxwellienne en trait plein), nous pouvons ajuster l'excédent présent à l'avant par une distribution voisine d'une Poissonnienne

(courbe en pointillés). L'intégrale de cette contribution représente de l'ordre de 30% du nombre total de protons, ce qui signifie qu'en moyenne trois protons détectés, par événement, doivent être attribués au prééquilibre (voir aussi figure 5.14<sub>5</sub>).

De la même façon, l'ajustement de l'excédent en alpha (à peu près une gaussienne 6.8 b) affecte autour de 20% des alphas détectés à un phénomène hors-équilibre, soit une moyenne de un alpha par événement (figure 5.14<sub>6</sub>).

### b. Vérification avec quelques modèles

Certains modèles et générateurs permettent l'évaluation du nombre de protons et de neutrons de prééquilibre émis dans une réaction, nous donnant ainsi la possibilité de corroborer les valeurs trouvées expérimentalement au paragraphe précédent.

Pour être correct, il faut tenir compte de l'efficacité du détecteur INDRA, et revoir à la hausse les chiffres en question. Si la probabilité d'émission de prééquilibre suivant l'angle polaire  $\theta$  est une gaussienne de valeur moyenne nulle et de largeur environ  $15^\circ$ , alors les nombres moyens de protons et d'alphas émis hors-équilibre passent respectivement à  $4.1 (\pm 1)$  et  $1.3 (\pm 1)$ , soit une charge totale moyenne d'environ 6.

Pour la composante neutron du prééquilibre, nous admettons que l'équilibration en isospin se fait aux premiers instants de la collision, par éjection des 4 neutrons excédentaires sous forme de prééquilibre. Ceci porte à environ 8 le nombre moyen de neutrons émis avant tout processus d'équilibration.

Ces chiffres sont à comparer (voir tableau 6.1) aux :

- 12 particules de prééquilibre (dont 5 à 6 protons) du générateur Simon (annexe B.2.1),
- 4 protons et 4 neutrons calculés par BNV (qui est un modèle dynamique de voie d'entrée [Bona94], évaluant le prééquilibre après une phase de coalescence dans l'espace des configurations),
- 6 protons et 10 neutrons obtenus par un modèle spécifique de prééquilibre, le code de Blann (le traitement est réalisé grâce à une modélisation des nucléons par excitons [Bla81, Bla85]).

Tous les calculs ont bien entendu été effectués pour Ni + Ni à 32 A.MeV, et n'ont été ni filtrés, ni sélectionnés en complétude.

Calculs réalisés avec...	charge totale de PEQ	nb de neutrons de PEQ
...Simon	$6 \pm 1$	$6 \pm 1$
...code de Blann	$6 \pm 1$	$10 \pm 2$
...BNV	$4 \pm 2$	$4 \pm 2$
...Expérience	$6 \pm 2$	$8 \pm 2$

Tableau 6.1: *Valeurs numériques liées au prééquilibre (PEQ) obtenues avec différents modèles. La dernière ligne du tableau correspond aux résultats déduits des données expérimentales Ni + Ni à 32 A·MeV.*

Nos résultats sont donc compatibles avec la plupart des valeurs données par différents modèles, excepté peut-être BNV qui semble sous-estimer légèrement le nombre de neutrons de prééquilibre.

### 6.1.5 Calcul de l'énergie d'excitation

Expérimentalement, l'évaluation de l'énergie d'excitation de la monosource isotrope est réalisée en ôtant du bilan énergétique total la contribution des trois protons et de l'alpha détectés.

Plus précisément, le calcul de cette énergie d'excitation  $E^*$  est effectué par une méthode de calorimétrie [Cus93], suivant l'équation (6.1) ci-après. Cette calorimétrie consiste à prendre en compte le  $Q$  de réaction (différence entre les excès de masse des particules initiales et finales), l'énergie cinétique  $\sum_{i=1}^{Mult_{tot}} E_i^{ch}$  des produits détectés, l'énergie estimée des neutrons  $\sum_{j=1}^{Mult_n} E_j^n$  et une énergie d'excitation résiduelle du noyau chaud  $E_{res}^*$  (fixée à 2 MeV [Mar95]).

L'expression de  $E^*$  se ramène donc à :

$$E^* = \sum_{i=1}^{Mult_{tot}} E_i^{ch} + \sum_{j=1}^{Mult_n} E_j^n - Q + E_{res}^* \quad (6.1)$$

avec :

- $E_i^{ch}$  l'énergie **cinétique** du fragment (de la particule) chargé(e)  $i$  détecté(e), **hors** prééquilibre,
- $Mult_{tot}$  la multiplicité totale de produits chargés détectés, hors prééquilibre,
- $E_j^n$  l'énergie cinétique du **neutron**  $j$ , prise égale à l'énergie  $E_k^p$  d'un proton  $k$  n'appartenant pas à la composante de prééquilibre, corrigée de la barrière coulombienne :  $E_j^n = E_k^p - 3.5$ ,
- $Mult_n$  la multiplicité de neutrons, que nous considérons égale à la multiplicité de protons hors prééquilibre,
- $Q$  est le bilan en excès de masse,
- $E_{res}^*$  valant 2 MeV.



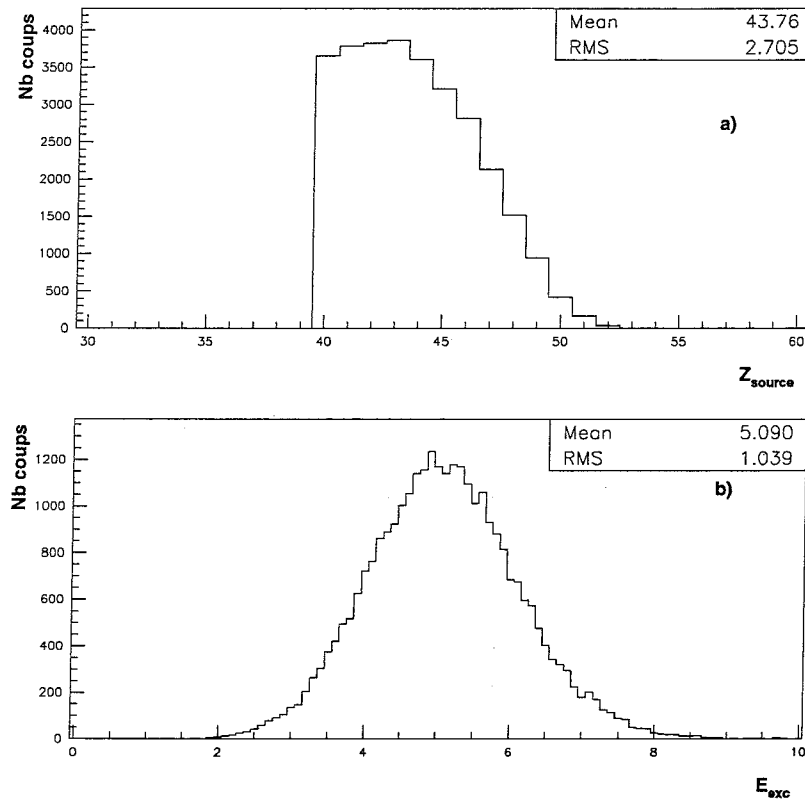


Figure 6.9: *Événements Ni + Ni à 32 A·MeV monosource. a : Taille de la source reconstituée. b : énergie d'excitation calculée en fonction du prééquilibre.*

L'énergie d'excitation moyenne obtenue pour une monosource de masse  $A \approx 100$  (masse du prééquilibre — environ 16 — soustraite à la masse totale du système — 116 —) et de charge  $Z \approx 50$  (chiffre corrigé de l'efficacité du détecteur et de la complétude, par rapport à la figure 6.9 a) vaut environ 5 A·MeV (figure 6.9 b). Cette valeur s'approche du seuil énergétique généralement admis pour la multifragmentation [Pet90, Vie94, Ma97].

Masse	Charge	Energie d'excitation
$\approx 100$	$\approx 50$	$\approx 5$ A·MeV

Tableau 6.2: *Taille et énergie d'excitation de la monosource expérimentale. Ces résultats sont à rapprocher de ceux obtenus §6.2.2.d.γ pour une source générée par SMM.*

La détermination de l'énergie d'excitation ne nous permet donc pas, seule, de conclure avec certitude sur le mécanisme de désexcitation des monosources isolées avec  $D_{625}$ . Combinée aux analyses des chapitres 5.3, 6.2 et 6.3, elle tendrait à prouver que nous sommes, du moins **en partie**, en présence d'une émission de type séquentiel, mais qui n'aurait plus grand'chose à voir avec celle observée après une fusion incomplète à basse énergie.

Pour départager clairement les mécanismes de désexcitation possibles (schématiquement, multifragmentation ou “évaporation”), ou signaler leur coexistence [Pet90, Vie94], nous avons donc envisagé de confronter les données Ni + Ni à 32 A·MeV, sélectionnées par  $D_{625}$ , avec des modèles éprouvés.

## 6.2 Comparaison avec des modèles

### 6.2.1 Méthode utilisée

#### a. Cadre

Deux codes dits de “voie de sortie”, *i.e.* ne décrivant pas le mode de formation de la monosource, semblent particulièrement indiqués pour notre propos : il s’agit des modèles déjà évoqués au chapitre 4, paragraphe 4.3.1, à savoir SMM [Bon95] et Gemini [Cha88]. Le premier repose sur une description de la multifragmentation statistique, le deuxième sur la simulation d’une désexcitation statistique séquentielle (voir annexe E pour quelques détails supplémentaires). Dans les deux cas, un équilibre thermodynamique partiel est exigé pour le noyau composite, ce qui paraît une hypothèse de travail raisonnable au vu des résultats de la partie 6.1 de ce chapitre. Dans les deux cas également, les paramètres d’entrée sont la masse  $A$ , la charge  $Z$  et l’énergie  $E^*$  des noyaux initiaux subissant les désexcitations.

Pour analyser des échantillons expérimental et simulé comparables, il est indispensable, lors d’une première étape, de trouver les valeurs de  $A$ ,  $Z$  et  $E^*$  les plus probables du noyau source dont la multifragmentation ou la désexcitation statistique sera modélisée.

Bien sûr, nous pourrions immédiatement utiliser les paramètres déduits de l’expérience (§6.1.4), mais nous avons choisi de nous affranchir des contraintes que cela suppose, et de rechercher directement, parmi les triplets  $(A, Z, E^*)$  possibles, ceux qui reproduisent le mieux les caractéristiques des monosources expérimentales.

Une telle démarche est réalisable grâce à une méthode de *backtracing*<sup>7</sup> (retour aux sources) automatisé, développée à l’ISN de Grenoble [Des95, Des96]. Le *backtracing* permet d’avoir accès tant aux valeurs moyennes des paramètres recherchés qu’à la forme de leurs distributions et à leurs corrélations. Dans notre cas, le *backtracing* donnera donc les distributions de  $A$ ,  $Z$  et  $E^*$ , que nous appellerons dans la suite, par un raccourci abusif, triplet  $(A, Z, E^*)$ .

Conçu initialement pour confronter différents modèles à une même expérience, le *backtracing* a notamment déjà été utilisé avec succès pour déterminer les caractéristiques et les modes de désexcitation d’une source chaude [Des96b, Cha97] ou encore pour étudier la dynamique de la réaction de fission rapide et de fusion-fission à basse énergie [Don98].

---

<sup>7</sup>Les auteurs ont conservé le nom anglais pour désigner la méthode.

## b. Principes du backtracing

La procédure consiste à retrouver les paramètres d'entrée d'un modèle (variables source) tels que les distributions des observables simulées et expérimentales soient les plus proches possibles. Si les distributions des variables source et observables du modèle d'une part, des observables expérimentales d'autre part, sont notées respectivement  $S(s)$ ,  $O(o)$  et  $O_{exp}(o)$ , cela revient à déterminer  $S(s)$  vérifiant :

$$O(o) = O_{exp}(o) \quad (6.2)$$

Le nombre des variables source et observables pouvant varier d'une expérience ou d'un modèle à l'autre, les quantités  $s$  et  $o$  sont traitées comme des vecteurs dans un espace multidimensionnel.

La matrice  $C(o|s)$  des corrélations entre l'espace  $\mathcal{S}$  des variables source et celui  $\mathcal{O}$  des observables est construite grâce à la simulation. Elle permet d'écrire la relation :

$$O(o) = \int_{D_s} S(s)C(o|s)ds \quad (6.3)$$

où  $D_s$  est le domaine de définition (multidimensionnel) des variables source.

Le backtracing utilise une méthode récursive pour réaliser l'ajustement défini par (6.2) et déduire les distributions des variables source optimales avec (6.3). L'algorithme tient compte, à chaque itération, de l'ensemble des corrélations données dans  $C(o|s)$ . A l'étape  $k + 1$  du calcul, par exemple, pour tout point de l'espace  $\mathcal{S}$ , les contributions nécessaires à l'ajustement des distributions  $S_{k+1}(s)$  sont évaluées en utilisant les distributions  $S_k(s)$  de l'étape précédente. La distribution des variables source est ainsi modifiée à chaque incrémentation.

Si des solutions telles que  $O(o) = O_{exp}(o)$  existent, le calcul converge. La qualité de l'ajustement est donnée à chaque itération par le coefficient de Kullback-Leibler (KL), qui est d'autant plus proche de zéro que l'écart entre  $O(o)$  et  $O_{exp}(o)$  est faible (même comportement qu'un  $\chi^2$  habituel). La saturation du KL constitue le critère d'arrêt du backtracing.

Les valeurs optimales des variables source sont alors extraites grâce aux distributions  $S(s)$ , qui contiennent également les corrélations entre les différents vecteurs  $s$  (la méthode est donc beaucoup plus puissante qu'une simple minimisation du  $\chi^2$ ).

Pour pouvoir utiliser le backtracing (comme tout autre protocole de comparaison événements expérimentaux/théorie), quelques conditions doivent être satisfaites :

- le modèle testé fournit une information comparable à celle contenue dans les données (c'est le cas pour SMM et Gemini),
- les observables choisies sont "sensibles" (une modification des variables source doit avoir un effet visible sur les distributions d'observables) et, plus spécifique au backtracing, ce sont des variables globales (cf. paragraphe 6.2.2 et suivants : les moments que nous employons sont tous des variables globales, plus ou moins sensibles).

## c. Mise en œuvre

Concrètement, dans notre cas, l'utilisation de la méthode de backtracing peut être illustrée par le schéma 6.10, adapté de la référence [Des96].

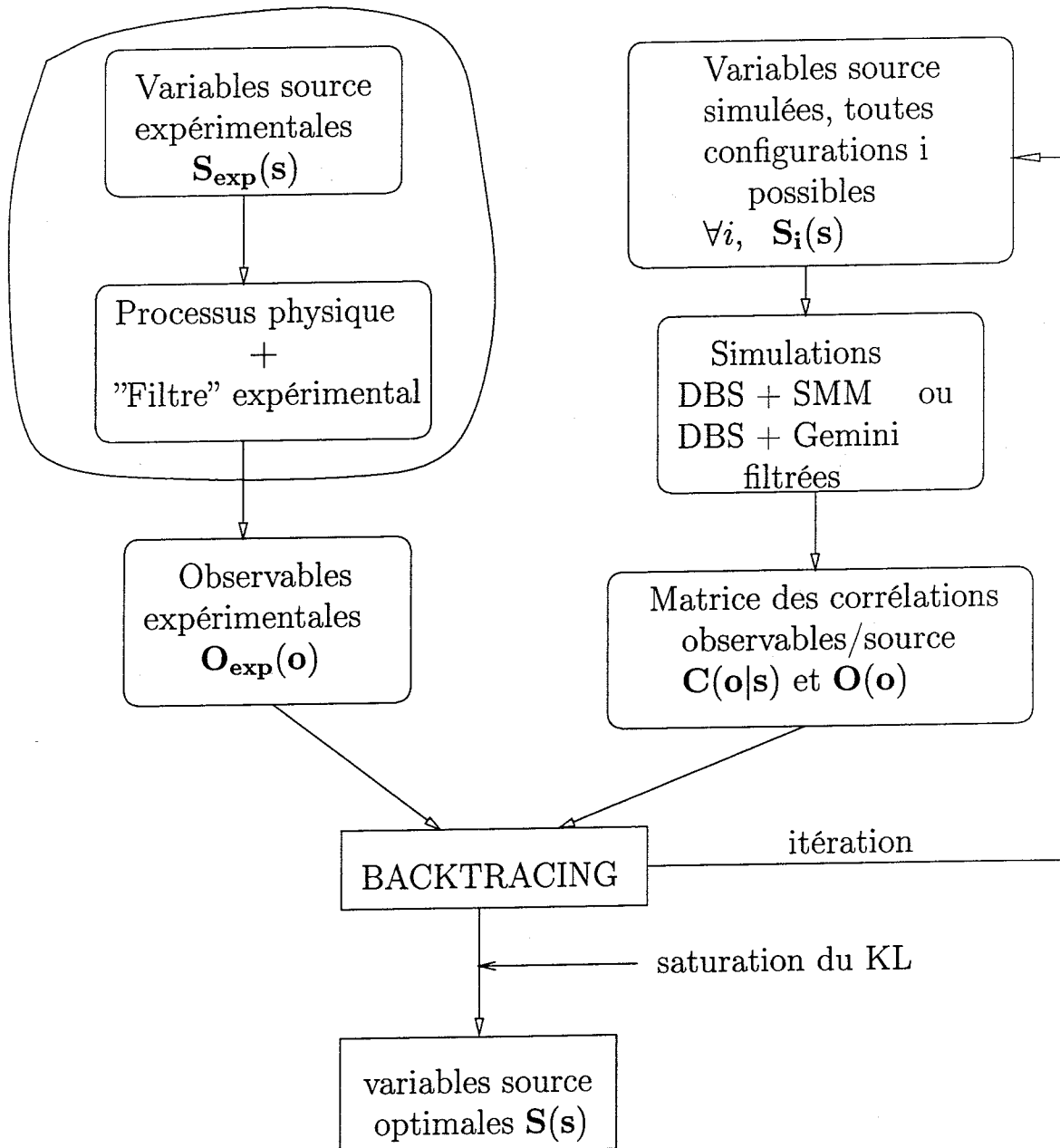


Schéma 6.10: **Algorithme du backtracing.** Les variables source expérimentales et les processus physiques font partie des inconnues (ensemble entouré, en haut, à gauche). Par backtracing, grâce aux corrélations simulées entre variables source et observables, nous cherchons à déterminer  $O(o) \approx O_{exp}(o)$ , soit le KL le plus faible possible.

Nous disposons des observables expérimentales (voir le choix de celles-ci au §6.2.2) et de toutes les configurations possibles de variables source simulées. Ces dernières ne sont pas directement constituées des triplets  $(A, Z, E^*)$  évoqués en 6.2.1.a, mais des triplets  $(p, n, T)$ , où  $p$  représente un nombre de protons,  $n$  un nombre de neutrons et  $T$  une température d'émission de prééquilibre.

En effet, plutôt que d'utiliser Gemini et SMM seuls, nous faisons précéder ces modèles du code DBS [Lle95], qui calcule les valeurs  $(A, Z, E^*)$  à partir des  $(p, n, T)$  de la façon suivante :

$$\begin{aligned} A &= A_{total} - (p + n) = (A_{projectile} + A_{cible}) - (p + n), \\ Z &= Z_{total} - p = Z_{projectile} - Z_{cible} - p, \\ E^* &= E_{totale} - E_{prééquilibre}, \end{aligned}$$

$E_{prééquilibre}$  évaluée, dans DBS, grâce à une modélisation de type "boule de feu" [Wes76] : les particules de prééquilibre obéissent à  $\frac{dN}{dE} \propto \frac{\sqrt{E}}{T^{3/2}} \exp(-\frac{E}{T})$  [Gos77] ( $N$ ,  $E$ , et  $T$  étant respectivement, pour les particules émises, leur nombre, leur énergie et la température correspondante).

Ainsi, nous pourrions également savoir si les estimations expérimentales pour le prééquilibre sont compatibles avec les valeurs trouvées pour le (ou les<sup>8</sup>) échantillon(s) simulé(s) qui reproduisent au mieux nos monosources.

Les événements SMM et Gemini générés à partir de tous les triplets possibles de variables source sont évidemment filtrés (détecteur [Cus98] et problèmes inhérents à la deuxième campagne INDRA, cf. chapitre 1) et sélectionnés (complétude et  $D_{625} \leq -0.063$ ) avant la détermination des matrices de corrélations  $C(o|s)$ . Le backtracing est à chaque fois considéré comme terminé à la saturation du coefficient de Küllback-Leibler.

## 6.2.2 Application

### a. Moments $M_{jklm}$ comme observables

Comme indiqué au paragraphe 6.2.1.b, les variables observables utilisées pour le backtracing doivent être des variables globales. C'est le cas si nous prenons 81 des moments<sup>9</sup> multidimensionnels  $M_{jklm}$  (donc  $j, k, l, m \in \{0, 1, 2\}$ ) définis au chapitre 4.

#### $\alpha$ . Réduction du nombre d'observables

Cependant, pour des raisons liées aux capacités de calcul limitées de nos moyens informatiques, nous ne pouvons considérer l'ensemble complet des 81 moments<sup>10</sup>.

