



Etude de systèmes très lourds observés avec INDRA: première mise en évidence d'un effet de volume dans le processus de multifragmentation nucléaire

J.D. Frankland

► To cite this version:

J.D. Frankland. Etude de systèmes très lourds observés avec INDRA: première mise en évidence d'un effet de volume dans le processus de multifragmentation nucléaire. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 1998. Français. NNT: . tel-00204534

HAL Id: tel-00204534

<https://theses.hal.science/tel-00204534>

Submitted on 14 Jan 2008

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

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

ORSAY
No. d'ordre : 5544

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

THESE
présentée
pour obtenir

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

PAR

John D. Frankland

SUJET : Etude de Systèmes Très Lourds Observés avec INDRA :
Première Mise en Evidence d'un Effet de Volume
dans le Processus de Multifragmentation Nucléaire.

Soutenue le 10 décembre 1998 devant la commission d'examen

Madame	N.	Frascaria	(Président)
Monsieur	Ch.O.	Bacri	
Monsieur	B.	Borderie	(Directeur de thèse)
Monsieur	Ph.	Chomaz	(Rapporteur)
Monsieur	J.F.	Lecolley	(Rapporteur)
Monsieur	B.	Remaud	

Remerciements

Cette thèse de doctorat a été préparée au sein de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, sur le campus de l'Université de Paris XI, entre septembre 1995 et décembre 1998. Je tiens tout d'abord à remercier le directeur de l'IPN, M. Sydney GALES de m'avoir accueilli dans son laboratoire où j'ai pu travailler dans les meilleures conditions pendant ces trois années. Je remercie également le Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche de son soutien financier indispensable, mais surtout de son sens de l'humour – à la fin du DEA nous étions terrifiés parce que convaincus qu'il n'y aurait pas d'allocation, puis dix-huit mois plus tard nous avons de nouveau commencé à rigoler en apprenant la mort de la thèse de plus de deux ans! Enfin, au moins comme ça on l'apprécie, la bourse...

Je voudrais remercier les membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'accepter de juger de la qualité de ce travail de thèse. Merci tout d'abord à Madame Nimet FRASCARIA d'avoir joué le rôle de président(e) malgré une visite du laboratoire par le préfet le matin de la soutenance – maintenant nous savons qu'un bon physicien, comme un bon journaliste, ne doit jamais révéler ses sources. Je lui sais gré aussi en tant que directrice de la Division de Recherche de m'avoir permis de mener à bien (et à terme) ce travail, ainsi que de m'avoir proposé de représenter l'IPN au colloque Alain Bouyssy l'année dernière.

Je remercie M. Bernard REMAUD de l'intérêt qu'il a montré à l'égard de ce travail, ce que j'apprécie spécialement étant donné le rôle qu'il a joué dans ce domaine. Pour moi sa présence dans mon jury de thèse symbolise la fin de cette époque de ma vie, ça «boucle la boucle» en quelque sorte : je l'ai rencontré tout au début de ma thèse, à l'Ecole Joliot-Curie de Maubuisson. Je ne comprenais rien du tout à ce qu'il a présenté (lui et tous les autres intervenants – désolé!), mais sa pédagogie, son attitude et une certaine rigueur m'ont impressionné suffisamment pour que je me mette au rattrapage intensif dès mon retour à Orsay.

Je dois remercier Jean-François LECOLLEY tout d'abord d'avoir menti quand il m'a dit qu'«un mec qui n'aime pas le boudin fera jamais une bonne thèse». Je ne peux vous conseiller en ce qui concerne son boudin, mais son cidre bien brut comme on l'aime n'a rien à envier aux grands. En tant que membre de la collaboration INDRA il a été présent tout au long de ma thèse, et si les fameuses «discussions fructueuses» existent alors on peut dire que nous en avons eu. La partie du manuscrit concernant la sélection des événements représente le fruit (une pomme, certainement) de trois ans de réflexion de ma part pour essayer de comprendre ce que dit Jean-François à ce sujet depuis des années...

Last but not least, merci à Philippe CHOMAZ sans qui il n'y aurait probablement pas de partie «théorique» dans cette thèse (mais rappelons que «théorie» et «expérience» ne font partie que d'une seule et unique chose qu'on appelle «physique»). Curieusement, lui aussi était à l'Ecole J-C dont je parlais tout à l'heure, et je lui saurai éternellement gré d'avoir répondu

calmement à la seule question pertinente qui m'importait à l'issue d'un cours magistral de R. Balian – à savoir, «Qu'est-ce que ça veut dire, stochastique?». Je crois que j'ai compris maintenant !

M. Bernard BORDERIE a dirigé mes premiers pas dans la recherche avec toute la patience nécessaire pendant trois ans : j'espère que le résultat final de tout ce travail ne le déçoit pas trop. Je lui saurai toujours gré de la confiance qu'il a su montrer à mon égard, ainsi que de son enthousiasme infatigable et de l'aise avec laquelle il peut prendre une idée nouvelle et «courir avec». Même si, de temps en temps, l'idée en question provient d'un anglais mal rasé s'exprimant comme un pied. Merci, Bernard.

M. Charles-Olivier BACRI s'est occupé de mon cas au jour le jour pendant ces trois années comme si quelqu'un lui avait spécialement demandé de me rendre la vie pénible. Nous avons réussi néanmoins de mener une espèce de cohabitation sans hostilités ouvertes, afin d'épargner les autres membres du groupe. Je voudrais le remercier sincèrement de m'avoir inculqué (c'est mon avis – il n'est forcément pas d'accord) un peu de l'esprit critique essentiel à tout bon physicien (et ça ne fait pas de mal aux autres êtres humains non plus). Bon, d'accord, il m'a aussi donné un goût prononcé pour les profiteroles with extra chocolate sauce, mais personne n'est parfait. Et puis parmi ses qualités extra-spéciales, il faudrait citer : sa gentillesse, sa mauvaise foi, sa bonne humeur, sa capacité inégalée à raler pour un rien, sa tolérance, ses compétences en informatique (surtout le world wide machinet unix)...J'espère que nous pourrions continuer à discuter inutilement de choses sans importance pendant des années et des années.

J'ai une pensée particulière pour les autres membres de l'équipe INDRA de l'Institut – Marie-France RIVET, Laurent TASSAN-GOT et Eric PLAGNOL. Merci à Marie-France pour sa disponibilité, toujours là pour répondre à mes questions les plus bêtes, et pour sa rigueur scientifique. Merci à Laurent qui a le don rare de tout savoir sur tout sans jamais ressentir le besoin de le faire savoir à tout le monde, et puis de distribuer juste ce qu'il faut de ses connaissances sur demande à n'importe quelle heure. Merci à Eric pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail, pour des discussions fructueuses (souvent dans le RER entre Denfert-Rochereau et Orsay) et pour son éternelle bonne humeur – il rigole bien trop souvent pour quelqu'un qui a été élevé même partiellement en Angleterre...Et je n'oublierais certainement pas Evelyne DAVANTURE, secrétaire hors pair du groupe NIM, qui serait la colle sans qui tout se dégringole. Ou quelque chose comme ça. Disons que beaucoup de choses ne se seraient pas faites, ou pas aussi facilement, s'il n'y avait pas eu Evelyne. Merci beaucoup !

Avant de quitter l'IPN (littérairement, j'entends) je voudrais remercier de leur amitié quelques personnes que j'ai cotôquées en-dehors de mon travail. René BIMBOT m'a exploité honteusement pour vérifier les traductions japonaises et serbes de son autobiographie et ainsi s'assurer une retraite aisée, mais c'est grâce à lui que j'ai vu Chirac à la Sorbonne (je ne sais pas si c'était Jacques ou Bernadette, c'était trop loin) et depuis cette expérience émouvante je vote LCR. Je remercie sincèrement Françoise POUGHEON de m'avoir fait confiance en me permettant d'acquérir une première expérience d'enseignement pendant ma thèse. Je remercie chaudement Monique BERNAS, Claude STEPHAN et Pierre ROUSSEL des déjeuners pris ensemble, et des cafés qui ont inévitablement suivis. Et puis dans le désordre je pense à Serge B., Sandra B., Corinne D., Madame Jacqueline, tout le groupe NIM, Franck L. (le p'tit dernier), Laurence L., Etienne L., Georges («top mutation») et Luc, Marion Mac C. (vive l'Ecosse libre!), Brahim M., Marie N. (pour les couleurs de ses cheveux et la distribution de ses clopes), Nicolas S. (si quelqu'un au labo veut organiser des activités sportives dans un

but de faire naître un vrai esprit d'équipe, contacter Nicolas et lui dire que c'est de ma part), Olivier S., ...