<sup>8</sup>Il n'y a pas forcément convergence vers une solution unique... De plus, la signification des variables source obtenues par backtracing reste à la discrétion du physicien !

<sup>9</sup>Réduction encore insuffisante... voir note suivante.

<sup>10</sup>Effectivement, pour décrire correctement les corrélations observables/variables source, il faut subdiviser les domaines de définition des premières en suffisamment de canaux pour qu'une variation du triplet (dans notre cas) source affecte de façon sensible les distributions d'observables résultantes. Ceci influe

Nous sommes donc amenés à utiliser à nouveau la technique d'ACP (cf. annexe C, déjà employée au chapitre 4), qui nous permet de ne garder que les plus significatifs parmi ces 81 moments  $M_{jklm}$ .

Si nous admettons que 81 moments contiennent toute l'information qui nous intéresse, alors les 8 premiers décrivent à 70% l'espace initial (bâti sur les 81 moments).

Dans la mesure où nous ne pouvons guère (pas du tout, en fait!) aller au-delà de 8 observables sans que les limitations informatiques se fassent sentir, nous conservons ces 8 premiers moments  $M_{jklm}$  comme distributions expérimentale et simulées à ajuster par backtracing.

### $\beta$ . Résultat du backtracing

Hélas, que nous employions la procédure avec SMM ou avec Gemini, les résultats du backtracing sont décevants pour les 8 observables choisies. Le coefficient de Küllback-Leibler sature, en effet, bien avant de s'approcher de zéro (pour qu'un backtracing soit réellement efficace, il faudrait que  $KL \leq 0.1$ ) : pour SMM, le KL minimum vaut 2.8 (figure 6.11 a), tandis qu'il se monte à 3.1 pour Gemini (figure 6.11 b). Les distributions de variables source sont toutes très larges : aucun "triplet"  $(p, n, T)$  n'est donc désigné comme étant le plus probable.

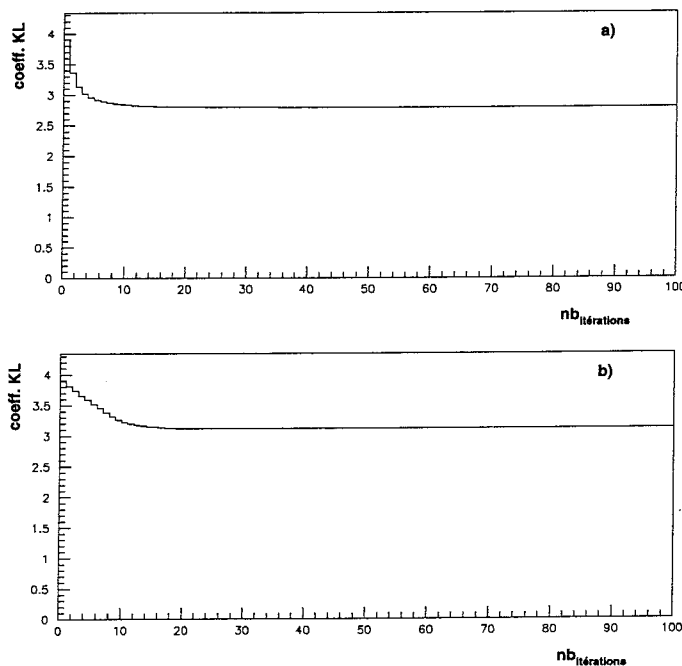


Figure 6.11: *Exemples de saturation du coefficient de KL. a : SMM. b : Gemini.*

de manière drastique sur la taille de la matrice  $C(o|s)$ . Or, pour que le backtracing soit efficace, il est indispensable d'augmenter le nombre de canaux observables... donc de diminuer en conséquence celui des observables mêmes, pour garder une taille raisonnable à la matrice des corrélations.

De fait, pour les 8 observables retenues, les distributions simulées optimales (plusieurs triplets source) et expérimentales ne concordent pas tout à fait (exemple figure 6.12).

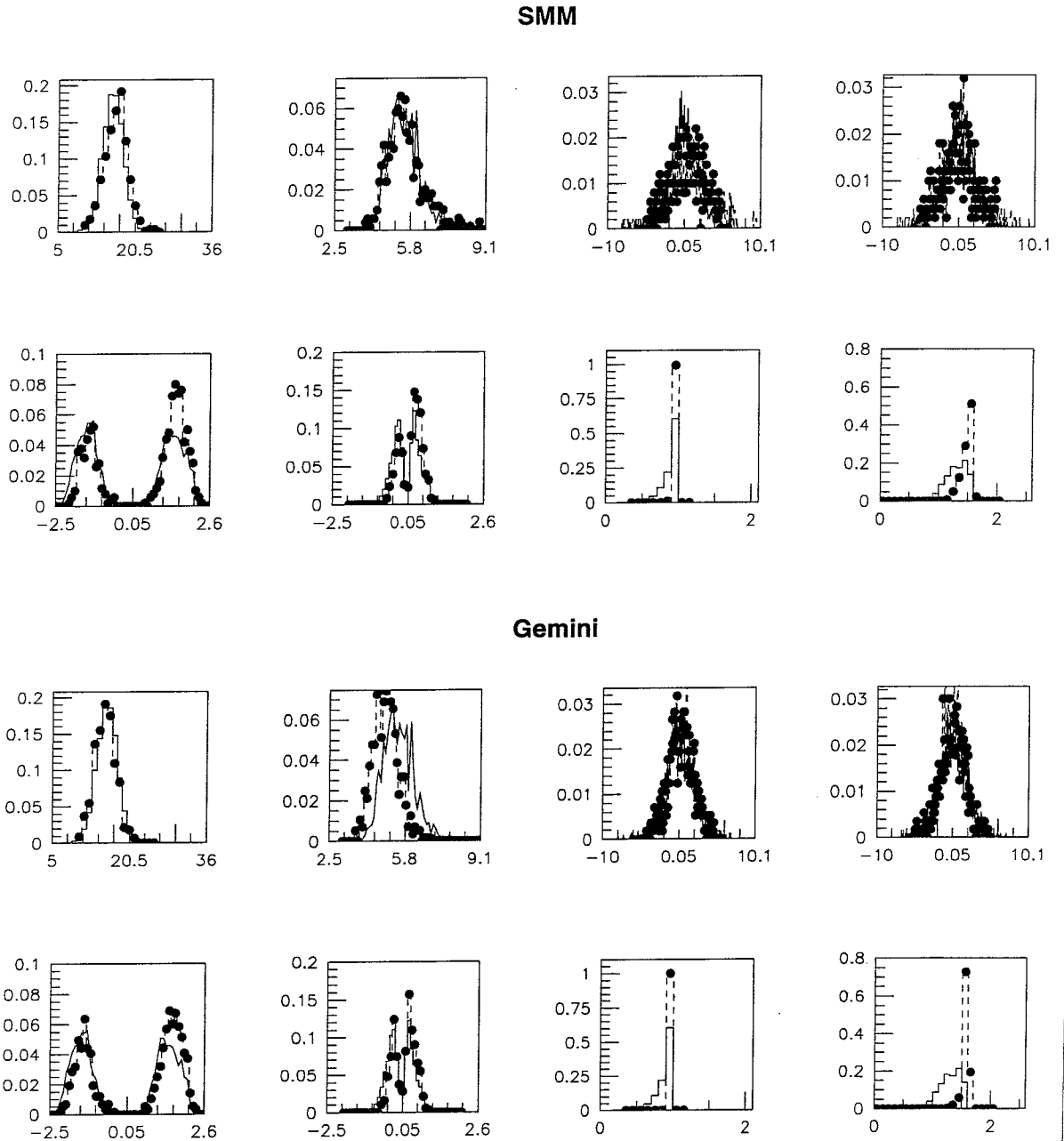


Figure 6.12: Spectres des huit premiers moments  $M_{jklm}$ , pour des variables source optimales. Les deux lignes supérieures sont les moments expérimentaux ajustés par SMM. Les deux dernières lignes regroupent les calculs Gemini.

Cet échec relatif peut s'expliquer assez simplement. D'abord, les modèles SMM et Gemini ne décrivent sans doute ni l'un ni l'autre idéalement l'expérience : en d'autres termes, si nombre d'observables globales sont semblables pour les données et les simulations, le fait de s'intéresser à la structure fine des événements (avec les moments  $M_{jklm}$ ) rend plus probable la mise en évidence de divergences. Rien ne prouve donc que les espaces générés par 81  $M_{jklm}$  soient semblables dans la théorie et l'expérience.

De plus, si des différences existent, la réduction du nombre d'observables par ACP peut les accentuer davantage.

Ainsi donc, nous avons peut-être choisi des observables trop sensibles relativement aux modèles testés. Avant de conclure que ni SMM, ni Gemini ne parviennent à reproduire les données expérimentales Ni + Ni à 32 A·MeV, nous allons essayer d'autres variables globales en guise d'observables pour le backtracing.

## b. Moments en charge

Beaucoup moins sensibles puisque ne tenant pas explicitement compte de la cinématique<sup>11</sup>, les moments en charge  $M_j^z = \sum_{i=1}^{Mult} z(i)^j$  peuvent constituer des observables intéressantes en vue d'un backtracing.

Ce dernier donne pour les 8 premiers moments en charge des résultats un peu meilleurs que ceux obtenus au paragraphe précédent. Dans le cas de SMM, le KL sature à 1.4 (figure 6.13 a) ; pour Gemini (figure 6.13 b), il tend vers 2.1, ce qui ne représente pas une bonne optimisation, comme le démontrent les distributions, 6.13  $b_1$ ,  $b_2$  et  $b_3$ , des variables source pour ce dernier modèle : en effet, elles ne nous permettent pas vraiment de désigner le triplet (p,n,T) idéal.

<sup>11</sup>Beaucoup moins riches de ce fait en information expérimentale : si 7 moments en charge contiennent 100% de l'information désirée, les trois premiers en restituent 98.1%. Dans les mêmes conditions, trois moments "globaux" ne décrivent que 30% de l'espace initial...



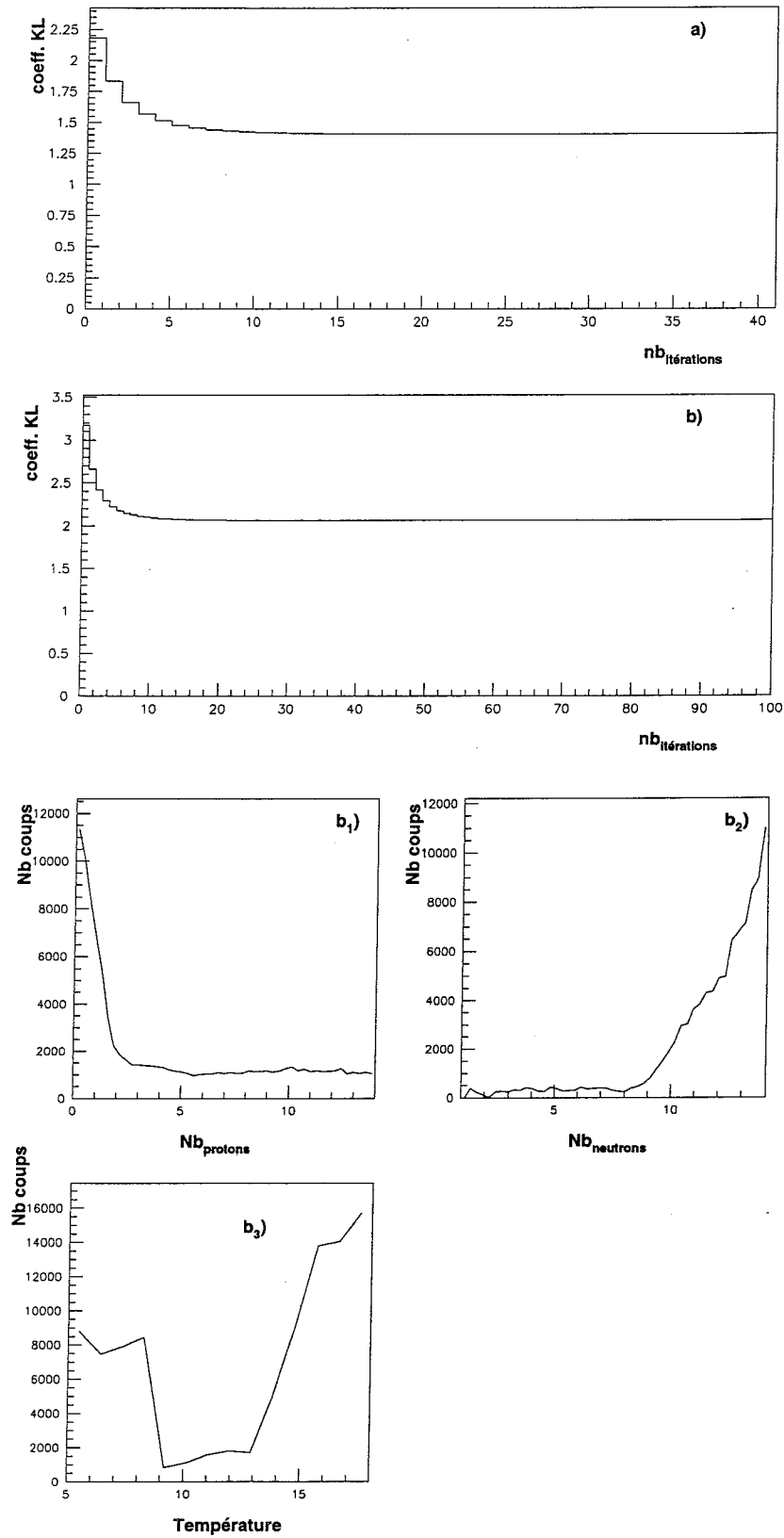


Figure 6.13: *Convergence du backtracing pour moments en charge. a : KL pour SMM et b : Gemini. En b<sub>1</sub>, b<sub>2</sub>, b<sub>3</sub>, sont données les distributions optimales de variables source pour Gemini, soient respectivement les protons, neutrons et températures.*

Cette fois, nous ne sommes plus très loin de déduire que les données expérimentales ne sont pas reproductibles par les deux modèles choisis, en tout cas lorsque nous les considérons alternativement l'un et l'autre. En ce qui concerne Gemini, cette supposition est confirmée par des backtracings sur des observables statiques simples (multiplicités — totales ou par types de particules —, distributions de charges diverses — IMF, particules légères, plus gros fragment... —), qui ne convergent jamais en-dessous de  $KL = 1.8$ . Les triplets source optimum<sup>12</sup> (il y en a beaucoup, en fait!) obtenus ne donnent pas de meilleurs résultats, par exemple pour une simple distribution de charges, que la simulation de la figure 6.14 (il s'agit d'un backtracing sur la multiplicité totale, qui tend à démontrer que Gemini n'ajuste en aucun cas les multiplicités expérimentales).

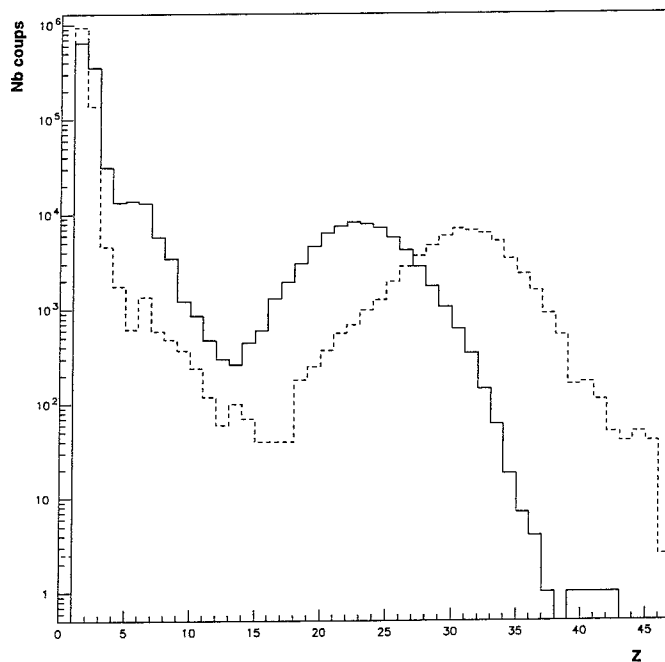


Figure 6.14: *Invalidation de Gemini comme unique modèle de reproduction de l'expérience.* Distribution de charges expérimentale Ni + Ni à 32 A.MeV (trait plein) et superposition normalisée de la meilleure simulation Gemini déterminée par backtracing (pointillés).

L'insuccès de Gemini provient sans doute du fait que les mécanismes de basse énergie (qu'il reproduit bien [Mor93] quand ils sont dominés par du "pur" séquentiel, par exemple à des énergies d'excitation inférieures à 3 A.MeV), ne se retrouvent pas dans les désexcitations de noyaux plus "chauds"<sup>13</sup>. En effet, les grandes différences entre échantillons expérimental et simulé optimisé ne peuvent simplement s'expliquer à partir de la "mémoire", dans les données, de la direction du projectile sous la forme du spray évoqué à la fin du chapitre 5.

<sup>12</sup>Se reporter au paragraphe 6.2.2.d.γ pour les meilleures variables source SMM.

<sup>13</sup>Des conclusions similaires ont déjà été tirées dans plusieurs références [Tök97, Des96].

Le modèle, utilisé *seul*, est donc définitivement écarté (voir une possibilité de réhabilitation décrite au paragraphe 6.2.2.d. $\beta$ ).

Pour SMM, en revanche, nous avons pu continuer le cheminement : grâce à la relative amélioration constatée entre les KL des §6.2.2.a et 6.2.2.b, il nous a semblé logique de mettre l'accent sur les charges et notamment, puisqu'il s'agit d'une des originalités du modèle, sur la production des IMF<sup>14</sup>.

### c. Moments en charge : IMF seuls

Les moments en charge définis en 6.2.2.b sont maintenant construits uniquement avec les IMF, selon l'expression  $M_j^z = \sum_{i=1}^{Mult} z(i)^j$ , où  $i$  ne représente que des fragments de  $Z \geq 3$ .

Le backtracing sur ces moments un peu particuliers (au nombre de 5 pour Ni + Ni à 32 A·MeV, les ordres supérieurs n'ayant pas de sens pour la plupart des événements) converge enfin : pour SMM seul, le KL atteint un minimum de 0.09.

Néanmoins, nous ne sommes pas totalement satisfaits de ce résultat : en effet, les observables utilisées dans ce paragraphe ne sont pas très sensibles aux variables sources [Des99b] : une modification, même notable, de ces dernières, n'entraîne pas de changement visible dans les distributions d'observables.

D'où l'idée d'introduire à nouveau la dynamique, avec l'utilisation des 81 moments multidimensionnels  $M_{jklm}$  du paragraphe 6.2.2.a, évalués à partir des contributions dues aux IMF uniquement et notés  $M_{jklm}^{IMF}$ .

### d. Moments $M_{jklm}^{IMF}$

#### $\alpha$ . Convergence sur SMM

En réalité, seuls 8 de ces moments peuvent être utilisés<sup>15</sup> et sont calculés pour le backtracing. Le KL a ici pour valeur limite 0.13 (ce qui reflète déjà une bonne convergence, figure 6.16 a), et le triplet source optimum (fig. 6.15), valeurs moyennes des distributions  $S(s)$ , tend vers (3,11,10).

<sup>14</sup>Il s'agissait également de s'affranchir du prééquilibre.

<sup>15</sup>A cause des limitations informatiques. Leur choix se fait par ACP.

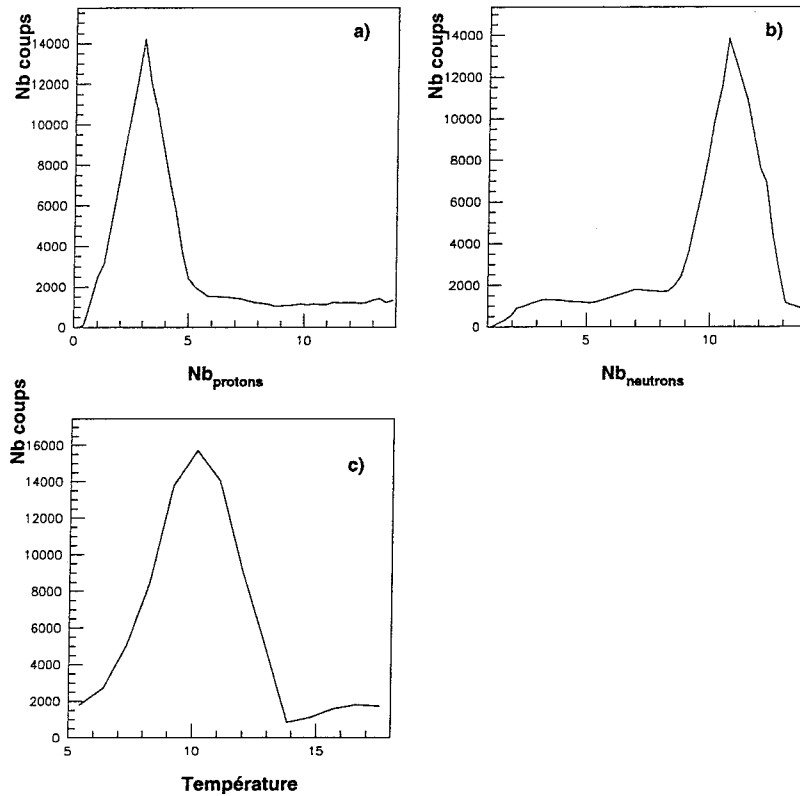


Figure 6.15: *Distribution des variables sources optimales. Distribution de protons (a), de neutrons (b) et de "température" (c) de prééquilibre à entrer dans DBS pour que SMM converge vers l'expérience.*

Les distributions des trois variables source (figure 6.15) sont suffisamment étroites, et les observables, représentées sur la figure 6.16 y paraissent plus sensibles.