Pour continuer sur le thème nostalgique, je repense à mes camarades du DEA «Champs, Particules, Matières» dont la plupart ont eu leur heure de gloire avant moi dans divers laboratoires. Nous étions une bonne promotion au niveau «ambiance», et je suis très content que nous ayons pu garder le contact jusqu'ici (plus ou moins). Je salue donc Pascal, Mateo, François, Stéphanie, Alexis, Xavier, Stéphane S. (esprit es-tu là ?), Edwige, Marie-Anne, Adrien, Eric A., Benjamin, Sabine, Sebastien F. et Lajeunesse E., et je leur souhaite plein de bonnes choses. Il faudrait aussi un jour que je remercie Luc VALENTIN de m'avoir accepté dans son DEA apparemment en contradiction totale avec le bon sens et l'avis de l'université...

J'ai effectué ma thèse au sein de la collaboration INDRA ; il est donc normal que j'aie passé du temps loin de mon 15ème arrondissement préféré, dans des coins aussi exotiques et reculés de l'hexagone que Saclay (?), Nantes, Lyon et n'oublions surtout pas Caen, en compagnie de gens simples mais heureux, comme l'on en trouve souvent dans les provinces. Je crois qu'on s'est bien éclatés parfois... J'allais dresser une liste, mais en réfléchissant elle risque d'inclure tout le monde — oh, tant pis. **Merci à** : Pierre DESESQUELLES (BTP) d'être venu à la soutenance depuis le GANIL **à béquilles!!**; Jean PETER qui m'a prêté le calque original d'une figure il y a deux ans et il faudrait que je le lui rende; TOUTE LA FAMILLE CUSSOL!!! pour son accueil; Jean COLIN pour son rire, sa guitare et son bon sens; Bernard TAMAIN pour son intérêt, son enthousiasme et son sourire; Rémi et Francesca pour Bormio 97 et puis plein d'autres choses; Daniel «D.C.R» GUINET (D'où we can ?) pour plusieurs bières et tout ce qui est à venir; Dominique DURAND (le père Dodu) et son couvre-chef péruvien, son vélo sous la pluie et 101 idées de nouvelles variables globales; Olivier LOPEZ pour les shifts partagés en manip et Civilisation; Jean-Louis (BGO) d'être toujours égal à lui-même; Abdu et Jean-Pierre pour leur soutien et leur gentillesse; Jean-Luc CHARVET pour son intégrité, son courage et sa gentillesse; Roland DAYRAS pour la formule de Rutherford et ses efforts auprès du CEA pour assurer mon avenir; René ROY, membre associé pendant un temps, je n'oublierai pas les soirées à Bormio où nos responsabilités comprenaient l'épuisement du bar de l'hôtel chaque soir; Emmanuel V., Thomas L., Marie G., ADN, Gouda, Anne-Marie M., Laurent N., Eric G., Emmanuelle G., Philippe L., Olivier T., ...

Mentions spéciales collaboration INDRA : Diane DORE qui, avant d'être embauchée par le CEA l'année dernière, a passé plus de 12 mois dans l'équipe de l'IPN, dans le bureau à côté du mien. On a partagé bien des choses pendant ce temps, et non pas seulement le dépouillement de la deuxième campagne. Je voudrais que tu saches combien je l'ai apprécié, Dziane (Arrête-euuh!!), et combien tu nous as manqué! Et puis un très grand merci à Nicolas LE NEINDRE qui nous a passé les nouvelles calibrations CsI au mois d'octobre pendant la phase terminale de la rédaction. Sans toi les résultats ne seraient point aussi bons, et en plus la plupart de ma thèse aurait été obsolète dans six mois. Donc merci beaucoup!

En juin 1998 j'ai passé deux semaines au Laboratori Nazionali del Sud à Catania en Sicile, afin de travailler avec Maria COLONNA pour mettre en œuvre les calculs de champ moyen stochastique présentés dans cette thèse. Je voudrais donc remercier Massimo DI TORO de m'avoir accueilli dans le département de physique théorique pendant ces deux semaines, et de ses remarques sur ce travail suite au séminaire que j'ai donné là-bas. Si mon séjour en Sicile restera sans doute l'un des souvenirs les plus précieux de ma thèse (hormis la soirée quand j'ai regardé le match Angleterre–Roumanie dans la salle de contrôle de l'accélérateur et on a perdu, malgré un but sensationnel d'Owen deux minutes après son entrée dans le

jeu) – il y avait certainement beaucoup plus de soleil que pendant les 154 autres semaines, et je crois que je suis maintenant convaincu que 35–40° C avec un taux d’humidité près de zéro constituent l’environnement idéal pour mon bien-être – tout ça c’est grâce à Maria et Alfio GUARNERA, et à Giuseppe POLITI. Je dois remercier Maria et Alfio parce qu’ils sont probablement les deux personnes les plus gentilles que j’ai rencontrées de ma vie. Ils se sont bien occupés de moi pendant les journées ...et puis, les soirées étaient prises en charge par Giuseppe!! Franchement, aller à Catania sans vivre les nuits cataniennes ça serait comme aller à Acitrezza et ne voir que deux rochers. Je lui saurai toujours gré de m’avoir fait vivre une expérience unique – on a traversé Catania à scooter quelques minutes après une victoire de l’équipe d’Italie (forza Italia!). Merci à tous, grazie mille, ciao.

Orsay, le 19 janvier 1999.

Table des matières

I	Introduction	13
II	Aspects Expérimentaux	19
1	Réactions étudiées avec $\mathcal{INDRA}$	21
1.1	Présentation de la réaction $^{155}\text{Gd}(36\text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$	21
2	Présentation du système de détection $\mathcal{INDRA}$	25
2.1	Géométrie	25
2.2	Détecteurs	28
2.2.1	Les phoswichs	28
2.2.2	Les chambres d'ionisation	28
2.2.3	Les détecteurs silicium $300\mu\text{m}$	29
2.2.4	Les scintillateurs à iodure de césium $\text{CsI}(\text{Tl})$	31
2.2.5	Les télescopes étalons $\text{Si}(80\mu\text{m})\text{--}\text{Si}(\text{Li})$	31
2.3	Electronique	31
2.3.1	La chaîne d'électronique des ChIo et des détecteurs Si	32
2.3.2	La chaîne électronique des scintillateurs	33
2.3.3	Multiplexage	33
2.4	Déclenchement	34
2.4.1	Marqueurs de temps	35
3	Etalonnage du détecteur $\mathcal{INDRA}$	37
3.1	Etalonnage en énergie	37
3.1.1	Les phoswichs	38
3.1.2	Les chambres d'ionisation et les silicium $300\mu\text{m}$	38
3.1.3	Les $\text{CsI}(\text{Tl})$ à l'avant (couronnes 2–9) [MAR95]	39
3.1.4	Les $\text{CsI}(\text{Tl})$ à l'arrière (couronnes 10–17) [CSI96]	39
3.2	Identification en numéro atomique	39

4	Mis en œuvre des identifications en Z	41
4.1	Rappels théoriques sur la méthode $\Delta E-E$	41
4.2	Fabrication des cartes Chio- Si et des grilles d'identification	43
4.3	Extrapolations	46
4.4	Sous-programmes d'identification	48
5	Programmes de dépouillement et d'analyse : $\mathcal{VEDA}$	51
III	Classification et sélection des événements	53
6	Introduction	55
6.1	Rôle du trigger expérimental	55
6.2	Sections efficaces	56
6.3	Pourquoi trier les événements ?	57
6.4	Comment trier les événements ?	58
7	Les outils dont on dispose : les variables globales	59
7.1	Événements complets	59
7.2	Variables pour tris selon le paramètre d'impact (IPS)	62
7.2.1	Multiplicités	62
7.2.2	Energies transverses	65
7.2.3	«Charge sous forme de fragments»	66
7.2.4	Estimation du paramètre d'impact	67
7.3	Variables pour tris selon la forme de l'événement (GSV)	68
7.3.1	Variables «simples»	68
7.3.2	Analyse tensorielle et ellipsoïde caractéristique de l'événement	70
8	Mise en évidence des événements de source unique	77
8.1	Perte de mémoire de la voie d'entrée	77
8.1.1	Distribution des angles de flot	77
8.1.2	Evolution de la forme des événements avec θ_{flot}	77
8.1.3	Angles relatifs entre fragments	79
8.1.4	Corrélations Z -vitesse des fragments	80
8.1.5	Evolution générale des caractéristiques globales des événements	80
8.1.6	Caractéristiques des événements de source unique (I) – IPS	84
8.1.7	Caractéristiques des événements de source unique (II) – GSV	84
8.1.8	Conclusions	86