Contrairement à Gemini, SMM peut donc, seul, reproduire les événements expérimentaux grâce à des observables et à des variables sources bien choisies. Or les données Ni + Ni à 32 A.MeV nous paraissent présenter au moins quelques traits d'un scénario de fusion-évaporation. Avant d'étudier de plus près le lot d'événements SMM obtenu par backtracing, voyons donc si un mélange des deux modèles (par suite, de deux mécanismes de désexcitation) n'est pas plus probable.

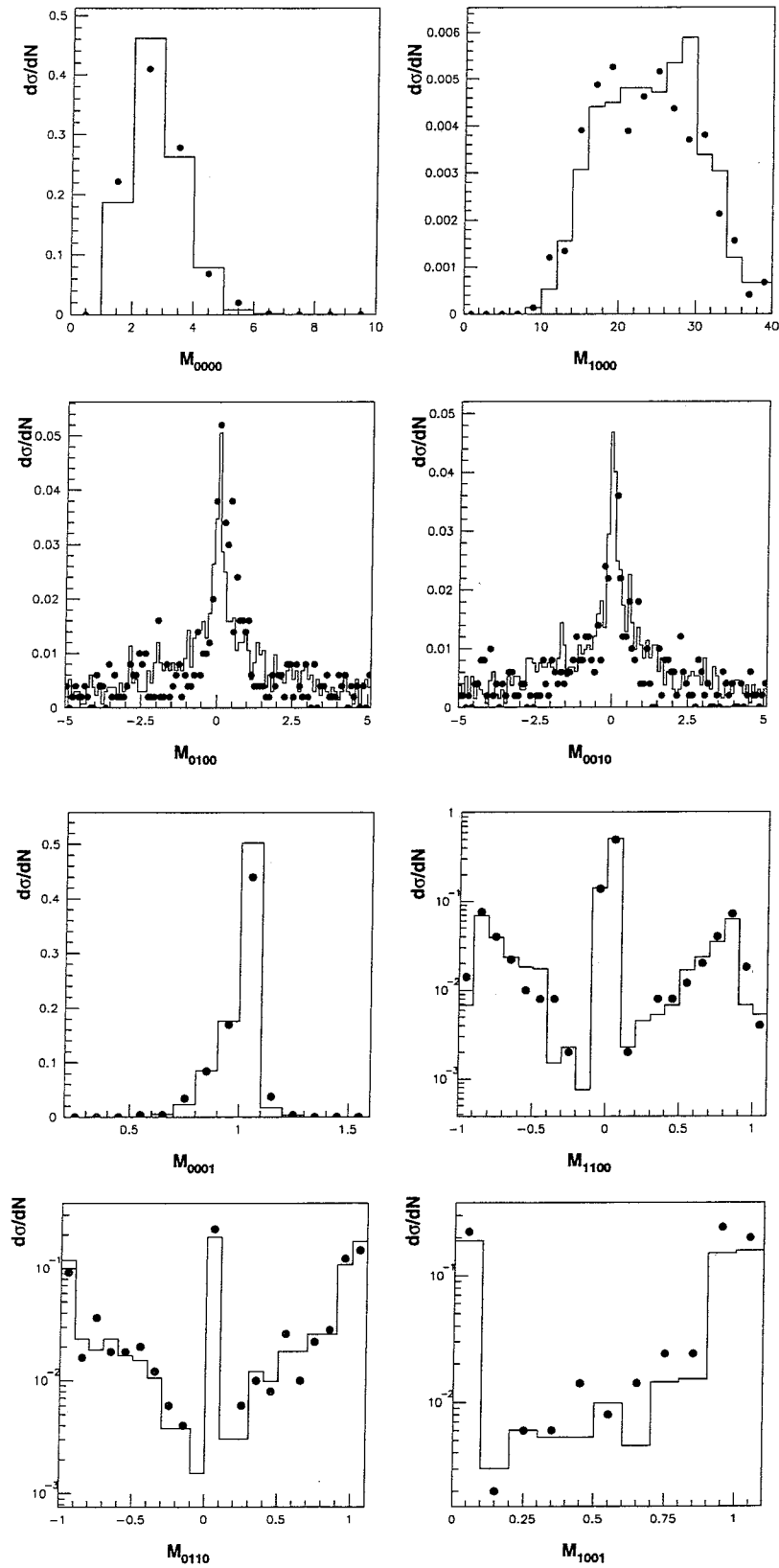


Figure 6.16: *Observables expérimentales et simulées "convergées". Expérience : trait plein. Simulation SMM optimale : points.*

### $\beta$ . Ajout d'une variable source

Plutôt que de traiter individuellement SMM et Gemini, nous avons ajouté une quatrième variable source à ajuster, pour laisser le backtracing libre de choisir entre la multi-fragmentation et l'émission séquentielle, ou de mélanger les deux contributions à sa guise<sup>16</sup>.

Nous avons donc recherché un quadruplet source  $(p, n, T, m)$ , avec  $m = 0$  pour Gemini et  $m = 1$  pour SMM, tel que différents ensembles d'observables expérimentales et simulées soient les plus proches possibles.

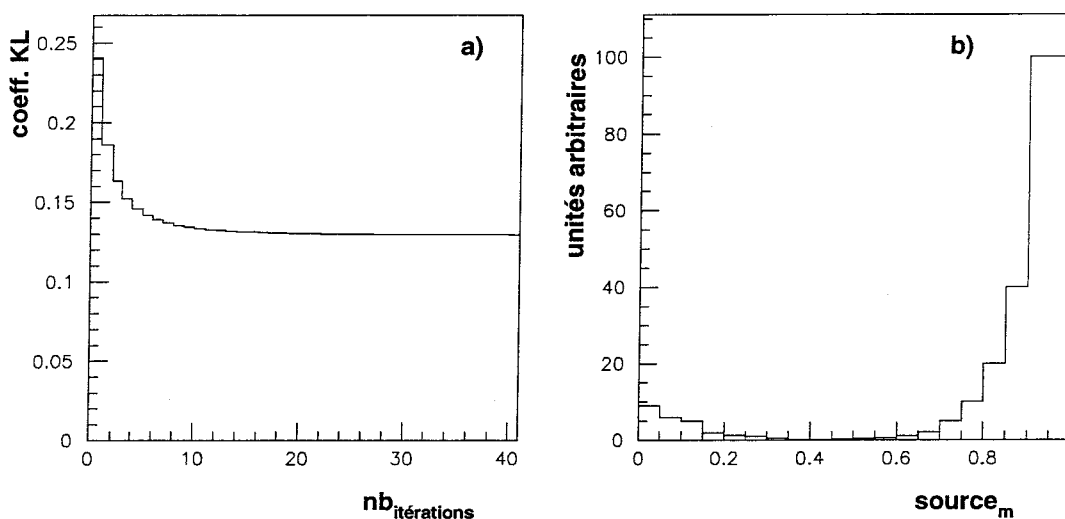


Figure 6.17: **Backtracing sur quatre paramètres.** Saturation du KL à la même valeur qu'au paragraphe précédent (a) et distribution de la variable source ajoutée (b).

Le résultat de ces backtracings est sans équivoque (figure 6.17) : le meilleur KL, obtenu pour les observables  $M_{jklm}^{IMF}$ , vaut 0.13 et le quadruplet source optimum n'est autre que (3,11,10,1). La distribution de la dernière variable source (figure 6.17) nous permet de déduire que, dans le meilleur des cas, les événements Gemini ne représentent que 8% environ de l'échantillon optimal trouvé par backtracing, alors que SMM s'en octroie plus de 90%.

<sup>16</sup>Dans la mesure où il satisfait les contraintes  $O(o) = O_{exp}(o)$ , bien sûr !

### γ. Comparaison d'autres observables

Nous avons donc étudié plus avant les événements qui correspondent à ce quadruplet idéal, *i.e.* ceux qui résultent de la désexcitation par multifragmentation d'une source initiale telle que :  $\langle A \rangle = 102 (\pm 5)$ ,  $\langle Z \rangle = 53 (\pm 3)$  et  $\langle E^* \rangle = 5.11 (\pm 0.5)$ .

L'analyse d'un lot de  $10^5$  événements SMM optimum, réalisée dans des conditions identiques à celle des événements expérimentaux, conduit aux distributions d'observables regroupées à la figure 6.18.

Masse	Charge	Energie d'excitation
$102 \pm 5$	$53 \pm 3$	$5.11 \pm 0.5 \text{ A}\cdot\text{MeV}$

Tableau 6.3: *Taille et énergie d'excitation de la monosource obtenue par SMM. Ces résultats sont à rapprocher de ceux obtenus §6.1.5 pour la source expérimentale.*

Nous pouvons d'ores et déjà noter que, si les valeurs de la charge et de la masse de cette source semblent un peu élevées (la valeur moyenne de la charge totale vaut notamment 51 **après** filtrage, complétude et sélection en  $D_{625}$ ) une fois toutes les sélections réalisées<sup>17</sup>, l'énergie d'excitation par nucléons est en revanche en bon accord avec ce que nous avons trouvé dans la partie 6.1 (voir tableau 6.3). Après la convergence du backtracing, c'est une autre forte présomption en faveur de SMM et de la présence de la multifragmentation parmi les mécanismes régissant la désexcitation de la monosource expérimentale.

Pareillement, les distributions des variables statiques attestent d'un bon accord entre l'échantillon SMM déduit par backtracing et l'expérience : ainsi, la multiplicité totale (figure 6.18 *a*) est assez bien décrite, même si les quantités de protons (6.18*b*) et d'IMF (6.18 *d*) sont surestimées par le modèle, tandis que la production d'alphas (6.18 *c*) est légèrement inférieure à celle observée dans les données<sup>18</sup>.

<sup>17</sup>Cela peut s'expliquer par le fait que les événements expérimentaux sélectionnés sont beaucoup moins isotropes que les événements simulés — présence, notamment, du spray d'IMF légers à l'avant. De plus, il semblerait que les événements Gemini ou SMM passent beaucoup mieux le filtre INDRA que les événements générés avec Simon [Bac99].

<sup>18</sup>Le problème semble issu du filtre INDRA [LeN99].

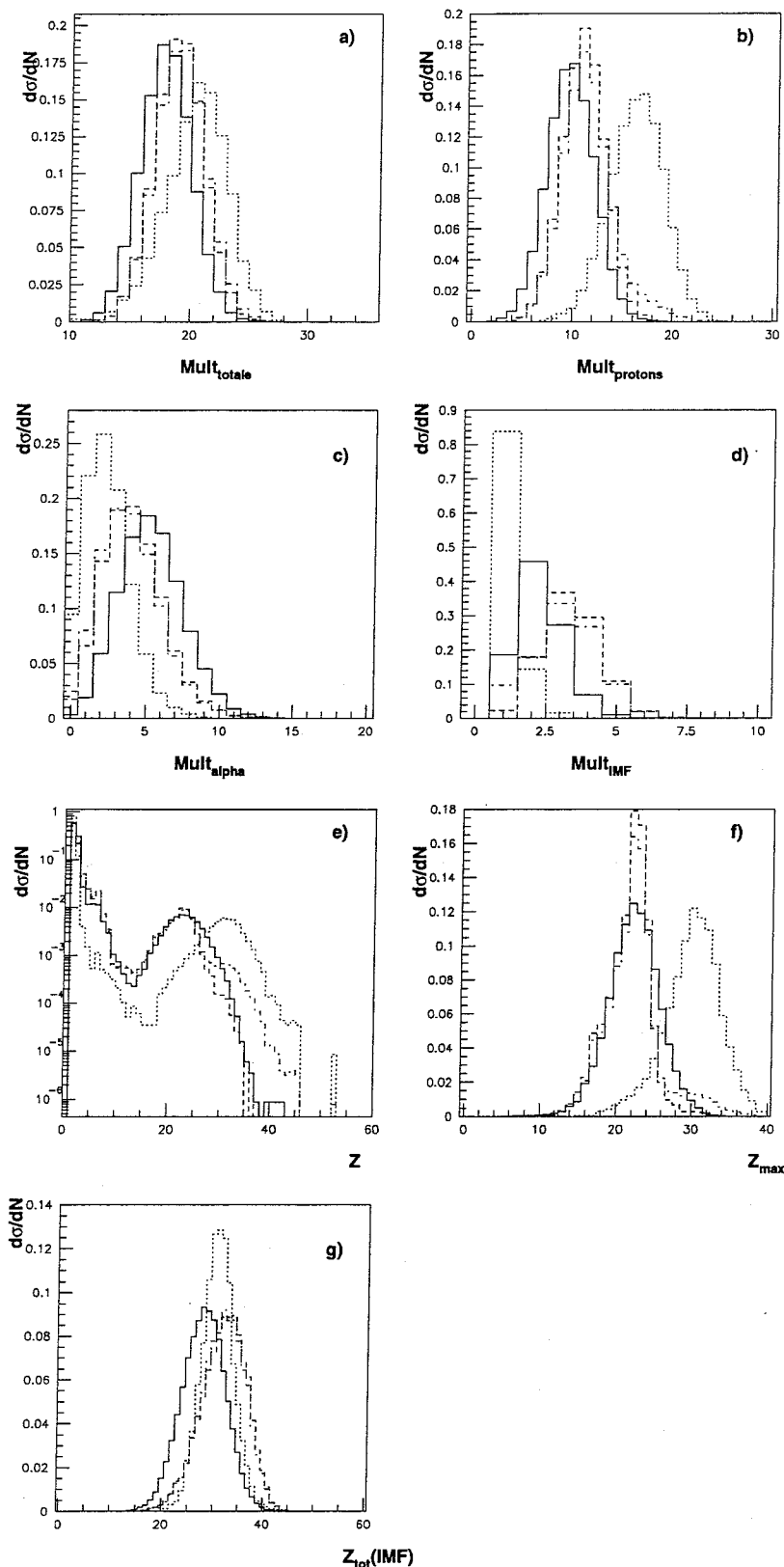


Figure 6.18: *Comparaison entre les événements expérimentaux et ceux, simulés, optimisés par backtracing. Observables statiques. Multiplicités : totale (a), de protons (b), d'alphas (c), d'IMF (d). Charges : distribution pour tous les produits détectés (e), charge maximale par événement (f), charge totale des IMF (g). Les événements expérimentaux sont figurés en traits pleins, SMM en traits tiretés, Gemini en pointillés et SMM+Gemini en traits mixtes.*



Pour permettre une comparaison plus efficace des différents lots d'événements en présence, nous avons à chaque fois représenté, outre évidemment la simulation SMM (tirets sur les spectres) et l'expérience (trait plein), l'une des meilleures approximations Gemini (pointillés) et les événements générés à partir du quaduplet source optimum donné par backtracing (10% au plus de Gemini, 90% au moins de SMM : trait mixte, se superposant le plus souvent aux tirets SMM...).

Dans tous les cas, c'est SMM qui ajuste le mieux les données (ce qui est rassurant, puisque tous les indicateurs de qualité — KL, distributions des sources, sensibilité aux observables — sont positifs et concordent). Les distributions de charges (figure 6.18 e), charge totale (figure 6.18 f) et charge du plus gros fragment (figure 6.18 g) sont également plus qu'acceptables.

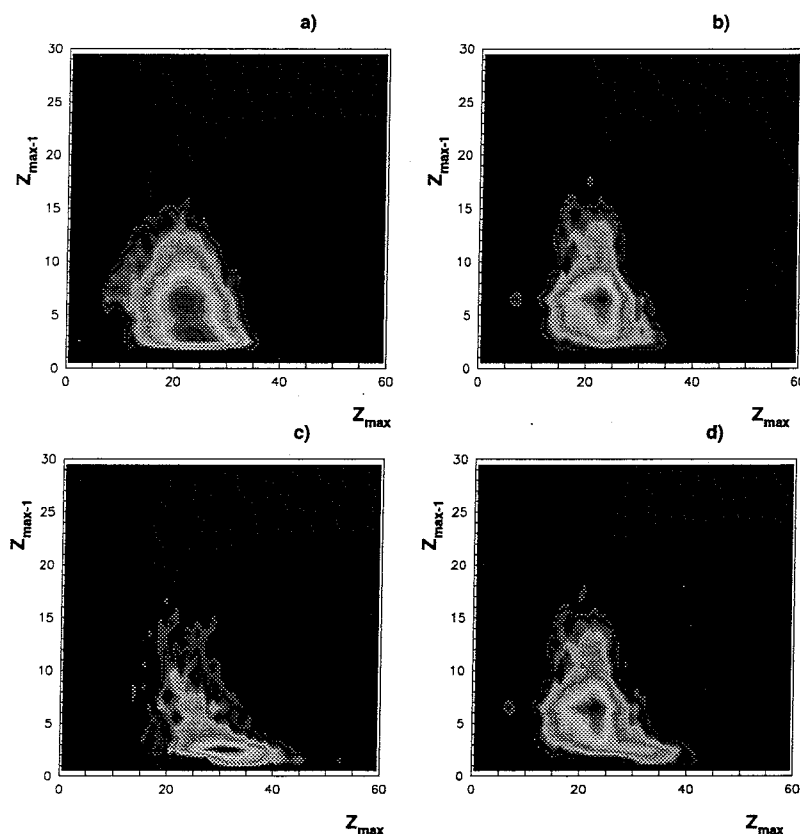


Figure 6.19: *Comparaison entre les événements expérimentaux et ceux, simulés, optimisés par backtracing. Charge du deuxième plus gros fragment en fonction de celle du premier plus gros, pour : les événements expérimentaux (a), les événements optimisés SMM (b), les événements optimisés Gemini (c), les événements optimisés SMM + Gemini (d).*

En revanche, le croisement des variables  $Z_{max}$  et  $Z_{max-1}$ <sup>19</sup> montre quelques désaccords (figure 6.19) entre les données (6.19 a) et SMM (6.19 b) : contrairement à Gemini qui produit de nombreux fragments trop lourds, en coïncidence avec des particules légères, SMM n'explore que très peu la partie du spectre qui s'apparente à un mécanisme évaporatif. En effet, il forme bien des charges élevées, mais en même temps que d'autres fragments de  $Z$  strictement supérieur à trois, voire quatre. Si la carte expérimentale présente également ce genre d'événements, elle n'en contient pas moins que de gros résidus accompagnés de fragments ou particules légères. Il vient que SMM seul n'est pas suffisant pour décrire les mécanismes expérimentaux.

A cet égard, nous pouvons faire une petite remarque : si Gemini produisait des résidus de fusion incomplète un peu moins massifs, alors le bidimensionnel SMM + Gemini (figure 6.19 d) serait sans doute idéal.

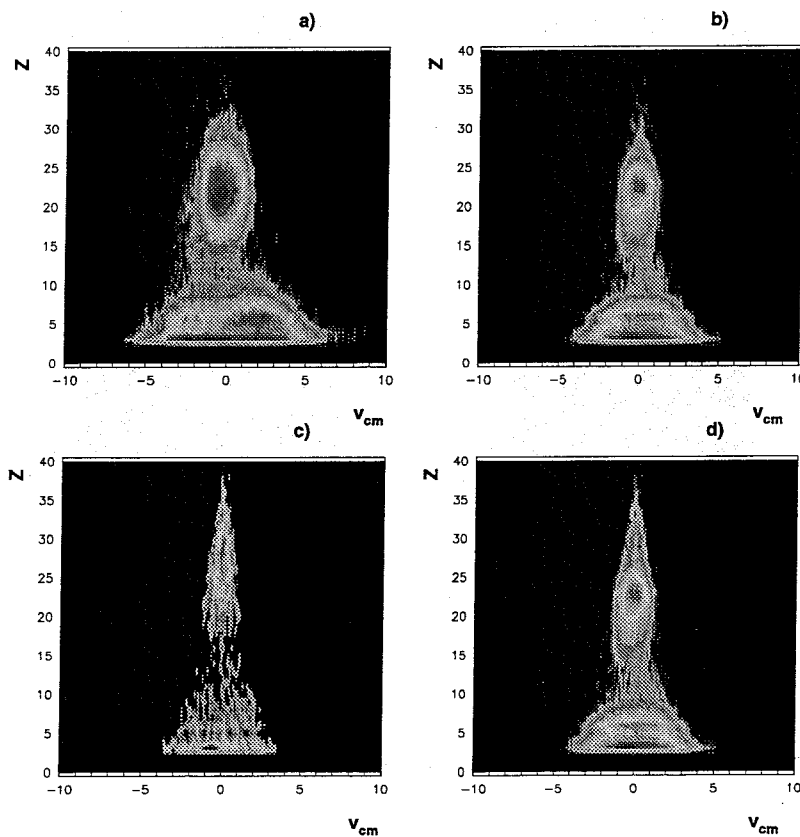


Figure 6.20: *Comparaison entre les événements expérimentaux et ceux, simulés, optimisés par backtracing. Charge des fragments en fonction de leur vitesse dans le centre de masse de l'événement ; a : expérience, b : SMM, c : Gemini, d : SMM + Gemini.*

<sup>19</sup>Comme quoi une combinaison linéaire d'observables a une très forte probabilité d'être plus discriminante que les observables considérées séparément !

A partir du moment où nous nous intéressons à des variables cinématiques, il devient inévitable que les divergences entre simulation et expérience s'accroissent. En effet, ni SMM, ni Gemini ne traitent la dynamique de la collision (les particules de prééquilibre sont notamment retirées avant le début de la désexcitation), ce qui est sensible sur les figures 6.21 et 6.22, qui regroupent des observables cinématiques, mais aussi sur la figure 6.23, qui englobe les variables de "forme".

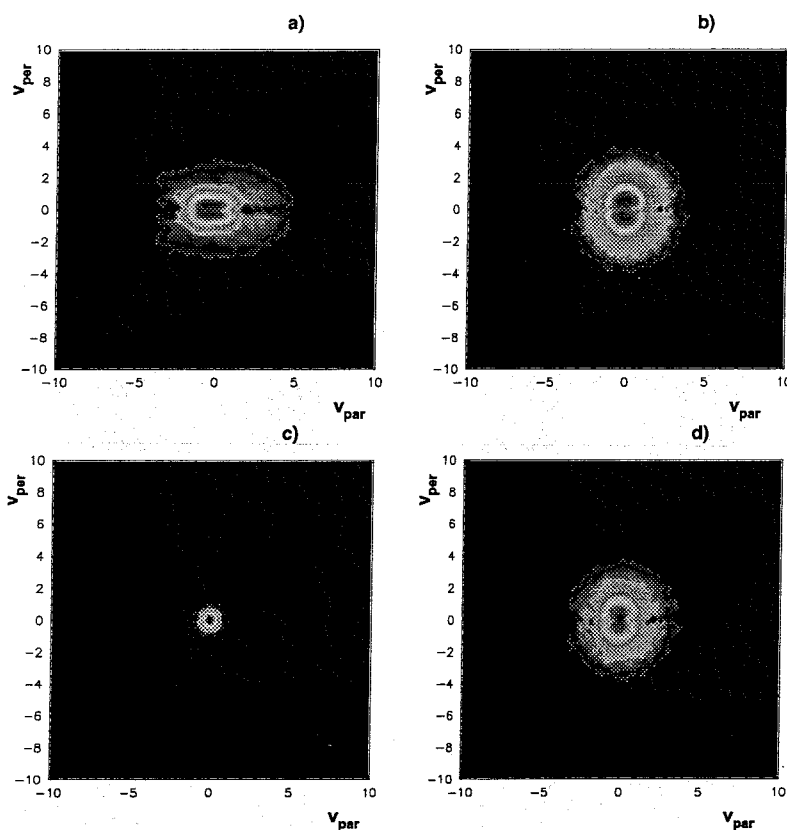


Figure 6.21: *Comparaison entre les événements expérimentaux et ceux, simulés, optimisés par backtracing. Vitesse perpendiculaire en fonction des vitesses parallèles, dans le centre de masse, pour les IMF; a : expérience, b : SMM, c : Gemini, d : SMM + Gemini.*

SMM, à l'instar de Gemini, produit des événements trop "sphériques", comme le montrent les diagrammes en vitesse perpendiculaire et vitesse parallèle des IMF dans le centre de masse (figure 6.21) et les triangles en sphéricité-coplanarité (figure 6.23). Les cosinus des angles dans le centre de masse des IMF (sans parler des particules légères) sont également des plus significatifs : les modèles génèrent des événements vraiment isotropes, alors que, nous l'avons vu dans la première partie de ce chapitre, les événements expérimentaux ne le sont pas complètement.

Les autres variables, dites de forme, telles l'angle de flot (figure 6.23 e), le moment de Fox et Wolfram d'ordre deux (figure 6.23 f), ou encore le rapport d'isotropie (figure 6.23 g), confirment cette constatation.

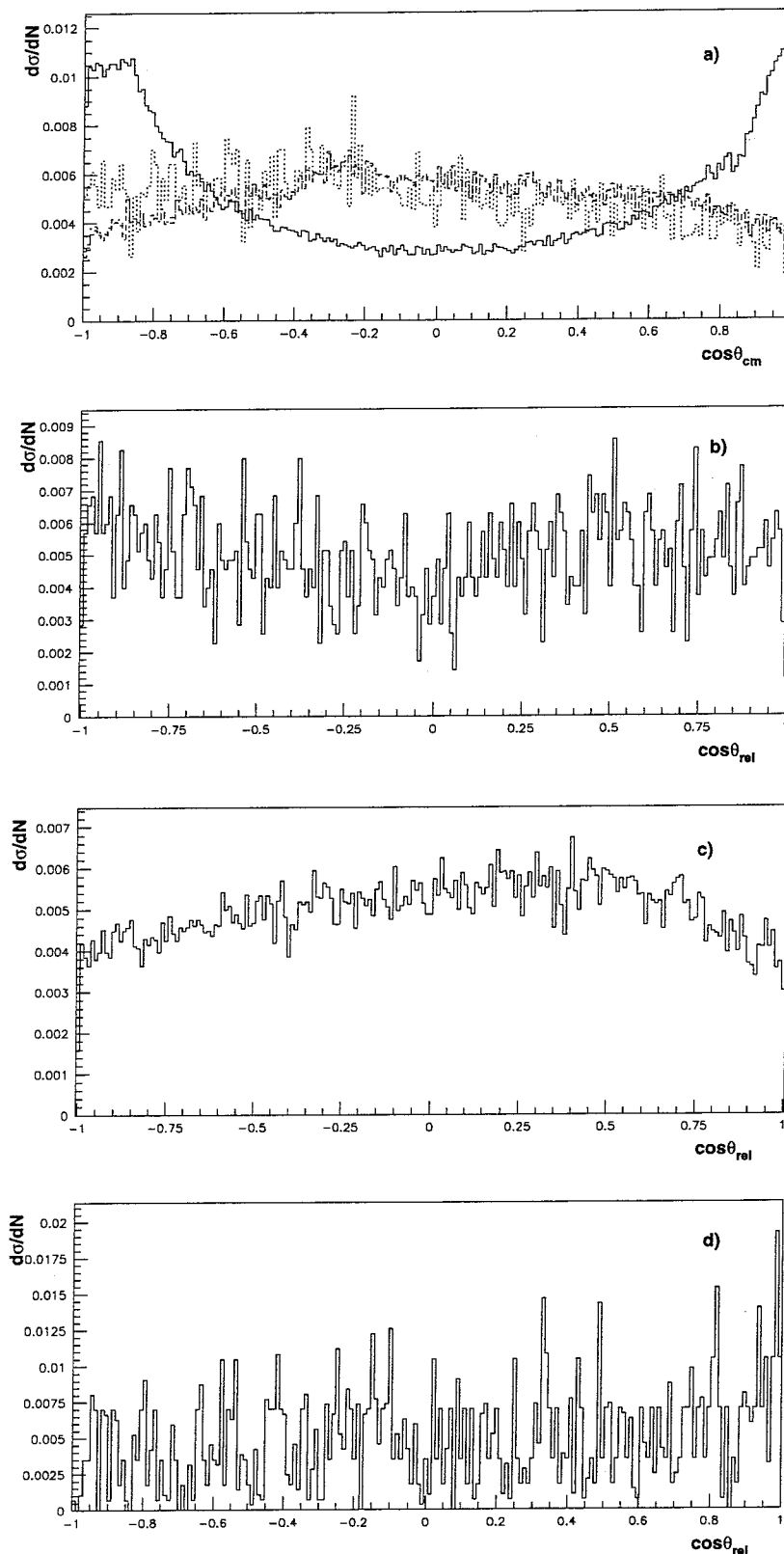


Figure 6.22: *Comparaison entre les événements expérimentaux et ceux, simulés, optimisés par backtracking. a : cosinus de l'angle, dans le centre de masse, entre le vecteur vitesse des IMF et la direction du faisceau. Les événements expérimentaux sont figurés en traits pleins, SMM en traits tiretés, Gemini en pointillés et SMM+Gemini en traits mixtes. b : cosinus des angles relatifs entre fragments, sans la contribution du plus gros, pour les événements expérimentaux. Même spectre en c pour SMM et en d pour Gemini.*

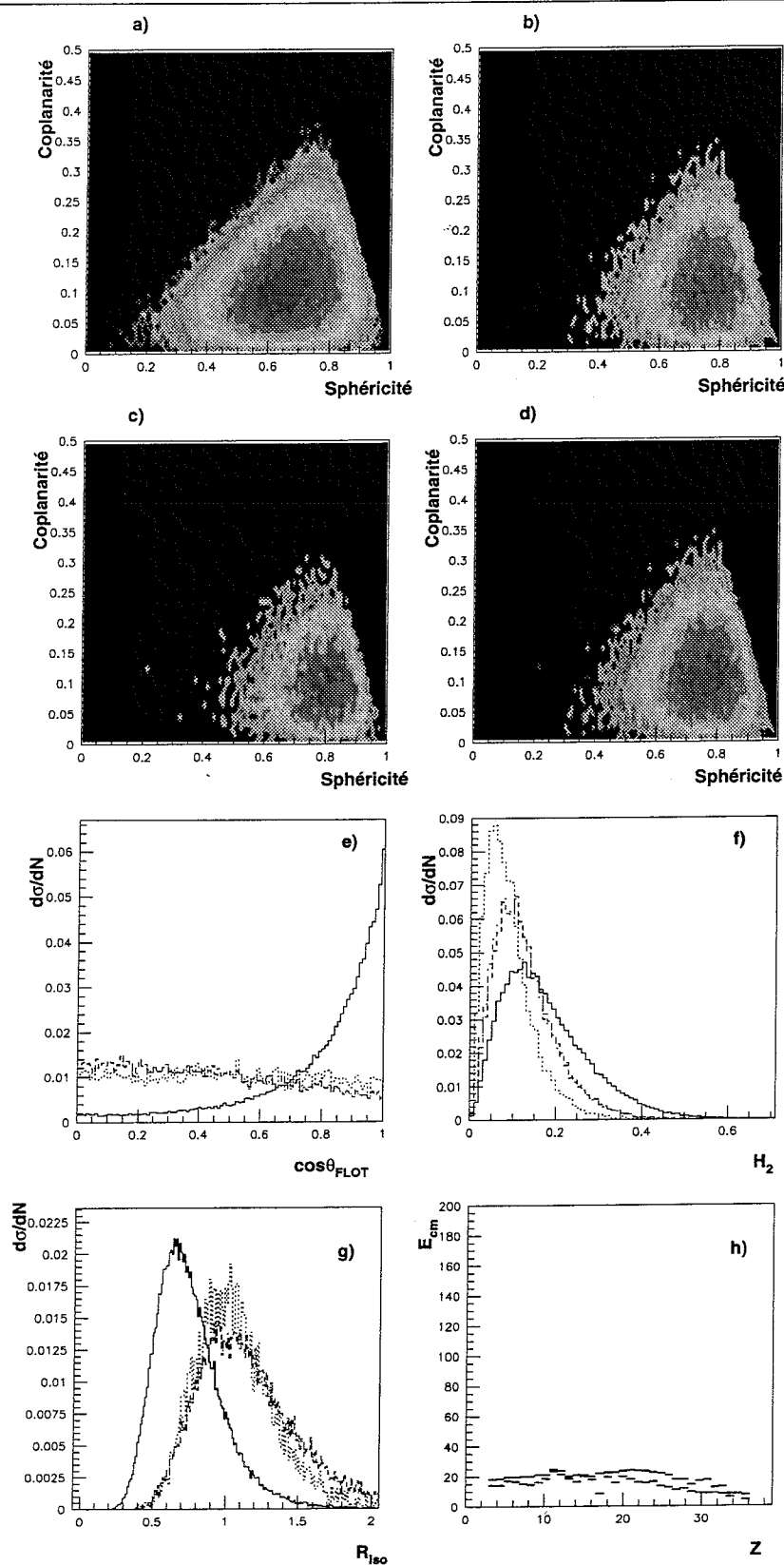


Figure 6.23: *Comparaison entre les événements expérimentaux et ceux, simulés, optimisés par backtracing. Diagrammes bidimensionnels : coplanarité en fonction de sphéricité ; en a : expérience ; en b : SMM ; en c : Gemini ; en d : SMM + Gemini. Pour les spectres, les événements expérimentaux sont figurés en traits pleins, SMM en traits tiretés, Gemini en pointillés et SMM+Gemini en traits mixtes. e : cosinus de l'angle de flot ; f : moment de Fox et Wolfram d'ordre 2 ; g : rapport d'isotropie calculé dans le centre de masse ; h : énergie dans le centre de masse en fonction de la charge du fragment, superposition SMM et Gemini.*

Nous pouvons également relever (figure 6.22 *b* et suivantes) que les spectres d'angles relatifs entre IMF ne sont pas très discriminants, et qu'une conclusion sur les mécanismes de désexcitation, déduite de ces distributions (que nous aurions pu être tentés de tirer, par exemple, au paragraphe 6.1.5), n'aurait pas été fiable.

Enfin, nous pouvons noter que les représentations de l'énergie moyenne dans le centre de masse en fonction de la charge du produit détecté sont très ressemblantes pour les événements générés par SMM ou Gemini (figure 6.23 *h*). Ces diagrammes sont à rapprocher des figures 5.17<sub>19</sub> pour l'expérience et 5.18 pour la simulation Simon d'événements monosource : dans les deux derniers cas, nous observons un décrochement autour de la charge 10, ce qui n'est reproduit par aucun des modèles statistiques employés ici.

En résumé, les variables comparées pour SMM et l'expérience présentent des caractéristiques plutôt concordantes, dans la mesure où la cinématique de la réaction ne peut de toute façon pas être reproduite parfaitement sans l'introduction de la dynamique dans le modèle, ou d'un traitement spécifique des formes des événements [Wie98].

Néanmoins, nous aimerions attirer l'attention sur un fait que nous n'avons pas souligné jusqu'ici : les valeurs mêmes des variables source données par le backtracing sont à considérer avec les réserves déjà évoquées au paragraphe 6.2.1.c (note de bas de page n° 8) quant à leur interprétation.

En effet, le fort excès de neutrons par rapport aux protons de prééquilibre peut sembler suspect, dans la mesure où, intuitivement, c'est le raisonnement tenu dans la première partie de ce chapitre 6 (corroboré par trois types d'évaluation différentes : BNV, Blann, Simon) qui s'impose et conduit à :

$$\text{nombre de protons} = \text{nombre de neutrons} + 4$$

Or, ici, nous avons :  $\text{nombre de protons} = \text{nombre de neutrons} + 8$ .

Comme INDRA ne détecte pas les neutrons, nous ne sommes malheureusement pas en mesure de valider l'une ou l'autre de ces deux hypothèses.

### 6.2.3 Conclusion

Finalement, nous ne pouvons pas conclure de façon beaucoup plus certaine qu'à l'issue de l'analyse purement expérimentale du paragraphe 6.1 : les mécanismes gouvernant la désexcitation des monosources sélectionnées ne sont toujours pas parfaitement caractérisés.

Certes, grâce au backtracing, nous avons obtenu un lot d'événements SMM qui reproduit bien l'expérience, alors que Gemini y échoue dans tous les cas. Mais cela ne signifie

---

pas nécessairement que les monosources expérimentales se désexcitent toutes par la multifragmentation telle que SMM la modélise, d'autant que le triplet source optimum produit par le backtracing n'est pas incontestable.

Nous pouvons juste en déduire que Gemini n'est pas adapté aux énergies de faisceau intermédiaires, SMM le paraissant davantage.

Peut-être aussi le lot expérimental est-il constitué d'événements dont le mode de désexcitation est une transition entre la "fusion-évaporation" et la multifragmentation. Ou bien, comme certains indices le laissent à penser (voir notamment figure 6.19), les deux mécanismes précités coexistent-ils [Pet90, Vie94] dans le cas des monosources issues des collisions Ni + Ni à 32 A·MeV.

Mais peut-être avons-nous simplement négligé une composante fondamentale de la collision à ces énergies : la dynamique. Une suite logique au présent travail serait donc l'extension du protocole de comparaison à des modèles prenant en compte de façon réaliste la dynamique des collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi, par l'intermédiaire, par exemple, de modèles microscopiques de transport [Bona94, Gua96, Sur98].

# Conclusion

L'étude des collisions les plus centrales Ni + Ni à 32 A·MeV, présentée dans ce mémoire, a été rendue possible par les excellentes performances du multidétecteur INDRA. Elle constitue, à plusieurs titres, une étape indispensable dans la recherche des effets de taille finie sur les mécanismes de formation et de désexcitation des noyaux chauds.

Tout d'abord, comme elle a nécessité la sélection précise d'événements de source unique, cette analyse a requis la mise au point d'une méthode originale et efficace de discrimination entre différentes catégories de réactions. En effet, malgré la bonne détection assurée par INDRA (au moins 80% des charge et impulsion totales — initiales — exigibles), la séparation entre les événements monosource et d'autres types de données se faisait difficilement dans le domaine des énergies intermédiaires, la section efficace totale de réaction étant dominée par ces autres données de caractère plutôt binaire.

Jusqu'à présent, la multitude d'informations recueillies pour une collision (énergie, charge, angles polaire et azimutal associés à chaque particule ou fragment) était condensée en variables dites globales, statiques ou cinématiques, plus ou moins discriminantes suivant, par exemple, le degré de dissipation (multiplicités,  $E_{rat}, \dots$ ) ou la forme ( $H_2$ ,  $\theta_{flot}, \dots$ ) de l'événement détecté.

Aucune de ces variables usuelles ne s'est révélée vraiment opérante, seule, pour sélectionner des monosources formées dans les collisions Ni + Ni à 32 A·MeV. En revanche, comme une utilisation simultanée de plusieurs de ces observables favorise la distinction entre classes d'événements, la combinaison linéaire la plus adaptée à l'extraction des monosources a été recherchée. Construite sur un ensemble représentatif des variables globales employées habituellement en physique nucléaire, cette combinaison linéaire,  $D_{glob}$ , a été obtenue par Analyse Factorielle Discriminante (AFD). Lorsqu'il s'est avéré que cette nouvelle quantité n'était guère plus puissante que la meilleure des variables globales usuelles (à savoir le rapport d'isotropie calculé dans le centre de masse de l'événement,  $R_{iso}$ ), la question des corrélations entre ces dernières s'est posée. Effectivement, les variables globales réduisent, en une seule valeur par événement, toute l'information expérimentale,



dernières, en bon accord avec l'expérience ( $Z = 53$  et  $E^* = 5 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ ), il manque, pour que la reproduction soit satisfaisante, des événements générés par un code de désexcitation séquentielle plus réaliste que Gemini pour des composites chauds.

Finalement, au vu de l'analyse réalisée sur  $\text{Ni} + \text{Ni}$  à  $32 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ , les monosources formées à cette énergie ne peuvent pas être décrites simplement à partir des seuls modèles SMM et Gemini, qui font intervenir, malgré des processus de désexcitation différents, des noyaux composites équilibrés, à densité normale et sans déformation.

Une étape ultérieure de l'insertion de cette étude dans la problématique générale de la description de la matière nucléaire finie consisterait donc en une caractérisation plus détaillée des monosources présentes dans les données. Le domaine de validité de la thermodynamique nucléaire pourrait alors être précisé par des contraintes expérimentales, découlant par exemple d'effets de surface ou de volume affectant la désexcitation des noyaux chauds.

Dans le cas de  $\text{Ni} + \text{Ni}$  à  $32 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ , ces derniers sont-ils issus de la superposition de deux processus reflétant la compétition entre les influences du champ moyen et des collisions nucléon-nucléon ? Ou sont-ils plutôt à décrire en termes de décomposition spinodale, dans laquelle les effets de volume et de surface prennent tout leur sens ?

De même, le phénomène hors équilibre observé est-il lié à des émissions non équilibrées de nucléons ou de noyaux légers pendant la phase d'expansion consécutive à l'entrée dans une zone spinodale, ou s'explique-t-il simplement par des processus dynamiques (collisions nucléon-nucléon dans les premiers instants de la réaction) ?

La poursuite de l'analyse des données expérimentales, déjà disponibles ou à venir, notamment celles des campagnes de mesures INDRA, facilitera certainement, et à brève échéance, la réponse à nombre de ces interrogations.

# Annexe A

## Base propre d'un événement

### A.1 Tenseur des moments

Il est courant, et souvent judicieux, d'exprimer les caractéristiques d'un événement physique (collision de noyaux) dans le référentiel qui lui est lié. Ce dernier correspond au repère construit sur la base propre du tenseur  $Q$ , dit tenseur des moments par analogie avec le tenseur d'inertie utilisé en théorie du moment cinétique [Bjo70][Cug83]. L'origine de ce repère propre est prise au centre de masse de la collision. Le tenseur  $Q$  a pour composantes :

$$Q_{ij} = \sum_{n=1}^{Mult} \frac{1}{\gamma(n)} P_i(n) P_j(n) \quad (1)$$

Dans l'expression (1) :

- la somme s'étend à tous les produits de la réaction considérée,
- les indices  $i$  et  $j$  prennent leurs valeurs dans l'ensemble  $\{x, y, z\}$  qui représente l'ensemble des coordonnées cartésiennes usuelles,
- $P_i(n)$  est la composante suivant  $i$  de l'impulsion — dans le centre de masse — de la  $n^{\text{ième}}$  particule,
- $\gamma(n)$  est un poids qui permet de changer la signification physique (et la dimension !) du tenseur  $Q$ . Il peut valoir, suivant les cas :
  1.  $\gamma(n) = P^2(n)$
  2.  $\gamma(n) = P(n)$
  3.  $\gamma(n) = 2 M(n)$

avec  $P(n)$  le module de l'impulsion de la particule  $n$  dans le centre de masse, et  $M(n)$  la masse de la même particule.