8.2	Collisions les plus centrales	87
8.2.1	Multiplicités totale et de LCP, et énergie transverse totale des LCP . .	87
8.2.2	Energie transverse totale	88
8.2.3	Fluctuations dans la voie d'entrée et paramètres d'impact des réactions	89
8.2.4	Influence des fluctuations sur l'estimation du paramètre d'impact à par- tir de IPS	90
8.2.5	Conclusions	93
8.3	Événements les plus relaxés en forme	94
8.3.1	Sensibilité des GSV aux conditions spatio-temporelles d'émission des fragments	96
9	Conclusions	99
IV	Confrontation avec des calculs théoriques	103
10	Introduction	105
10.1	Caractéristiques expérimentales des événements de source unique	105
10.2	Emission de particules légères chargées (LCP)	108
10.3	Taille moyenne de la source	108
10.4	Energie d'excitation moyenne de la source	110
10.5	Energies cinétiques des LCP «équilibrées»	111
11	Confrontation avec le code SIMON	115
11.1	Introduction	115
11.2	Validité de l'hypothèse de source unique	116
11.3	Simulations de la source unique	119
11.3.1	Multiplicité et distribution en Z des fragments	120
11.3.2	Géométrie de la source et angles relatifs entre fragments	120
11.3.3	Energies cinétiques des fragments et moment angulaire de la source . .	123
11.3.4	Energies cinétiques des fragments et expansion radiale de la source . . .	124
11.3.5	Emission de particules légères chargées	126
11.4	Section efficace totale des événements de source unique	127
11.5	Conclusions	129

12 Confrontation avec des calculs microscopiques	131
12.1 Instabilité de volume et multifragmentation	131
12.1.1 Instabilité de la matière nucléaire	132
12.1.2 Loi d'échelle de la multifragmentation	134
12.2 Calculs microscopiques à 1-corps (BNV)	135
12.3 Comparaison de deux systèmes de taille différente	136
12.4 Calculs de type champ moyen stochastique	138
12.5 Stochastic Initialisation Method (SIM)	139
12.6 Brownian One-Body Dynamics (BoB)	141
12.6.1 Evolution de la densité du système	142
12.6.2 Formation et caractéristiques des fragments	143
12.6.3 Résultats des calculs	145
12.6.4 Estimation des LCP émises pendant la multifragmentation	149
 V Conclusions	 153
 VI Annexes	 161
 A Analyses en forme des collisions entre ions lourds	 163
A.1 Normalisation des GSV	163
A.1.1 Rapport d'isotropie en impulsion R_{iso}	163
A.1.2 Rapport d'isotropie en énergie E_{iso}	164
A.2 Nombre fini des fragments et GSV	165
A.3 Quelques mises en garde	166
A.3.1 Où est l'isotropie ?	167
A.3.2 Variables de forme ambiguës	169
 B Le code de désexcitation statistique SIMON	 171
B.1 Entrées du code	171
B.2 Tirage des partitions (A et Z des pré-fragments)	171
B.3 Génération de la configuration spatiale initiale des pré-fragments	172
B.4 Energies cinétiques des pré-fragments	173
B.5 Energies d'excitation des pré-fragments	174
B.6 Désexcitation et propagation des noyaux	175
B.7 Désexcitation séquentielle de la source unique	177

C	Calculs microscopique semi-classiques	181
C.1	Description microscopique des collisions d'ions lourds	181
C.1.1	L'approximation semi-classique	181
C.1.2	Théorie de la réponse linéaire appliquée à la matière nucléaire instable	182
C.2	Simulations numériques	184
C.2.1	Initialisation des noyaux	185
C.2.2	Propagation du champ moyen	185
C.2.3	Reconstruction des noyaux de la voie de sortie	187
C.2.4	Simulation numérique de l'équation de Boltzmann-Langevin	187
VII	Bibliographie	189

Première partie

Introduction

Grâce aux collisions entre noyaux atomiques à des énergies de bombardement de 20–100 MeV/u, on peut atteindre des énergies d’excitation comparables aux énergies de liaison nucléaire, et observer une production importante de fragments sans lien de parenté évident avec le projectile ou avec la cible du système étudié [MOR93].