Dans le premier cas ( $\gamma(n) = P^2(n)$ ), le tenseur  $Q$  est sans dimension, tandis que la deuxième valeur possible de  $\gamma(n)$  donne à  $Q$  la dimension d'une impulsion. Le troisième cas,  $\gamma(n) = 2 M(n)$ , est le plus employé, dans la mesure où l'interprétation de  $Q$  est immédiate. En effet, si  $\gamma(n) = 2 M(n)$ , (1) devient la composante d'un tenseur des vitesses, et  $Q$  possède la dimension d'une énergie (c'est pourquoi il est fréquemment appelé

### A.3 Angle de flot

Par contre, même s'il n'est pas conseillé d'étudier systématiquement les collisions dans le repère de l'ellipsoïde, il ne faut pas négliger une information qui résulte également de la diagonalisation du tenseur  $Q$  : l'angle de flot. Ce dernier, dont l'expression est déduite de (2), définit l'angle principal selon lequel est orienté un événement, son "allongement". Il s'agit d'une variable globale intéressante pour la caractérisation d'une collision.

$$\cos \theta_{flot} = \frac{\vec{e}_1 \cdot \vec{k}}{\|\vec{e}_1\|} \quad (2)$$

où  $\vec{k}$  est le vecteur directeur (unitaire) de l'axe du faisceau.  $\theta_{flot}$  est ramené à l'intervalle  $[0,90]$  degrés dans le cas expérimental.

On démontre (et on vérifie expérimentalement) qu'un ensemble d'événements isotropes est caractérisé par une distribution de  $\theta_{flot}$  plate, les événements binaires privilégiant les petites valeurs de cette variable.

# Annexe B

## Simon

Le lecteur consultera avec profit les références [Dur95][Dur95b][Ngu98], d'où est tirée toute la première partie de la présente annexe.

### B.1 Présentation du générateur

Convenant tout particulièrement à l'étude de la multifragmentation, qu'il traite essentiellement par des approches phénoménologiques, le générateur d'événements Simon, conçu et réalisé par D. Durand, présente également l'avantage de pouvoir décrire des collisions d'ions lourds *ab initio*.

#### B.1.1 Voie d'entrée

En effet, la voie d'entrée du code Simon simule le choc entre deux noyaux, les équations du mouvement étant résolues dans les potentiels coulombien, centrifuge et de proximité inhérents au système. Le terme de dissipation est modélisé par un échange stochastique de nucléons à travers une fenêtre de contact  $S$  entre les deux noyaux,  $S$  dépendant du paramètre d'impact. Le code tient aussi compte des émissions de prééquilibre. Sont affectés à ce dernier les nucléons qui, ayant ou non subi des collisions entre eux, ont une énergie suffisante pour quitter leur noyau, et ce, avant que le nombre des collisions inter-nucléons ait atteint la limite définie à partir du recouvrement entre les deux noyaux initiaux.

Bien sûr, Simon produit des événements tant monosource que bisource, les premiers étant distribués de  $b$  (paramètre d'impact)  $\approx 0$  à  $b_{critique}$  (obtenu avec un calcul classique), les autres s'étendant au-delà, jusqu'au  $b_{max}$  du système. Le traitement de la voie d'entrée cesse lorsque la "fusion" est effective (cas monosource) ou lorsque la distance entre les deux partenaires de réaction est supérieure à une valeur limite.

Variable d'entrée	lot1	lot2	Signification
IENTR	1	1	option voie d'entrée
IDECID	0	0	pas de pré-équilibre
APROJ	58	58	masse projectile
ZPROJ	28	28	charge projectile
ACIB	58	58	masse cible
ZCIB	28	28	charge cible
ELAB	32 (A·MeV)	32	énergie faisceau
TSEPA	20 (fm/c)	20	propagation sans désexcitation
ALEVEL	12	12	paramètre de densité de niveaux
INEUT	-1	-1	prise en compte des neutrons
IKRACK	1	1	explosion de la source possible
DCRIT	1.5 (fm)	1.5	distance critique
TLIMITE	<b>20000</b>	<b>15</b>	paramètre relatif à ALEVEL
WEIS	0	0	pas désexcitation Weisskopf
TST	0	0	pas état transitoire
BINGO	1	1	mélange WEIS et TST
ISPEC	0	0	pas géométrie spéciale
ICENTRE	1	1	position du plus gros IMF
ICIGARE	0	0	variable de forme
IGALETTE	0	0	variable de forme
MILIEU	0	0	position du plus gros IMF
RAB	1.	1.	forme de la source
RAC	1.	1.	forme de la source

TAB. B.1: *Paramètres d'entrée de Simon. Les variables utiles sont seules répertoriées ici. Les autres paramètres d'entrée restent à des valeurs quelconques : elles sont lues par le programme, mais pas utilisées (certaines ne sont nécessaires que si le calcul voie de sortie est demandé séparément).*

# Annexe C

## Analyse Discriminante

Les techniques d'analyse discriminante utilisées aux chapitres 3 et 4 sont développées ici plus en détails. L'Analyse Factorielle Discriminante est présentée dans un contexte général en C.1, où le pouvoir discriminant  $\lambda$  est également introduit au cours des calculs. La section C.2 donne quelques notions fondamentales d'Analyse en Composantes Principales, tandis que le paragraphe C.3 esquisse une définition "physique" des variables chimères.

### C.1 Analyse Factorielle Discriminante : cas général

Dans le chapitre 3 (§3.1.2 et 3.2), nous nous sommes contentés d'expliquer brièvement la démarche de l'AFD, utilisant à cet effet quelques exemples simples (entre autres, celui de deux nuages dans un plan). Nous donnons ci-dessous, dans un cadre plus formel, la généralisation de la méthode [Leb82].

#### C.1.1 Position du problème. Notations

Soit un échantillon statistique  $\mathfrak{E}$  composé de  $q$  nuages, totalisant  $n$  individus placés dans un espace à  $p$  dimensions.

Toutes ces informations peuvent se ranger dans une matrice  $X = (x_{ij})$  à  $n$  lignes et  $p$  colonnes, les  $n$  lignes étant partitionnées en  $q$  classes. La dimension de l'espace ( $p$ ) coïncide avec le nombre de variables  $\mathcal{V}$  caractérisant chaque individu, et le nombre de partitions ( $q$ ) reflète le nombre de catégories distinctes  $\mathcal{C}$  à séparer. Ces différentes classes  $\mathcal{C}$  sont connues *a priori*.

Faire une Analyse Factorielle Discriminante de  $\mathfrak{E}$  consiste à rechercher les fonctions linéaires discriminantes  $\mathbf{U}$ , combinaisons linéaires des variables  $\mathcal{V}$ , dont les valeurs séparent au mieux les  $q$  classes  $\mathcal{C}$ .

Il s'agit donc de rechercher les combinaisons linéaires qui soulignent les différences entre les catégories  $\mathcal{C}$  (variance externe maximale) tout en délimitant l'étendue de ces mêmes catégories (variance interne minimale). Ces deux conditions seront notées  $\Gamma$  dans la suite.

Soit  $\lambda$  un multiplicateur de Lagrange. La dérivée de  ${}^t\mathbf{U} V^{ext} \mathbf{U} - \lambda({}^t\mathbf{U} V^{tot} \mathbf{U} - 1)$  par rapport aux différentes composantes de  $\mathbf{U}$  et l'annulation de ces dérivées conduisent à :

$$V^{ext} \mathbf{U} = \lambda V^{tot} \mathbf{U} \quad (C.3)$$

Si  $V^{tot}$  est inversible, alors

$$(V^{tot})^{-1} V^{ext} \mathbf{U} = \lambda \mathbf{U}$$

donc  $\mathbf{U}$  est le vecteur propre de  $(V^{tot})^{-1} V^{ext}$  relatif à la valeur propre  $\lambda$ .

Or si l'équation (C.3) est multipliée à gauche par  ${}^t\mathbf{U}$ , il vient, grâce à l'équation (C.2) :

$$\lambda = {}^t\mathbf{U} V^{ext} \mathbf{U}$$

Donc  $\lambda$  est le maximum recherché de  $f(\mathbf{U})$  : c'est la plus grande valeur propre de  $(V^{tot})^{-1} V^{ext}$ , associée au vecteur propre  $\mathbf{U}$ , et souvent appelée **pouvoir discriminant**.

Nous avons donc trouvé la fonction discriminante  $\mathbf{U}$ , combinaison linéaire des variables initiales  $\mathcal{V}$ , qui maximise le pouvoir discriminant  $\lambda$ . Concrètement,  $\mathbf{U}$  représente l'**axe le plus discriminant pour les  $q$  classes  $\mathcal{C}$**  de départ.

## C.2 Analyse en Composantes Principales

En complément à ce paragraphe, le lecteur pourra consulter les références [Des95, Sap90, Mja87].

Soit maintenant un nuage  $\mathcal{N}$  de  $n$  points dans l'espace  $\mathbb{R}^p$ , de matrice représentative  $A = (a_{ij})$ . Cette matrice de  $n$  lignes et  $p$  colonnes n'est pas obligatoirement symétrique (cf. note relative à C.1.2), et les coordonnées des  $n$  points dans  $\mathbb{R}^p$  sont potentiellement très disparates (nuage  $\mathcal{N}$  très étalé dans l'espace).

### C.2.1 Position du problème

Si le nuage  $\mathcal{N}$  de  $n$  points dans  $\mathbb{R}^p$  est contenu dans un sous-espace vectoriel  $\mathbb{R}^q$ , avec  $q < p$ , il est alors possible de reconstituer les positions initiales des  $n$  points (donc la matrice  $A$ ) à partir de leurs coordonnées sur  $q$  nouveaux axes (connaissant bien sûr les composantes de ces nouveaux axes sur les  $p$  anciens).

Si par contre  $\mathcal{N}$  n'est pas tout entier inclus dans un sous-espace de  $\mathbb{R}^p$ , on peut néanmoins rechercher  $\mathbb{R}^q$  tel que la reconstitution des coordonnées initiales des  $n$  points ne

Donc  $\sum_{i=1}^q \lambda_i \approx \sum_{i=1}^p \lambda_i$  est le critère pour qu'une ACP soit considérée comme satisfaisante. La recherche du meilleur sous-espace s'arrête alors à  $\mathbb{R}^q$ .

### c. Cas de l'application du chapitre 4

Dans le cas précis du chapitre 4 §4.3.2, nous nous plaçons dans l'espace à 1296 moments initiaux, et considérons  $n$  événements expérimentaux décrits dans cet espace par une matrice  $X$ . En nous positionnant ensuite de force dans un sous-espace à  $q$  dimensions, construit sur un nombre de moments inférieur (625, 256, 81, 16, 1), nous regardons quelle est la proportion de la trace de  ${}^tX X$  représentée par l'inertie ( $\sum_{i=1}^q \lambda_i$ ) du sous-espace en question. C'est le rapport entre  $\sum_{i=1}^q \lambda_i$  et  $\text{Tr}({}^tX X)$  qui nous permet d'obtenir le pourcentage d'information statistique conservé par chaque sous-espace.

## C.3 Variable chimère

### C.3.1 Recherche d'un sous-espace à une dimension

Lorsque les variables sont simples comme au chapitre 4 §4.2.2.b, la recherche du sous-espace à une dimension qui ajuste au mieux un nuage de points  $\mathcal{N}$  peut être réalisé par ACP. Le calcul n'est alors mené que jusqu'à la première droite définie par  $\mathbf{u}_1$ , vecteur propre de  ${}^tX X$  associé à la valeur propre  $\lambda_1$  (C.2.2.a). En revanche, quand les variables sont exogènes ou fortement corrélées entre elles, une Régression sur Composantes Principales, méthode que nous ne détaillerons pas ici, s'impose [Leb82].

### C.3.2 Variable chimère. Coefficient de corrélation linéaire

#### a. Exemple simple

Afin de bien fixer les idées, considérons le cas d'un nuage centré  $\mathcal{N}$ , composé de  $n$  points désignés par leurs coordonnées  $(x_i, y_i)_{i \in \mathbb{N}_n^*}$ .

Il est clair sur la figure C.1 que la droite  $D$  ajuste le mieux  $\mathcal{N}$  au sens des moindres carrés. Affectons au nuage le vecteur directeur  $\vec{d}$  de  $D$ , pondéré de manière à rendre compte de l'extension de  $\mathcal{N}$ . Nous obtenons alors la variable  $\mathbf{V}$  qui décrit le plus précisément le nuage.



# Annexe D

## Compléments sur les moments

### D.1 Justification des moments en “énergie”

#### D.1.1 Information expérimentale totale

Dans le chapitre 4, les moments multidimensionnels généralisés sont définis comme suit (P. Désesquelles) :

$$M_{jklm} = \sum_{i=1}^{Mult} E_A(i)^j E_x(i)^k E_y(i)^l E_z(i)^m \quad (D.1)$$

où :

- $i$  est l'indice de la  $i^{\text{ème}}$  particule de l'événement,
- $Mult$  la multiplicité de ce même événement,
- $\forall \nu \in \{x, y, z\}$ ,  $E_\nu(i) = \frac{1}{2} A(i) |v_\nu(i)| v_\nu(i)$ , avec  $v_\nu(i)$  projection de la vitesse de  $i$  sur l'axe  $\nu$ , et  $A(i)$  la masse de  $i$ ,
- $E_A(i)$  l'énergie de masse de  $i$ .

Une telle relation n'est, d'une part, pas analytique, et d'autre part, comme elle n'utilise que les puissances paires des composantes cartésiennes des vitesses, elle ne permet pas d'accéder à la totalité de l'information expérimentale contenue dans les quadrivecteurs  $(M(i), v_x(i), v_y(i), v_z(i))$  (où  $M$  est la masse de la particule  $i$  et  $v_x, v_y, v_z$  sont les composantes de sa vitesse). En effet, les corrélations directes (exposant 1) et autres corrélations “impaires” entre les impulsions des différents produits de réaction sont estompées, voire complètement effacées.

Pour garder toute l'information statistique, il convient de construire les  $M_{jklm}$  sur les composantes en vitesse de chaque particule, outre la dimension réservée à la masse. La définition des moments “en vitesse” devient alors :

$$M_{jklm} = \sum_{i=1}^{Mult} M(i)^j v_x(i)^k v_y(i)^l v_z(i)^m$$

## D.1.2 Echec des moments en “vitesse”

Pour être totalement explicite, ce paragraphe nécessite la lecture préalable du chapitre 4, jusqu’au §4.2.1 inclus.

### D.1.2.1. ACP sur les moments en “vitesse”

Ce qui était prévisible\* se trouve confirmé par ACP sur 625 moments en “vitesse” : la somme d’information statistique portée par les premiers moments est moins élevée que dans le cas des équivalents “énergétiques” ( cf. tableau D.1).

nombre de moments	info. stat. E	info. stat. v
625	100%	100%
256	≈ 96%	≈ 85%
81	≈ 80%	≈ 70%
16	≈ 60%	≈ 50%
1	≈ 2%	≈ 2%

Tableau D.1: *Comparaison des moments “énergétiques” et en “vitesse”. La référence pour l’ACP est prise à 625 moments dans les deux cas, i.e. on considère 100% de l’information expérimentale portée par l’ensemble des 625 premiers moments. Les cases info. stat. E correspondent aux moments en “énergie”, info. stat. v à ceux en “vitesse”.*

Il faut donc encore plus de dimensions pour décrire correctement l’espace physique de la collision nucléaire. Néanmoins, un essai peut être tenté avec les 625 premiers moments : si une AFD donne des résultats encourageants à la fois sur les échantillons simulé et expérimental, il sera temps d’augmenter le nombre de variables initiales (à 1296 moments).

### D.1.2.2. AFD sur les événements simulés

La recherche de la meilleure combinaison linéaire en termes de discrimination mono-source/bisource est entreprise sur les événements Simon (simulations de l’annexe B, sans modification interne du code). La nouvelle variable obtenue semble particulièrement efficace : son pouvoir discriminant vaut 0.85, et le recouvrement associé n’excède pas 0.06% (à comparer avec les valeurs obtenues aux chapitres 3 et 4 pour le même lot d’événements)!

### D.1.2.3. Application à l’expérience

La projection des événements expérimentaux sur ce nouvel axe présente de fait deux bosses très distinctes (plus encore que ne le sont les distributions des figures du chapitre 5.1).

\*Condensation, dans les moments en “énergie”, de l’information portée par les moments en “vitesse”.

Cependant, une analyse identique à celle effectuée en §5.2 ne présente absolument pas les évolutions caractéristiques d'événements monosource vers des événements bisource... Il s'agit en effet, quelle que soit la tranche considérée, toujours de bisources plus ou moins bien séparées.

Cet étonnant revers (par rapport aux chapitres 4 et 5) s'explique par le fait que, contrairement aux moments en "énergie", les moments en "vitesse" font intervenir le détail des mécanismes explorés... En clair, nous avons atteint ici les limites au-delà desquelles le code Simon ne reproduit pas l'expérience : il est déjà assez surprenant que les 625 premiers moments en "énergie" génèrent sensiblement le même espace dans les cas expérimental et simulé (cf. chapitre 4).

Finalement, ce constat d'échec est plutôt rassurant : nous aurions été obligés, dans le cas où nous ne l'aurions pas établi, de voir en Simon le générateur parfait... et de conclure que tout était entièrement compris et reproductible en matière de collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires !

## D.2 Démonstration de la correspondance quadrivecteurs-moments

La démonstration<sup>†</sup> que nous donnons ci-dessous établit l'existence d'une égalité entre l'ensemble des quadruplets construits sur les composantes en énergie et les moments  $M_{jklm}$  correspondants. Elle peut bien entendu s'appliquer à n'importe quelles quantités expérimentales constituant un quadrivecteur formellement identique au quadruplet traité ici.

### D.2.1 Objectif

La connaissance de l'ensemble des quadruplets  $\mathbb{E} = \{(E_A(i), E_x(i), E_y(i), E_z(i))\}_{i \in \mathbb{N}_n^*}$  permet évidemment de calculer les moments  $M_{jklm} = \sum_{i=1}^n E_A^j(i) E_x^k(i) E_y^l(i) E_z^m(i)$ .

Nous montrons ici que la connaissance des  $n^4 + 3$  moments  $M_{jklm}$  définis par :

$$(M_{jklm})_{(j,k,l,m) \in (\mathbb{N}_{n-1})^4 \cup \{(n,0,0,0), (0,n,0,0), (0,0,n,0), (0,0,0,n)\} - \{(0,0,0,0)\}}$$

autorise la reconstruction des  $n$  quadruplets de départ<sup>‡</sup>.

<sup>†</sup>Le lecteur peu familier du langage mathématique est prié de nous excuser pour le traitement assez formel de cette partie.

<sup>‡</sup>Après dénombrement précis, il suffit effectivement de  $n^4 + 3$  moments, dans notre démonstration, pour la reconstruction des quadruplets initiaux (et non de  $(n+1)^4$  comme indiqué dans le texte du chapitre 4). Le fait de disposer de moments supplémentaires n'est pas gênant. Par ailleurs, cette démonstration implique  $n \geq \text{Mult}$ , multiplicité expérimentale d'un événement, donc  $n \geq \text{Mult}_{\max}$ . L'ACP — annexe C — permet de lier toute solution moins dense ( $n < \text{Mult}$ ) à la solution unique trouvée ici.

## D.2.2 Définitions et théorèmes utiles

### i. Définition 1

Dans  $\mathcal{A}[X_1, \dots, X_n]$ , les  $n$  polynômes  $\{\Sigma_p\}_{1 \leq p \leq n}$  définis par

$$\Sigma_p = \sum_{1 \leq i_1 < \dots < i_p \leq n} X_{i_1} \cdots X_{i_p}$$

sont symétriques et portent le nom de polynômes élémentaires.

**Remarque :** pour tout polynôme  $P$  de  $\mathcal{A}[X_1, \dots, X_n, Y]$  tel que  $P = \prod_{i=1}^n (Y - X_i)$ , il est possible d'écrire :  $P = Y^n + \sum_{p=1}^n (-1)^p \Sigma_p Y^{n-p}$ .

### ii. Théorème 1

Soit  $P$  un polynôme symétrique de  $\mathcal{A}[X_1, \dots, X_n]$  de degré  $p$  et d'ordre  $\omega$ . Il existe un *unique* polynôme  $Q$  de  $\mathcal{A}[Y_1, \dots, Y_n]$  tel que  $P(X_1, \dots, X_n) = Q(\Sigma_1, \dots, \Sigma_n)$ . Ce polynôme  $Q$  est de poids  $p$  et de degré  $\omega$  (voir [Ram90] p. 204–205 pour la démonstration).

### iii. Théorème 2 (Formules de Newton)

Les polynômes symétriques et homogènes  $(S_k)_{k \in \mathbb{N}} = (\sum_{p=1}^n X_p^k)_{k \in \mathbb{N}}$  de  $\mathcal{A}[X_1, \dots, X_n]$  où  $\mathcal{A}$  est un anneau commutatif vérifient les relations suivantes :

– pour  $1 \leq k \leq n$  :

$$S_k - \Sigma_1 S_{k-1} + \Sigma_2 S_{k-2} + \cdots + (-1)^p \Sigma_p S_{k-p} + \cdots + (-1)^{k-1} \Sigma_{k-1} S_1 + (-1)^k k \Sigma_k = 0$$

– pour  $k \geq n$  :

$$S_k - \Sigma_1 S_{k-1} + \cdots + (-1)^p \Sigma_p S_{k-p} + \cdots + (-1)^{n-1} \Sigma_{n-1} S_{k-n+1} + (-1)^n \Sigma_n S_{k-n} = 0$$

(Voir [Ram90] p. 207–208 pour la démonstration.)

En particulier :

$$\begin{aligned} S_0 &= n \\ S_1 &= \Sigma_1 \\ S_2 &= \Sigma_1^2 - 2\Sigma_2 \\ S_3 &= \Sigma_1^3 - 3\Sigma_1 \Sigma_2 + 3\Sigma_3 \\ S_4 &= \Sigma_1^4 - 4\Sigma_1^2 \Sigma_2 + 4\Sigma_1 \Sigma_3 + 2\Sigma_2^2 - 4\Sigma_4 \end{aligned}$$

## D.2.3 Application aux moments $M_{jklm}$

D'après les formules de Newton, il est donc équivalent de disposer de  $\{\sum_{i=1}^n x_i^k\}_{k \in \mathbb{N}_n^*}$  et de  $\{\Sigma_k\}_{k \in \mathbb{N}_n^*}$ , qui définissent un unique polynôme  $P = Y^n + \sum_{p=1}^n (-1)^p \Sigma_p Y^{n-p}$ .

Deux polynômes ayant les mêmes racines étant égaux, connaître les  $\{\sum_{i=1}^n x_i^k\}_{k \in \mathbb{N}_n^*}$  équivaut donc à connaître les  $\{x_i\}_{i \in \mathbb{N}_n^*}$  eux-mêmes.

### i. Ensemble des valeurs, sur chaque dimension en énergie

Par application directe des propositions ci-dessus, il vient que la connaissance des  $(M_{j000})_{j \in \mathbb{N}_n^*}$  implique celle de l'ensemble des valeurs  $\{E_A(i_1)\}_{i_1 \in \mathbb{N}_n^*}$ .

De la même façon, à partir des  $(M_{0k00})_{k \in \mathbb{N}_n^*}$ ,  $(M_{00l0})_{l \in \mathbb{N}_n^*}$ , et  $(M_{000m})_{m \in \mathbb{N}_n^*}$ , nous pouvons obtenir respectivement les ensembles de valeurs  $\{E_x(i_2)\}_{i_2 \in \mathbb{N}_n^*}$ ,  $\{E_y(i_3)\}_{i_3 \in \mathbb{N}_n^*}$ , et  $\{E_z(i_4)\}_{i_4 \in \mathbb{N}_n^*}$ .

Numérotons (arbitrairement) de 1 à  $n$  les valeurs dans chacun des ensembles. Cherchant à reconstituer les quadruplets d'énergies à partir des moments, il nous reste donc à déterminer les permutations  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$  telles que

$$\begin{aligned} \mathbb{E} &= \{(E_A(i), E_x(i), E_y(i), E_z(i))\}_{i \in \mathbb{N}_n^*} \\ &= \{(E_A(i_1), E_x(\sigma_x(i_2)), E_y(\sigma_y(i_3)), E_z(\sigma_z(i_4)))\}_{i_1=i_2=i_3=i_4 \in \mathbb{N}_n^*} \end{aligned} \quad (\text{D.2})$$

Notons que seule l'égalité ensembliste est recherchée et qu'il n'y a pas lieu d'essayer de numéroter *effectivement* les tupes eux-mêmes de 1 à  $n$ .

Soit  $\varphi$  l'application quadri-linéaire de  $(\mathbb{R}^n)^4$  dans  $\mathbb{R}$ , définie dans la base canonique par :

$$\varphi : \left( \left( \begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_n \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_1 \\ \vdots \\ c_n \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} d_1 \\ \vdots \\ d_n \end{pmatrix} \right) \mapsto \sum_{i=1}^n a_i b_i c_i d_i$$

Soient les vecteurs :

$$E_A^j = \begin{pmatrix} E_A^j(1) \\ \vdots \\ E_A^j(n) \end{pmatrix}, E_x^k = \begin{pmatrix} E_x^k(\sigma_x(1)) \\ \vdots \\ E_x^k(\sigma_x(n)) \end{pmatrix}, E_y^l = \begin{pmatrix} E_y^l(\sigma_y(1)) \\ \vdots \\ E_y^l(\sigma_y(n)) \end{pmatrix}, E_z^m = \begin{pmatrix} E_z^m(\sigma_z(1)) \\ \vdots \\ E_z^m(\sigma_z(n)) \end{pmatrix}.$$

Il s'agit de trouver les permutations  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$  telles que

$$\begin{aligned} \forall (j, k, l, m) \in (\mathbb{N}_{n-1})^4 \cup \{(n, 0, 0, 0), (0, n, 0, 0), (0, 0, n, 0), (0, 0, 0, n)\} - \{(0, 0, 0, 0)\}, \\ \varphi(E_A^j, E_x^k, E_y^l, E_z^m) = M_{jklm} \end{aligned} \quad (\text{D.3})$$

## ii. Multiplicité relative des solutions

Soit un triplet  $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  solution.

S'il est possible de produire  $\aleph \in \{A, x, y, z\}$  tel qu'il existe un couple  $(i, j) \in (\mathbb{N}_n^*)^2, i \neq j$  tel que  $E_\aleph(i) = E_\aleph(j)$ , alors en définissant  $\theta$  comme la permutation élémentaire

$\theta = \begin{pmatrix} 1, \dots, i-1, \mathbf{i}, i+1, \dots, j-1, \mathbf{j}, j+1, \dots, n \\ 1, \dots, i-1, \mathbf{j}, i+1, \dots, j-1, \mathbf{i}, j+1, \dots, n \end{pmatrix}$ , nous pouvons remplacer la permutation  $\sigma_\aleph$  par la permutation  $(\sigma_\aleph \circ \theta)$  et obtenir un nouveau triplet solution.

Pour autant, une telle multiplicité de solutions pour le tuple de permutations n'implique en rien une multiplicité de solutions pour les tuples  $(E_A(i), E_x(i), E_y(i), E_z(i))$ . En effet, l'ensemble des tuples est invariant par application<sup>§</sup> de  $\theta$  sur le vecteur  $E_\aleph$ , et c'est cet ensemble seul qui nous intéresse.

En cas d'existence d'une permutation autre que l'identité laissant invariant un des vecteurs en énergie, nous parlerons donc de solution dégénérée.

## iii. Existence d'une solution

Considérons l'ensemble des permutations possibles de  $\mathbb{N}_n^*$ . La détermination de façon certaine des ensembles de valeurs permutées implique l'existence d'un tuple  $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  qui vérifie l'égalité ensembliste (D.2). Ce tuple vérifie l'ensemble d'équations (D.3) : nous sommes donc assurés de l'existence d'au moins une solution.

## iv. Solution non dégénérée

En écartant les solutions dégénérées, quel que soit  $\aleph$  pris dans  $\{A, x, y, z\}$ , les vecteurs  $E_\aleph^1, E_\aleph^2, \dots, E_\aleph^n$  de  $\mathbb{R}^n$  sont linéairement indépendants si  $\forall i, E_\aleph(i) \neq 0$ . Ils constituent donc une base<sup>¶</sup> de  $\mathbb{R}^n$ . Nous en déduisons que les quadruplets  $(E_A^j, E_x^k, E_y^l, E_z^m)_{(j,k,l,m) \in (\mathbb{N}_{n-1})^4}$  forment une base de  $(\mathbb{R}^n)^4$ . Le calcul des  $\varphi(E_A^j, E_x^k, E_y^l, E_z^m)$  revient à prendre l'image par  $\varphi$  d'une base particulière de  $(\mathbb{R}^n)^4$ .

La déduction d'une base de  $(\mathbb{R}^n)^4$  à partir de son image par  $\varphi$  est évidemment impossible dans le cas général, mais le problème à résoudre dans le cas présent est beaucoup plus limité : il s'agit de trouver une base parmi les  $(n!)^3$  bases s'écrivant comme  $(E_A^j, E_x^k, E_y^l, E_z^m)_{(j,k,l,m) \in (\mathbb{N}_{n-1})^4}$  avec les  $E_A, E_x, E_y, E_z$  de la forme  ${}^t(E_A(1), \dots, E_A(n)), {}^t(E_x(\sigma_x(1)), \dots, E_x(\sigma_x(n))), {}^t(E_y(\sigma_y(1)), \dots, E_y(\sigma_y(n)))$  et

<sup>§</sup>quel que soit le couple  $(i, j) \in (\mathbb{N}_n^*)^2, i \neq j$  tel que  $E_x(i) = E_x(j)$ , nous avons l'égalité ensembliste  $\{(E_A(i), E_x(i), E_y(i), E_z(i)), (E_A(j), E_x(j), E_y(j), E_z(j))\} = \{(E_A(i), E_x(j), E_y(i), E_z(i)), (E_A(j), E_x(i), E_y(j), E_z(j))\}$ .

<sup>¶</sup>Pour le démontrer, il suffit de calculer le déterminant de Vandermonde correspondant et d'utiliser la propriété définissant une solution non dégénérée :  $\forall \aleph \in \{A, x, y, z\}, \forall (i, j) \in (\mathbb{N}_n^*)^2, i \neq j \Rightarrow E_\aleph(i) \neq E_\aleph(j)$ .

${}^t(E_z(\sigma_z(1)), \dots, E_z(\sigma_z(n)))$  respectivement<sup>||</sup>.

Dans le cas non dégénéré et sans terme nul, le calcul de la solution est assez simple. En effet, les moments  $(M_{j001})$  permettent d'écrire  $n$  équations linéairement indépendantes (les  $E_A^j$  étant indépendants) déterminant de façon unique le  $n$ -uplet  $(E_z(1), \dots, E_z(n))$ . Le même raisonnement s'applique avec les  $(M_{j010})$  et les  $(M_{j100})$  ce qui achève de déterminer  $\mathbb{E}$  à partir de  $4n$  moments ( $n$  pour déterminer  $(E_A(i))$  et  $3n$  pour écrire les équations linéaires).

Avec **un** terme nul dans  $\{E_A(i)\}$ , les  $(M_{j001})$  permettent toujours d'écrire  $n - 1$  équations à  $n - 1$  inconnues : le seul terme qui ne peut pas être déterminé par ces équations est le  $E_z(j)$  correspondant au  $E_A(j) = 0$ . Cependant, puisque nous connaissons l'ensemble  $\{E_z(i)\}$  par ailleurs, que nous avons pu en numéroté  $n - 1$  sur  $n$  et que nous définissons une permutation, le terme  $E_z(j)$  peut également être déterminé. Nous achevons ainsi d'obtenir  $\mathbb{E}$ , utilisant  $7n$  moments au total ( $n$  pour  $(E_A(i))_i$ ,  $3n$  pour  $\{E_x(i)\}$ ,  $\{E_y(i)\}$  et  $\{E_z(i)\}$ , et  $3n$  équations linéaires).

Avec deux termes nuls (ou plus) sur la dimension en énergie de masse, nous sommes dans un cas dégénéré ...

## v. Solution dégénérée "simple"

Comme ce cas se produit assez couramment avec les valeurs numériques des énergies de masse, il faut également prouver que nous conservons la détermination complète de  $\mathbb{E}$  à partir des moments, quand une (plusieurs) dimension(s) en énergies possède(nt) des termes répétés.

Si au moins une dimension en énergie ne contient que des valeurs distinctes deux à deux, l'ensemble du raisonnement tenu jusqu'ici peut être transposé à la solution dégénérée. En effet, il est équivalent de raisonner avec l'énergie de masse comme dimension de référence, ce qui revient à écrire  $\mathbb{E} = \{(E_A(i), E_x(\sigma_x(i)), E_y(\sigma_y(i)), E_z(\sigma_z(i)))\}_i$ , ou avec toute autre dimension; nous pouvons, par exemple, utiliser l'énergie sur l'axe  $x$  comme référence et écrire  $\mathbb{E} = \{(E_A(\sigma_m(i)), E_x(i), E_y(\sigma_y(i)), E_z(\sigma_z(i)))\}_i$ . Les équations construites à partir des  $(M_{1k00})$ ,  $(M_{0k10})$ ,  $(M_{0k01})$  définissent alors des systèmes de  $n$  équations linéaires indépendantes à  $n$  inconnues, ce qui assure la détermination rapide de l'ensemble  $\mathbb{E}$ .

Si les quatre dimensions en énergie possèdent des valeurs multiples alors c'est la résolution du cas général, donnée ci-après, qui permet d'exprimer une solution unique.

<sup>||</sup> $n!$  étant le nombre de permutations possibles sur  $\mathbb{N}_n^*$ , nous avons  $(n!)^3$  triplets  $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  possibles.

## v. Cas général

Connaissant  $E_A = (E_A(i))$ , nous définissons  $E_A^* = \{E_A(i)\}$ , ensemble sans répétition des valeurs en énergie de masse et  $\nu_A = |E_A^*|$ . **Pour tout**  $(k, l, m) \in (\mathbb{N}_{n-1})^3$  **fixé**, nous pouvons écrire  $n$  équations construites sur les  $(M_{jklm})_j$  dont peuvent être extraites  $\nu_A$  équations linéairement indépendantes\*\*. Un tel système génère une famille de solutions

$$\left\{ {}^t(E_x^k(\sigma_x(1))E_y^l(\sigma_y(1))E_z^m(\sigma_z(1)), \dots, E_x^k(\sigma_x(n))E_y^l(\sigma_y(n))E_z^m(\sigma_z(n))) \right\}$$

stable par application sur ses éléments des permutations  $\theta_i^A$  définies comme laissant  $E_A$  inchangé.

En effet, résoudre un système d'équations linéaires dont les coefficients de chaque équation ont été permutés en application de  $\theta_i^A$  revient à permuter le vecteur solution avec  $\theta_i^A$ . Ainsi, si

$$S = {}^t(E_x^k(\sigma_x(1))E_y^l(\sigma_y(1))E_z^m(\sigma_z(1)), \dots, E_x^k(\sigma_x(n))E_y^l(\sigma_y(n))E_z^m(\sigma_z(n)))$$

est solution, alors

$$\theta_i^A(S) \text{ l'est également}^{\dagger\dagger}.$$

En prenant  $(k, l, m) = (1, 0, 0)$  dans les tuples précédents, nous pouvons isoler une famille de solutions  $\left\{ {}^t(E_x^k(\sigma_x(1)), \dots, E_x^k(\sigma_x(n))) \right\}$  stable par application des  $\theta_i^A$ .

En regroupant les équations à  $(l, m)$  constant, il est possible d'exprimer  $1 \leq \nu_x \leq n$  équations construites sur les  $(E_x^k(\sigma_x(1))E_y^l(\sigma_y(1))E_z^m(\sigma_z(1)))_k$  et linéairement indépendantes. Ces  $\nu_x$  équations permettent d'obtenir une famille  $\left\{ {}^t(E_y^l(\sigma_y(1))E_z^m(\sigma_z(1)), \dots, E_y^l(\sigma_y(n))E_z^m(\sigma_z(n))) \right\}$  stable par application des permutations  $\theta_i^x$  laissant inchangé  ${}^t(E_x^k(\sigma_x(1)), \dots, E_x^k(\sigma_x(n)))$ .

La démarche est identique pour  $m$  constant.

Il est par conséquent possible de construire, à partir des moments  $(M_{jklm})$ , une famille de solutions à  $n$  quadruplets

$$\left\{ \left( (E_A(i), E_x(i), E_y(i), E_z(i)))_i \right) \right\}$$

associée à 3 ensembles de permutations

$$\begin{aligned} \left\{ \theta_{i_1}^A \right\}_{i_1} & \text{ laissant } E_A = {}^t(E_A(1), \dots, E_A(n)) \text{ inchangé,} \\ \left\{ \theta_{i_2}^x \right\}_{i_2} & \text{ laissant } E_x \text{ (exprimé en fonction des moments et de } E_A) \text{ inchangé,} \\ \left\{ \theta_{i_3}^y \right\}_{i_3} & \text{ laissant } E_y \text{ (exprimé en fonction des moments, de } E_A \text{ et de } E_x) \text{ inchangé.} \end{aligned}$$

\*\*Exemple : si  $E_A = {}^t(1, 2, 2, 3, 3, 3)$  alors  $E_A^* = \{1, 2, 3\}$ ,  $\nu_A = 3$  et nous pouvons écrire 3 équations linéairement indépendantes en choisissant correctement trois vecteurs de coefficients dans  $\{E_A, E_A^2, \dots, E_A^n\}$ .

$\dagger\dagger$ Puisque  $\theta_i^A(E_A) = E_A$ , les équations linéaires définies sont inchangées par permutation des coefficients. Ainsi, une solution permutée du système initial, solution du système permuté, est encore une solution du système initial.



Or l'ensemble  $\{E_x\}$  des vecteurs  $E_x$  possibles est invariant par application de  $\theta_{i_1}^A, \forall i_1$ , sur un de ses éléments (note de bas de page (††)). De la même façon,  $\{E_y\}$  et  $\{E_z\}$  sont invariants.

Toute solution de  $n$  quadruplets  ${}^t(E_A(i), E_x(i), E_y(i), E_z(i))$  doit donc être invariante par application de  $\theta_{i_1}^A (\forall i_1)$ , ce qui nous amène à dire que la solution est un ensemble (non-indexé) de quadruplets; nous retrouvons bien l'égalité *ensembliste* (D.2) page 179.

Pour tout  $i_2$ ,  $\theta_{i_2}^x$  laisse invariants les tuples  $E_x, E_y, E_z$ , entre autres. Nous avons donc  $\{\theta_{i_1}^A\}_{i_1} \subset \{\theta_{i_2}^x\}_{i_2}$ .

Or nous avons construit une famille  $\{{}^t(E_x^k(\sigma_x(1))E_y^l(\sigma_y(1))E_z^m(\sigma_z(1)), \dots, E_x^k(\sigma_x(n))E_y^l(\sigma_y(n))E_z^m(\sigma_z(n)))\}$  à partir des  $(M_{jklm})_{k,l,m}$  fixés. Nous pouvons par suite écrire un système d'équations linéaires sur  $E_A$  à partir des  $(M_{jkkk})_j$  fixé. Si,  $\forall i_2$ ,  $\theta_{i_2}^x$  laisse invariants les tuples  $E_x, E_y, E_z$  alors d'un tel système d'équations, nous déduisons que  $\theta_{i_2}^x, \forall i_2$  laisse le tuple  $E_A$  inchangé.

Il vient donc que  $\{\theta_{i_2}^x\}_{i_2} \subset \{\theta_{i_1}^A\}_{i_1}$  et les deux ensembles de permutations sont égaux.

De la même manière,  $\{\theta_{i_2}^x\}_{i_2} = \{\theta_{i_3}^y\}_{i_3}$ .

En conclusion, la famille des solutions possibles est donc un ensemble non indexé de quadruplets, stable par le sous-ensemble des permutations de  $N_n^*$  préservant les quatre vecteurs  $E_A, E_x, E_y, E_z$ . L'ensemble  $\mathbb{E}$  est par conséquent numériquement déterminé de façon unique à partir des moments  $(M_{jklm})_{(j,k,l,m)}$ .



# Annexe E

## Monosources dans SMM et Gemini

### E.1 SMM

Le code de multifragmentation statistique des noyaux SMM a été initialement développé par J.P. Bondorf et collaborateurs (voir notamment la revue très complète [Bon95]), suite à de nombreux travaux préliminaires [Ran81]. Nous avons utilisé une version proche de la version originale, dont les principales caractéristiques sont explicitées ci-dessous. Il faut toutefois noter que des modifications importantes ont été apportées entre autres par A. Botvina en 1998-99 pour prendre en compte des effets de forme [Wie98].

#### E.1.1 Caractéristiques générales et hypothèses

SMM est un modèle dit de “voie de sortie”, c’est-à-dire qu’il ne décrit pas les premiers instants de la collision nucléaire, contrairement à des codes dynamiques de type BNV [Bona94].

Essentiellement basé sur l’hypothèse de la brisure simultanée d’un système nucléaire à l’équilibre thermique, SMM s’appuie sur des principes fondamentaux de l’approche statistique de la multifragmentation. Il repose notamment sur l’idée que, à des énergies d’excitation élevées, un très grand nombre de degrés de liberté est concerné par la réaction nucléaire, et que, de fait, les probabilités des différentes voies de désexcitation possibles sont davantage déterminées par des poids statistiques que par une description dynamique détaillée.

Une telle approche permet une relative simplicité de traitement pour la plupart des noyaux chauds, mais la contrepartie d’une aussi considérable économie de moyens réside dans l’hypothèse, forte, qu’un équilibre statistique, au moins partiel<sup>1</sup>, est atteint avant la fragmentation du système.