L’étude expérimentale de ce phénomène a beaucoup évolué depuis les premières observations (radiochimiques) de fragments dans des réactions avec des protons de haute énergie [FRI54]. A chaque avancée, de nouvelles contraintes ont pu être imposées aux théories qui prétendent expliquer l’origine des fragments. Ainsi une première génération de détecteurs à grande couverture angulaire (Nautilus au GANIL, Amphora à Grenoble, 4π Array à MSU) capables de mesures exclusives d’un grand nombre de produits de réaction, a permis notamment d’extraire les échelles de temps associées à l’émission des fragments, grâce à une reconstruction complète de la cinématique des collisions. Ces études ont montré que l’émission des fragments est d’autant plus rapide que l’énergie d’excitation est élevée [BOU89, KIM91, BOR92, BOW93, LOU94]. Pour des énergies supérieures à 3–5 MeV/u les fragments sont émis de façon quasi-simultanée, incompatible avec une séquence de cassures binaires indépendantes [LOP93]. On parle alors de la **multifragmentation** du(des) noyau(x) très excité(s) formé(s) lors des collisions [BOND85].

L’origine de ce processus est encore débattue. Dans cette thèse nous allons étudier la multifragmentation de systèmes formés lors de collisions centrales entre noyaux lourds aux énergies de bombardement environnant l’énergie de Fermi (35~40 MeV/u). Nous allons tester les prédictions d’un scénario possible pour la multifragmentation de ces systèmes en les confrontant à l’analyse des collisions $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$ et $^{129}\text{Xe}(32 \text{ MeV/u}) + ^{119}\text{Sn}$ mesurées avec *INDRA*, un multidétecteur 4π de deuxième génération. Les grandes performances de détection de ce dispositif expérimental, qui seront présentées dans la deuxième partie de cette thèse, (couverture de 90% de l’angle solide, granularité élevée, bas seuils de détection, grande dynamique en E et en Z) permettent de mieux cerner les mécanismes responsables de la production de fragments observée dans ces collisions.

Un obstacle expérimental important à surmonter est la difficulté de bien définir le système dont on étudie la multifragmentation. En effet, l’étude des collisions entre 20 et 100 MeV/u concerne aussi bien les mécanismes de formation des systèmes nucléaires fortement excités que leur désexcitation. Ces énergies correspondent à un domaine de transition entre le régime de basse énergie dominé par le champ moyen nucléaire et celui de plus haute énergie dominé par les collisions (élastiques) entre les nucléons de la zone de recouvrement géométrique du projectile avec la cible [BOR90]. A cause du principe d’exclusion de Pauli les collisions nucléon-nucléon (N - N) devraient commencer à jouer un rôle important aux énergies de bombardement correspondant à l’énergie de Fermi des nucléons dans le noyau.

Depuis une quinzaine d’années la simulation des collisions nucléaires dans ce domaine en énergie a été rendue possible grâce au développement des équations de transport semi-classiques pour la matière nucléaire [KRU85, BOT86, MOL85, GRE87a, CAS90, BONA94]. Ces modèles décrivent l’évolution de la densité de phases à 1-corps de deux noyaux en collision sous l’effet de forces nucléaires effectives phénoménologiques ([ZAM73, DEC80]) et de collisions N - N . Ces dernières sont prises en compte dans une approche à la Boltzmann [BOL72] incorporant le principe de Pauli. Ces simulations prédisent un éventail de phénoménologies nouvelles qui témoignent de la compétition entre le champ moyen et les collisions nucléon-nucléon.