---

<sup>1</sup>L’équilibre chimique n’est, quant à lui, pas requis. Effectivement, les auteurs considèrent la multifragmentation comme un processus ayant lieu dans un milieu nucléaire instable ; par conséquent, ils attendent de larges fluctuations dans la composition en IMF événements par événements, ce qui est incompatible avec un équilibre chimique.

Une dernière hypothèse comprise dans SMM impose l'existence d'une transition brutale entre un régime d'interactions intenses, mettant en jeu les différentes parties du système, et un état où ce même système est figé, avant sa désexcitation.

### E.1.2 Quelques détails sur le calcul SMM

La formation du noyau chaud (système intermédiaire très excité) n'est pas incluse dans le modèle. SMM ne prend le relais qu'à partir du moment où l'interaction nucléaire entre fragments pré-formés a cessé, pour décrire l'expansion du système, sa cassure en fragments primaires et enfin la désexcitation de ces derniers.

Dans le cadre d'un modèle statistique, toutes les partitions possibles de pré-fragments sont prises en compte : ici, le code parcourt l'ensemble fini des voies de désexcitation satisfaisant à des contraintes sur la masse totale, la charge, l'énergie, l'impulsion du système, et caractérisé par des poids statistiques.

Lorsque tous les états microscopiques du système obéissent aux lois de conservation sur les énergie, impulsion, moment angulaire, masse et charge, l'ensemble est dit microcanonique.

La version de SMM que nous avons utilisée aux chapitres 4 et 6 prend ses partitions dans un tel ensemble<sup>2</sup>, grâce à des algorithmes spécifiques basés sur un échantillonnage Monte-Carlo.

Outre le traitement statistique, une grande importance est accordée à l'ajout dans le code de caractéristiques inhérentes aux fragments réels dans le noyau, comme les effets dus à la taille finie du système. L'énergie d'excitation interne des fragments, les interactions forte et coulombienne qu'ils subissent sont également implémentés avec le plus grand soin.

Tout ceci explique le succès de SMM à reproduire les événements expérimentaux clairement identifiés comme étant issus de la multifragmentation [Bon94, Bon95, Bot87].

De la même manière, le code de décroissance binaire séquentielle Gemini s'est trouvé en accord avec de nombreuses données de fusion incomplète à basse énergie (par exemple [Leb95]).

---

<sup>2</sup>En réalité, la simulation d'une fragmentation nucléaire basée sur un ensemble microcanonique est un problème trop compliqué à résoudre numériquement. Les auteurs du code SMM contournent la difficulté en appliquant une approximation canonique, plus grossière (les température, nombre baryonique, charge sont fixés pour toutes les partitions), à une partition donnée. On peut malgré tout employer le terme de "microcanonique" dans la mesure où l'énergie totale des fragments est moyennée sur les états microscopiques et pas sur l'ensemble des partitions

## E.2 Gemini

### E.2.1 Description générale

Conçu par R.J. Charity et ses collaborateurs [Cha88], Gemini est un code simulant la désexcitation d'un noyau chaud par émission binaire séquentielle. Le noyau initial, caractérisé par une masse, une charge, un moment angulaire et une énergie d'excitation donnés, subit plusieurs cassures binaires jusqu'à ce que les noyaux résiduels ne possèdent plus d'énergie d'excitation suffisante pour émettre d'autres produits.

### E.2.2 Quelques détails...

La cassure binaire peut consister aussi bien en l'émission d'une particule légère qu'en la fission du noyau composite initial.

Dans le cas d'une émission de particule légère (évaporation), la largeur de décroissance associée tient compte à la fois des densités de niveaux et des paramètres classiques (masse, charge, moment angulaire, énergie d'excitation résiduelle,...) des systèmes initial et final [Hau52].

Pour l'émission d'un IMF (jusqu'à la fission symétrique), cette même largeur de décroissance est obtenue en utilisant le formalisme de l'état transitoire [Mor75], qui passe par le calcul d'un point selle.

Dans l'évaluation de l'énergie d'excitation résiduelle du noyau émetteur sont comptabilisées, outre les énergies de liaison, les contributions thermique, de rotation et de déformation. Bien entendu, le code garantit dans tous les cas la conservation du moment angulaire.



# Annexe F

## Disparition de la section efficace monosource

Parmi les événements Ni + Ni à 32 A·MeV, ainsi que nous l'avons montré au chapitre 5, §5.2, il existe des événements monosource, dont la section efficace se monte à  $170 \pm 20$  mbarns. Des réactions semblables à celles qui ont conduit à de tels événements persistent-elles à des énergies de bombardement supérieures? Et surtout, la méthode de sélection utilisée à 32 A·MeV est-elle encore applicable sur les autres données expérimentales disponibles?

Nous allons tenter de répondre ici à ces deux interrogations légitimes, à l'aide, une nouvelle fois, du générateur d'événements Simon.

### F.1 Prédications du générateur Simon

Comme nous l'avons vu dans les premiers chapitres de ce mémoire, le code Simon utilisé sans modification interne (cf. annexe B) produit des événements monosource en quantité inférieure à l'expérience; en effet, la section efficace associée, à 32 A·MeV, n'est que de 63 mbarns pour les événements simulés, alors qu'elle atteint 170 mbarns pour les données (voir chapitre 5, §5.2).

En outre, en utilisant le générateur avec sa voie d'entrée, ce qui est indispensable pour trouver la position initiale de l'axe  $D_{625}$  dans l'espace des  $625 M_{jklm}$  (voir chapitres 4 et 5), aucun événement de source unique n'est produit à partir d'une énergie incidente de 52 A·MeV. Or, la valeur de la section efficace expérimentale monosource à 32 A·MeV nous laisse à penser que ces événements existent encore au-delà de 50 A·MeV.

#### F.1.1 Section efficace en fonction de l'énergie incidente

Pour s'en assurer et tester la validité des techniques de sélection employées à 32 A·MeV, il nous fallait donc soit changer de modèle pour construire le lot à partir duquel nous obtenons une première orientation de  $D_{625}$ , soit modifier les proportions relatives d'événements monosource et bisource générés dans Simon. La deuxième solution nous ayant

paru la plus cohérente pour notre démarche, nous avons transformé, dans le code Simon même, le coefficient de friction intervenant dans le calcul des interactions entre nucléons du système. Nous avons augmenté ce coefficient de manière à reproduire la section efficace expérimentale, à 32 A·MeV, d'événements à une source.

Energie incidente (A·MeV)	$b_{limite}$ (fm)	$\sigma_{associee}$ (mbarns)
32	2.35	175
40	1.60	80
52	0.91	26
63.5	0.48	7
74	0.22	1.5
82	0.07	0.15
90	0.00	0.00

Tableau F.1: *Sections efficaces prévues par Simon. Les paramètres d'impact limites de quasi-fusion (fm) sont donnés en fonction de l'énergie incidente (A·MeV), avec la section efficace de réaction associée (mbarns).*

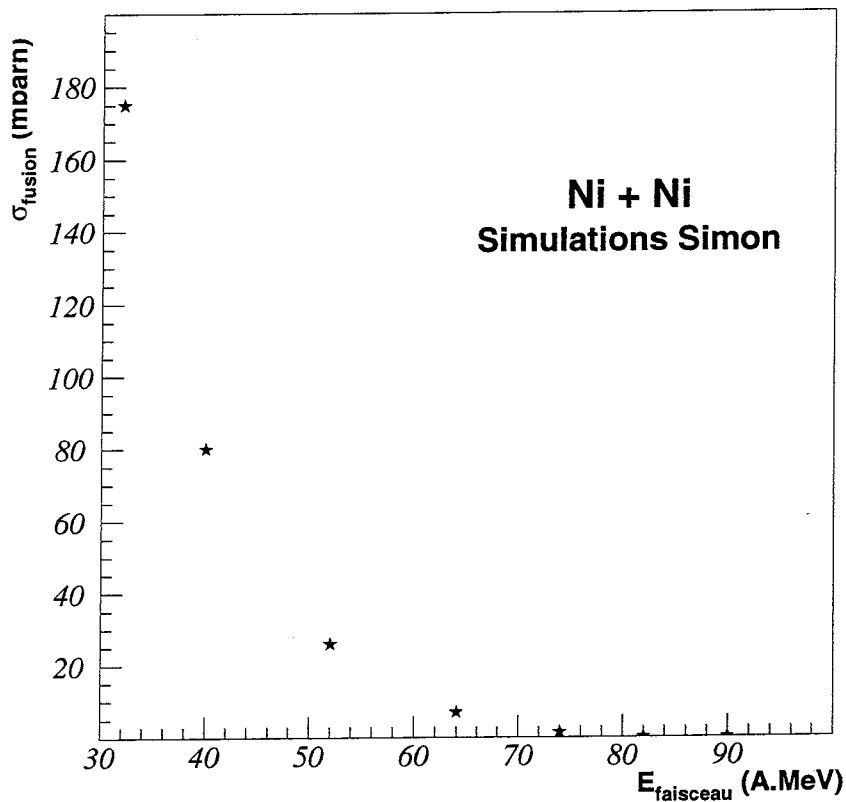


Figure F.1: *Décroissance de la section efficace en fonction de l'énergie incidente. Visualisation des résultats du tableau F.1, concernant la section efficace de quasi-fusion prédite par Simon pour les énergies incidentes disponibles expérimentalement.*



En calant le paramètre d'impact limite de production de monosource sur une valeur proche de celle de l'expérience (pour Ni + Ni à 32 A·MeV), nous avons augmenté le coefficient de friction d'environ 20%. Nous avons conservé cette modification pour la génération des échantillons simulés aux autres énergies souhaitées, *i.e.* 40, 52, 64, 74, 82 et 90 A·MeV. Les résultats obtenus pour la section efficace d'événements monosource sont regroupés dans le tableau F.1 et présentés graphiquement sur la figure F.1.

La décroissance du nombre d'événements monosource en fonction de l'énergie incidente est quasiment exponentielle; au-dessus de 64 A·MeV, les réactions ayant entraîné la formation de sources uniques ont presque totalement disparu. La construction de l'axe  $D_{625}$  peut néanmoins être envisagée jusqu'à 74 A·MeV pour les événements simulés.

### F.1.2 Efficacité de $D_{625}$

Bien entendu, cela ne signifie pas que la variable la plus discriminante,  $D_{625}$  donc, aura la même efficacité sélective qu'à 32 A·MeV. De fait, lorsque, suivant la démarche du chapitre 4, nous réalisons une AFD sur 625 moments  $M_{jklm}$ , la combinaison linéaire  $D_{625}$  obtenue ne reproduit pas les performances réalisées à 32 A·MeV, en termes de recouvrement  $R$  et de pouvoir discriminant  $\lambda$  (se reporter au chapitre 3 pour les définitions).

Energie incidente( A·MeV)	Recouvrement R	Pouvoir discriminant $\lambda$
32	0.035	0.78
40	0.05	0.69
52	0.11	0.44
63.5	0.10	0.41
74	0.065	0.34

Tableau F.2: *Efficacité de  $D_{625}$  en fonction de l'énergie du faisceau. Recouvrement et pouvoir discriminant ont été évalués à partir des échantillons Ni + Ni simulés aux différentes énergies de bombardement expérimentales.*

Si, à 40 A·MeV (cf. tableau F.2), les valeurs de  $R$  et de  $\lambda$  sont encore excellentes du point de vue de la séparation monosources/bisources, la puissance de sélection de  $D_{625}$  se détériore fortement à mesure que l'énergie incidente croît.

D'après Simon, les événements monosource qui pourraient exister à des énergies supérieures à 50 A·MeV deviendraient très difficiles à isoler du reste du lot simulé.

Voyons s'il s'agit là également des caractéristiques expérimentales...

## F.2 Sections efficaces expérimentales

En utilisant la méthode décrite au chapitre 5, §5.1 et §5.2, nous optimisons l'axe  $D_{625}$  donné par Simon et nous évaluons la section efficace des événements monosource pour chaque énergie incidente expérimentale.

### F.2.1 Evaluation des sections efficaces

#### F.2.1.1 Rappel de Ni + Ni à 32 A·MeV

Pour Ni + Ni à 32 A·MeV, nous obtenons une section efficace de  $170 \pm 20$  mbarns (voir chapitre 5).

#### F.2.1.2 Ni + Ni à 40 A·MeV

Le même procédé de calcul nous donne, pour Ni + Ni à 40 A·MeV, une valeur de  $90 \pm 20$  mbarns.

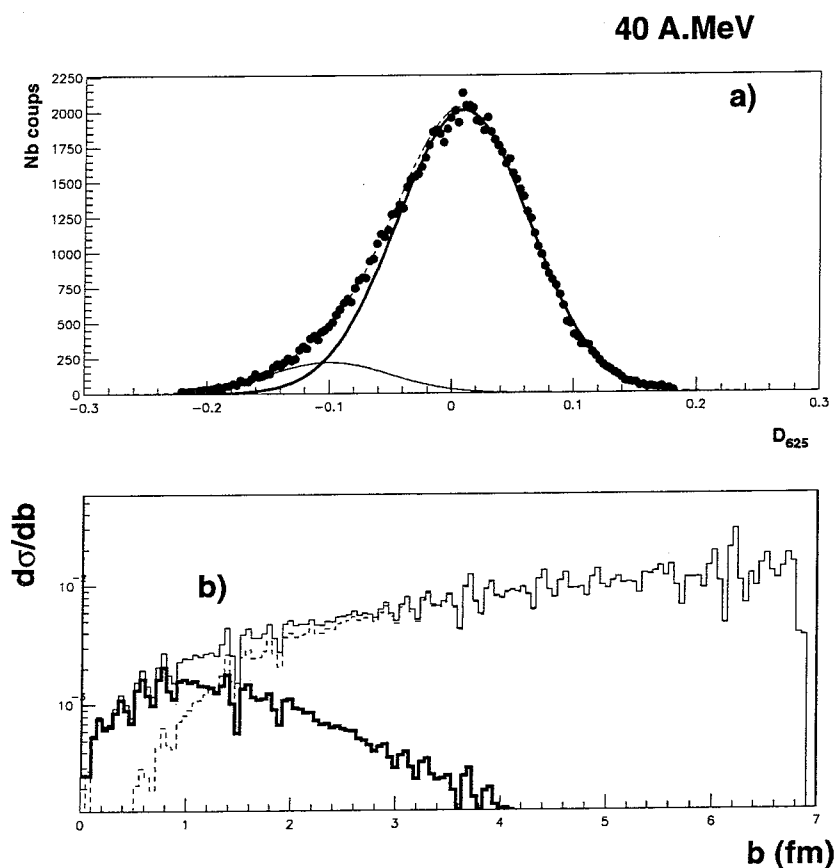


Figure F.2: *Ni + Ni à 40 A·MeV. Ajustement par deux gaussiennes (a) et calcul de la section efficace monosource (b). L'axe des ordonnées de la figure b est logarithmique pour une meilleure visualisation.*

Comme dans le cas de 32 A·MeV, cette section efficace est déduite de l'ajustement par deux gaussiennes de la distribution de  $D_{625}$  expérimentale (figure F.2 a), qui permet l'obtention de la distribution de probabilité du paramètre d'impact (figure F.2 b).

Malgré la proportion encore relativement importante des monosources, l'étude d'événements peu — ou pas — pollués par des bisources devient plus difficile (ces événements "purs" sont moins nombreux que dans le cas de 32 A·MeV). Cependant, une telle étude demeure possible à 40 A·MeV.

### F.2.1.3 Ni + Ni à 52 A·MeV

Pour 52 A·MeV, l'emploi de techniques semblables à celles du chapitre 5 conduit à une section efficace d'événements monosource de  $40 \pm 30$  mbarns (figure F.3).

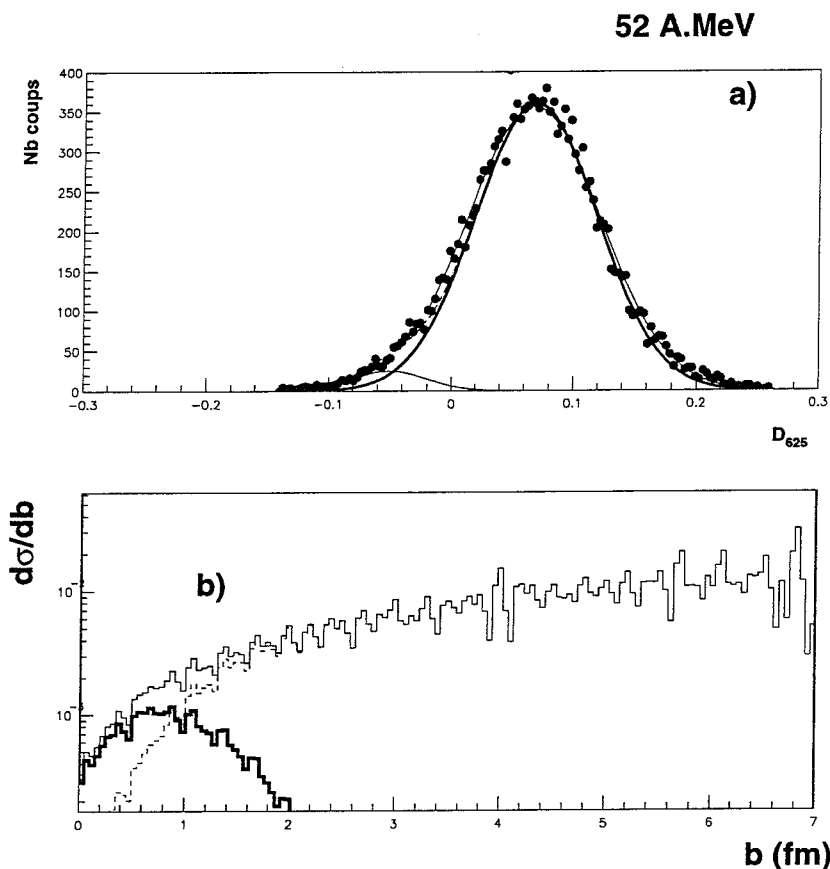


Figure F.3: *Ni + Ni à 52 A·MeV. Ajustement par deux gaussiennes (a) et calcul de la section efficace monosource (b).*

La sélection de monosources pures commence à relever de la gageure; au vu de la figure F.3 a, l'existence de "vrais" événements de source unique peut également être mise en doute, bien que la distribution de  $D_{625}$  soit effectivement légèrement dissymétrique du

côté où les monosources sont attendues<sup>1</sup>. De fait, l'erreur sur la mesure de la section efficace devient si importante que cette dernière peut déjà être considérée comme compatible avec zéro.

#### F.2.1.4 Ni + Ni à 64 A·MeV

Les mêmes commentaires sont également valables pour Ni + Ni à 64 A·MeV, énergie de faisceau pour laquelle les événements monosource représenteraient 0.6% de la section efficace totale de réaction, soit  $20 \pm 20$  mbarns.

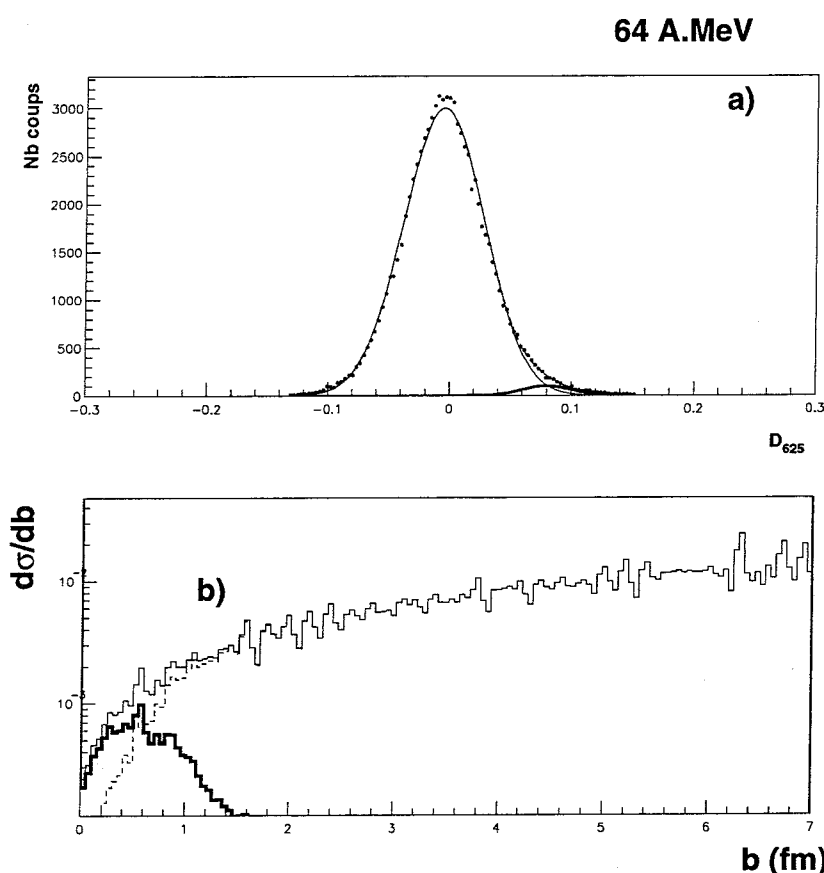


Figure F.4: *Ni + Ni à 64 A·MeV*. Ajustement par deux gaussiennes (a) et calcul de la section efficace monosource (b).

La sélection de ces événements, s'ils existent réellement, ne serait pas réalisable avec la méthode employée à 32 A·MeV (figure F.4 a).

#### F.2.1.5 Autres énergies

Pour les autres énergies expérimentales disponibles, nous trouvons des section efficaces très proches de zéro (à 74 A·MeV :  $10 + 20 - 10$  mbarns ; à 82 A·MeV :  $3 + 10 - 3$  mbarns ;

<sup>1</sup>La position relative des événements monosource et bisource par rapport à l'origine est donnée par Simon et vérifiée par la méthode employée au chapitre 4.

et enfin à 90 A·MeV : 0 mbarn). La contribution des événements monosource n'étant même plus décelable sur les distributions de  $D_{625}$ , la sélection de ces derniers n'est pas envisageable avec notre méthode. De plus, au-delà de 82 A·MeV, le procédé d'évaluation de la section efficace devient lui-même contestable (il paraît effectivement difficile d'ajuster la distribution expérimentale de  $D_{625}$  par deux gaussiennes).

## F.2.2 Conclusion

Finalement, les techniques d'Analyse Factorielle Discriminante, appliquées aux 625 moments multidimensionnels définies au chapitre 4, ne s'avèrent vraiment efficaces que jusqu'à des énergies incidentes inférieures à 50 A·MeV, où les mécanismes de réaction, conduisant respectivement aux événements monosource et bisource, sont suffisamment différenciés.

Energie incidente (A·MeV)	$b_{limite}$ (fm)	$\sigma_{associée}$ (mbarns)
32	2.32	170
40	1.69	90
52	1.13	40
63.5	0.80	20
74	0.56	10
82	0.31	0
90	0.00	0

Tableau F.3: *Section efficace des monosources en fonction de l'énergie incidente. Événements expérimentaux.*

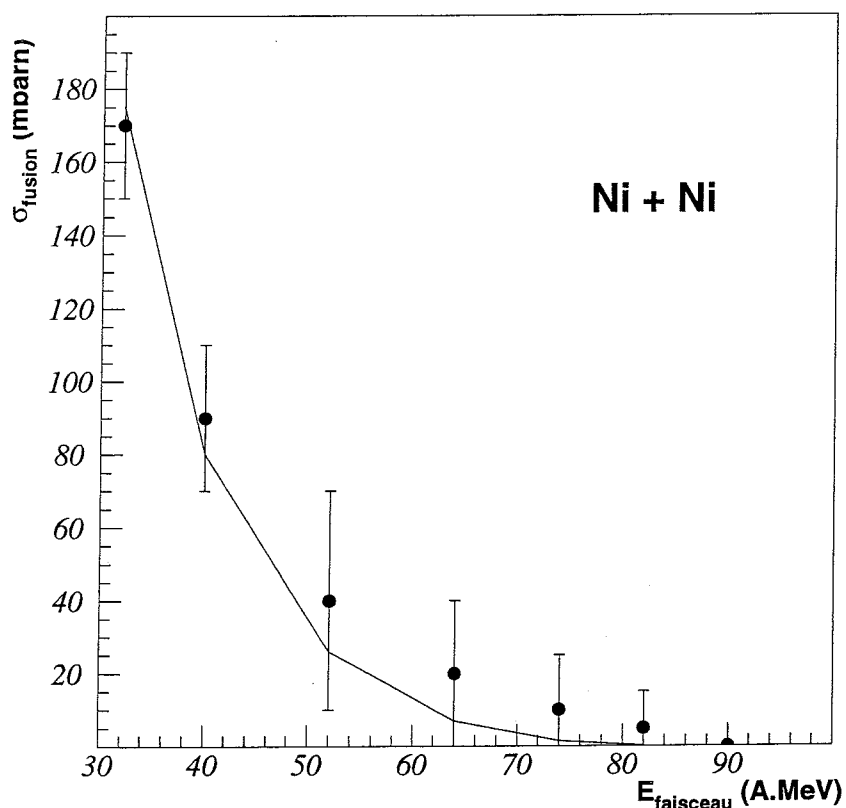


Figure F.5: *Décroissance de la section efficace de quasi-fusion avec l'augmentation de l'énergie du faisceau. Points noirs : section efficace expérimentale. Trait plein : rappel des prédictions Simon.*

Néanmoins, l'évaluation de la section efficace des monosources, grâce à la méthode déjà mise en œuvre au chapitre 5, donne des résultats crédibles (rassemblés dans le tableau F.3 et représentés sur la figure F.5), compatibles avec les valeurs existant dans la littérature (par exemple [Bis96]).

# Bibliographie

- [Aic91] J. Aichelin, Phys. Rep. 202(1991)233
- [Aug86] G. Auger et al., Phys. Lett. B169(1986)161
- [Bab85] R. Babinet, cours de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 1985 (France)
- [Bac95] C.-O. Bacri et al., Phys. Lett. B353(1995)27
- [Bac99] C.-O. Bacri et J. D. Frankland, communication privée
- [Bal94] B. Balassa, "Idővel paloták", 1551-1594
- [Bau57] C. Baudelaire, Les fleurs du mal, Le voyage VI et La voix, 1857
- [Bau94] E. Bauge, Thèse (1994), Université Joseph Fourier Grenoble-I, France
- [Bel00] N. Bellaize, Thèse prévue en 2000, Université de Caen (France)
- [Ben80] J.P. Benzecri et F. Benzecri, La pratique de l'analyse des données, Dunod 1980
- [Ben95] J. Benlliure, Thèse (1995), Université de Valencia (Espagne), préparée au GANIL
- [Bev92] P.R. Bevington et D.K. Robinson, Data reduction and error analysis for the physical science, McGraw-Hill 1992
- [Bir64] J.B. Birks, The Theory and practice of scintillation counting, Pergamon 1964
- [Bis96] E. Bisquer, Thèse (1996), Université Claude Bernard-Lyon I (France)
- [Bjo70] J.D. Bjorken et S.J. Brodsky, Phys. Rev. D1(1970)1416
- [Bla81] M. Blann, Phys. Rev. C23(1981)205
- [Bla85] M. Blann, Phys. Rev. C31(1985)1245
- [Bona94] A. Bonasera, F. Gulminelli et J. Molitoris, Phys. Rep. 243(1994)1-124
- [Bon85] J.P. Bondorf et al., Nucl. Phys. A444(1985)460-476
- [Bon88] J.P. Bondorf, Nucl. Phys. A488(1988)31c-44c
- [Bon94] J.P. Bondorf, A.S. Botvina, A.S. Iljinov, I.N. Mishustin et K. Sneppen, Phys. Rev. Lett. 73(1994)628
- [Bon95] J.P. Bondorf, A.S. Botvina, A.S. Iljinov, I.N. Mishustin, K. Sneppen, Phys. Rep. 257(1995)133
- [Bor96] B. Borderie et al., Phys. Lett. B388(1996)224-228
- [Bou87] R. Bougault et al., Nucl. Inst. and Meth. A259(1987)473
- [Bou88] R. Bougault et al., Nucl. Phys. A488(1988)255c

- 
- [Bou93] R. Bougault et al., Nucl. Phys. A559(1993)137
- [Bot87] A.S. Botvina, A.S. Iljinov, I.N. Mishustin, J.P. Bondorf, R. Donangelo et K. Sneppen, Nucl. Phys. A475(1987)663
- [Bra64] M. Brandt, Ch. Peyron, R. Sosnowski, A. Wroblewski, Phys. Lett. Vol. 12 n°1(1964)57
- [Cer86] C. Cerrutti et al., Nucl. Phys. A453(1986)175-188
- [Cha88] R.J. Charity et al., Nucl. Phys. A483(1988)371
- [Cha97] M. Charvet, Thèse (1997), Université Joseph Fourier de Grenoble
- [Chb91] A. Chbihi et E. Plagnol, calibration des multidétecteurs  $4\pi$  à l'aide des réactions de diffusion élastique et inélastique, rapport GANIL P 91 11
- [Cho91] Ph. Chomaz et al., Phys. Lett. B254(1991)340
- [Cib84] P. Cibois, L'analyse des données en sociologie, PUF 1984
- [Cic44] M. T. Cicéron, De Amicitia, VI-22, -44
- [Col92] M. Colonna et al., Nucl. Phys. A541(1992)293
- [Col97] A.J. Cole et al., Eur. Jour. Phys. 18(1997)425-431
- [Col98] E. Colin, Thèse (1998), Université Claude Bernard-Lyon I (France), Université d'Etat de New-York-Stony Brook (USA)
- [Col98b] E. Colin et al., Phys. Rev. C57(1998)1032
- [Crie82] L. Criegee, G. Knies, Phys. Rep. C83(1982)151
- [CuCo97] D. Cussol, J. Colin et O. Lopez, Journal des réunion Analyse n°23, Rapport interne à la collaboration INDRA 31-42, 1997
- [Cug83] J. Cugnon, D. L'Hôte, Nucl. Phys. A397(1983)519-543
- [Cus93] D. Cussol et al., Nucl. Phys. A561(1993)298-316
- [Cus98] D. Cussol, L. Nalpas, E. Plagnol et O. Tirel, Filtre INDRA, communication privée
- [Dan83] P. Danielewicz et M. Gyulassy, Phys. Lett. B129(1983)283
- [Des95] P. Désesquelles, Ann. Phys. Fr. 20(1995)1-45
- [Des96] P. Désesquelles et al., Nucl. Phys. A604(1996)183
- [Des96b] P. Désesquelles et al., Phys. Rev. C53(1996)2252
- [Des99] P. Désesquelles et A.-M. Maskay, en préparation
- [Des99b] P. Désesquelles, "The notion of sensitivity to model parameters", ISN9902, Rapport interne de l'ISN de Grenoble, 1999.
- [Don98] L. Donadille, Thèse (1998), Université Paris VII
- [Dor97] O. Dorvaux, Thèse (1997), Université Louis Pasteur de Strasbourg (France)
- [Dra89] D. Drain et al., Nucl. Inst. Meth. A281(1989)528
- [Dur92] D. Durand, Nucl. Phys. A541(1992)266
- [Dur93] D. Durand et B. Tamain, Ecole Joliot-Curie, "La théorie statistique : perspectives et limites", 1993, p135-190, Maubuisson (France)



- [Dur95] D. Durand et B. Tamain, Ecole Joliot-Curie, "Noyaux en collisions", 1995, p102-185, Maubuisson (France)
- [Dur95b] D. Durand, Mémoire d'habilitation à diriger des recherches (1995), Université de Caen (France)
- [Dur97] D. Durand, Atelier TAPS, "Selected Aspects of the Physics of Hot Nuclei", 1997, France
- [Eco95] P. Ecomard, Thèse (1995), GANIL (France)
- [Elm91] A. Elmaani, Thèse (1991), Université d'état de New York, Stony Brook (USA)
- [Elu37] P. Eluard, Les mains libres, La liberté, 1937
- [Eth92] T. Ethvignot, Thèse (1984), Université Joseph Fourier-Grenoble I (France)
- [Eud99] P. Eudes, Subatech Nantes, communication privée, juin 1999.
- [Fis12] R.A. Fisher, Messenger of Mathematics, 2(1912)155-160
- [Fis33] R.A. Fisher, Annals of Botany, 188(1933)727-733
- [Fis33b] R.A. Fisher, Annals of Eugenics, 6(1933)66-70
- [Fis35] R.A. Fisher, Journal of genetics, 30(1935)369-382
- [Fis49] R.A. Fisher, Proceedings of the Eighth International Congress of Genetics, Hereditas Suppl. Vol. 1949
- [Fis56] R.A. Fisher, Statistical Methods and Scientific Inference, Oliver and Boyd CTD 1956
- [Fis58] R.A. Fisher, Statistical Methods for Research Workers, Oliver and Boyd CTD 1958
- [Flau80] G. Flaubert, Bouvard et Pécuchet, 1880
- [Fox78] G.C. Fox, S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. Vol.41 n°23 (1978)158
- [Fou67] C. Fourgeaud et A. Fuchs, Statistique, Dunod 1967
- [Fra98] J. Frankland, Thèse (1998), Université Paris XI-Orsay (France)
- [Fri90] W.A. Friedman, Phys. Rev. C42(1990)667
- [Fuc94] H. Fuchs et K. Möhring, Rep. Prog. Phys. 57(1994)231-324
- [Gal98] E. Galichet, Thèse (1998), Université Claude Bernard-Lyon I (France)
- [Gel94] C. Gelderloos, Thèse (1994), Université d'état de New York, Stony Brook (USA)
- [Ger97] M. Germain, Thèse (1997), Université de Nantes (France)
- [Gid17] A. Gide, Les nourritures terrestres, Hymne, 1917
- [Gob93] A. Gobbi, Nucl. Inst. and Meth. A324(1993)156
- [Gob95] A. Gobbi, cours de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 1995 (France)
- [Gom88] J. Gomez del Campo et al., Phys. Rev. Lett. vol6 n°3 (1988)290
- [Gos77] J. Gosset et al., Phys. Rev. C16(1977)629
- [Gre78] J.R. Green et D. Marguison, Statistical treatment of experimental data, Elsevier 1978

- [Gros89] D.H.E. Gross et Zhang Xiao-Ze, Nucl. Phys. A495(1989)231c-244c
- [Gros90] D.H.E. Gross, Rep. Prog. Phys. 53(1990)605-658
- [Gua96] A. Guarnera, Thèse (1996), Université de Caen (France)
- [Gui00] D. Guinet, en préparation
- [Gul97] F. Gulminelli et D. Durand, Nucl. Phys. A615(1997)117-134
- [Hag92] K. Hagel et al., Phys. Rev. Lett. 68(1992)2141
- [Hag94] K. Hagel et al., Phys. Rev. C50(1994)2017
- [Hau52] H. Hauser et H. Feschback, Phys. Rev. 87(1952)366
- [Hen65] P.-L. Hennequin et A. Tortrat, Théorie des probabilités et quelques applications, Masson 1965
- [Hub90] F. Hubert, R. Bombot et H. Gauvin, At. Dat. and Nucl. Dat. Tab 46(1990)1
- [Ind92] INDRA 1992 : propositions d'expériences au GANIL E202, E207, E210.
- [Kaf25] F. Kafka, Le procès, 1925
- [Kno89] G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 2<sup>nd</sup> edition, John Wiley and sons, Inc. 1989
- [Lab88] J. de La Bruyère, Les caractères, Des jugements, 1688
- [Lau98] P. Lautesse, Ar+KCl à 32 A·MeV, communication privée
- [Leb95] L. Lebreton, Thèse (1995), Université Claude Bernard-Lyon I (France)
- [Lef97] A. Le Fèvre, Thèse (1997), Université Paris VII (France)
- [Lef98] Th. Lefort, Thèse (1997), Université de Caen (France)
- [Leb82] L. Lebart, A. Morineau et J.-P. Fénélon, Traitement des données statistiques. Méthodes et programmes, Dunod 1982
- [LeN99] N. Le Neindre, communication privée
- [Lle95] A. Lleres et al., Communication privée, ISN Grenoble (France)
- [Lóp89] J.A. López et J. Randrup, Nucl. Phys. A491(1989)447-491
- [Lop93] O. Lopez et al., Phys. Lett. B315(1993)34
- [Lop93b] O. Lopez, Thèse (1993), Université de Caen (France)
- [Lop99] O. Lopez, Communication privée avril 1999, LPC (France)
- [Louv94] M. Louvel et al., Phys. Lett. B320(1994)99
- [Luk97] J. Lukasik, J. Benlliure, V. Métivier, E. Plagnol, B. Tamain et al., Phys. Rev. C55(1997)1906
- [Lyn94] U. Lynen et al., GSI Report 1994
- [Ma97] Y.-G. Ma et al., Phys. Lett. B390(1997)41
- [Mag96] M.T. Magda, E. Bauge, A. Elmaani et al., Phys. Rev. C53(1996)R1473
- [Mah32] P.C. Mahalanobis, Indian Journal of Agricultural Science, 2(1932)679-693
- [Mal21] A. Malraux, Lunes en papier, 1921

- [Mar95] N. Marie, Thèse (1995), Université de Caen (France)
- [Mar97] N. Marie et al., Phys. Lett. B391(1997)15-21
- [Mar98] N. Marie et al., Phys. Rev. C58(1998)256-269
- [Mes95] C. Meslin, Thèse (1995), Université de Caen (France)
- [Met95] V. Métivier, Thèse (1995), Université de Caen (France)
- [Mja87] M. Mjahed, Thèse (1987), Université de Clermond-Ferrand (France)
- [Mon70] J. Monod, Le hasard et la nécessité, 1970
- [Mor75] L.G. Moretto et al., Nucl. Phys. A247(1975)211
- [Mor93] L.G. Moretto et al., Ann. Rev. Nucl. Sci. 43(1993)379
- [Mor94] D.J. Morissey, W. Benenson, W.A. Friedman, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci (1994)44 :27-63
- [Nal97] L. Nalpas, Thèse (1997), Université Paris XI-Orsay (France)
- [Ngu98] A. Nguyen, Thèse (1998), Université de Caen (France)
- [Oua95] A. Ouatzerga, Thèse (1995), Université Paris XI Orsay (France)
- [Par96] M. Parlog, communication privée, cité dans [Squ96]
- [Peg90] A. Péghaire et al., Nucl. Inst. and Meth. A295(1990)365
- [Pet90] J. Péter et al., Nucl. Phys. A519(1990) 611
- [Pla89] E. Plagnol et al., Phys. Lett. B321(1989)11
- [Pou95] J. Pouthas et al., Nucl. Inst. and Meth. A357(1995)418
- [Pou96] J. Pouthas et al., Nucl. Inst. and Meth. A369(1996)222
- [Poul88] J. Pouliot et al., Nucl. Inst. and Meth. A270(1988)69
- [Pre89] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky, W.T Vetterling, Numerical recipes - the art of scientific computing - fortran version, Cambridge University Press, 1989
- [Rab34] F. Rabelais, Gargantua, XXXVII, 1534
- [Rai93] B. Raine, M. Tripon, B. Piquet, GANIL A93 01
- [Ram90] E. Ramis, C. Deschamps et J. Odoux, Cours de mathématiques spéciales, Volume 1. Algèbre, Masson 1990
- [Ran81] J. Randrup et S.E. Koonin, Nucl. Phys. A356(1981)223
- [Rim23] A. Rimbaud, Album zutique, Conneries et autres joyeusetés, 1923
- [Riv96] M.-F. Rivet et al., Phys. Lett. B388(1996)219
- [Riv96b] M.-F. Rivet et al., Etalonnage des CsI des couronnes 10-17 d'INDRA à l'aide de télescopes étalons (1996), Rapport interne IPNO
- [Riv98] M.-F. Rivet et al., Phys. Lett. B430(1998)217-222
- [Riv99] M.-F. Rivet, Etude de la fusion-fission du système Gd+C (1<sup>ere</sup> campagne), communication privée (juin 1999)

- 
- [Rom73] J.-M. Romeder, Méthodes et programmes d'analyse discriminante, Dunod 1973
- [Sal97] S. Salou, Thèse (1997), Université de Caen (France)
- [Sap90] G. Saporta, Probabilité, analyse de données et statistique, Technip 1990
- [Sob83] L.G. Sobotka, Phys. Rev. Lett. 51(1983)2187
- [Sou90] R.T. Souza et al., Nucl. Inst. and Meth. A295(1990)109
- [Squ96] M. Squalli-Houssaini, Thèse (1996), Université Paris XI Orsay (France)
- [Ste95] J.C. Steckmeyer, Nucl. Inst. and Meth. A361(1995)472
- [Sto84] R. Stokstad, Treatise on Heavy Ion Science, A. Branley, vol.3, Plenum 1984
- [Str90] D.W. Stracener et al., Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A294(1990)485-503
- [Sur89] E. Suraud et al., Prog. Nucl. and Part. Sci. 23(1989)357
- [Sur91] E. Suraud, Ann. Phys. Fr. 16(1991)193
- [Sur98] E. Suraud, Physique des collisions nucléaires, Hermann 1998
- [Tab97] G. Tabacaru, Journal des Réunion Analyse n°28, Rapport interne à la collaboration INDRA 4-24,1997
- [Teh87] K.M. Teh et al., Nucl. Inst. and Meth. A254(1987)600
- [Tir98] O. Tirel, Thèse (1998), Université de Caen (France)
- [Tök97] J. Töke et al., Phys. Rev. C56(1997)R1683
- [Van99] J.-C. Van Damme, Première, août 1999
- [Ver73] P. Verlaine, Romances sans paroles III, 1873
- [Vie94] E. Vient et al., Nucl. Phys. A571(1994)588-616
- [Wei37] V. Weisskopf, Phys. Rep. 52(1937)69
- [Wes76] G.D. Westfall et al., Phys. Rev. Lett. 37(1976)1202
- [Wie98] J.-P. Wieleczo, A. Chbihi, S. Hudan et B. Bouriquet, communications privées, 1998-1999, GANIL (France)
- [Wor88] W. Wordsworth, "She dwelt among the untrodden ways", 1888.

Le dessin du “*serpent boa qui digèr[e] un éléphant*” (page V) est extrait de l’édition hypertexte  
@Gordon Inkster 1994 du **Petit Prince** de Antoine de Saint-Exupéry.