Ainsi dans des collisions semi-centrales entre noyaux lourds, des fragments proviendraient

non seulement des deux partenaires d'une diffusion profondément inélastique [LEF78] mais aussi de la désexcitation d'un «col» de matière formé entre les deux [STU92, MON94, LEC95, LUK97], qui pourrait fournir des renseignements précieux sur la «viscosité» nucléaire et sur la dépendance en isospin des forces entre nucléons. Dans ce cas il est très probable que des **instabilités de surface** (instabilités de Rayleigh [RAY79]) jouent un rôle important dans la rupture du «col» en plusieurs fragments. Ces instabilités pourraient aussi être importantes dans la multifragmentation de systèmes légers, si les collisions de ces derniers conduisent à des noyaux très déformés.

Pour des collisions plus centrales encore le projectile et la cible peuvent perdre complètement leur identité pour former un seul morceau de matière nucléaire excitée dont l'existence éphémère s'achèverait par la multifragmentation de la quasi-totalité du système. Pour des «objets» aussi lourds, composés de 250–400 nucléons, la multifragmentation pourrait être initiée par la formation d'une «source» à topologie exotique (par exemple des bulles [BOR93] ou des tores [JOU96b]) reflétant l'importance des effets coulombiens. Ici encore ce serait les instabilités de surface qui pourraient être responsables de la fragmentation ultérieure de cette source. Une autre possibilité suggérée par les simulations semi-classiques est que la compression initiale subie par la matière lors de la collision suffise à engendrer une expansion entraînant le système vers de basses densités. Dans ce cas des **instabilités de volume** de type spinodale pourrait provoquer une séparation de phases de type liquide–gaz et le processus de multifragmentation serait analogue à la formation de gouttes de liquide (fragments) dans une vapeur supersaturée [BER83].

Signalons qu'il existe d'autres approches de la description des collisions noyau-noyau à ces énergies, qui sont les approches dites de «dynamique moléculaire quantique» [ROS86, AIC84, AIC86, PEI88, SAN92]. Dans ces théories on suit la dynamique à N -corps des nucléons, représentés par des paquets d'ondes gaussiens, en résolvant les équations de mouvement qui découlent d'un principe variationnel tout à fait semblable à celui qui sert de base aux approches «champ moyen + collisions N - N » discutées précédemment. La différence principale de ces théories est la non-prise en compte de l'antisymétrisation de la fonction d'onde du système, qui peut être compensée en rajoutant un «potentiel de Pauli» aux interactions entre les nucléons (coulombiennes entre protons et de type Yukawa pour la partie attractive à longue portée de la force nucléaire). Ces modèles reproduisent un certain nombre d'observables expérimentales. On peut noter que la multifragmentation ici trouverait son origine dans des **corrélations inter-particules** établies de façon dynamique pendant la collision. Les systèmes en multifragmentation sont généralement «froids» (peu excités), et le processus a été comparé à l'éclatement de matériaux «cassants» tel que le verre [AIC84].

La complexité des mécanismes et des scénarii suggérés par la simulation de la dynamique des collisions nucléaires, ainsi que les problèmes associés à la confrontation des prédictions de ces modèles avec l'expérience (formation des fragments, émission de particules légères, désexcitation secondaire), a amené plusieurs auteurs à traiter la multifragmentation comme un processus statistique [BOND95, GRO97, LOP89], ou encore à tenter de l'expliquer dans le cadre de la théorie de percolation [CAM86].

Dans les approches statistiques il est supposé que les collisions mènent à la formation de systèmes nucléaires équilibrés à basse densité dont les caractéristiques ne dépendent de la voie d'entrée qu'à travers les lois de conservation (masse, charge, impulsion, énergie d'excitation, moment angulaire). Le mécanisme de multifragmentation, quel qu'il soit, est supposé conduire ledit système dans une configuration hypothétique dite du «**freeze-out**». Cette configuration

peut correspondre à une extension à N -corps du point selle dans les théories de fission [LOP89, MOR75], ou à un «conteneur» arbitraire dont le volume (relié directement à la densité) est un paramètre libre du modèle [BOND95, GRO97]. Dans le deuxième cas les fragments formés sont supposés ne plus ressentir d'interactions nucléaires avec leurs voisins, ce qui implique une séparation spatiale minimale de 1–2 fm (portée de la force nucléaire). Dans les deux cas il est supposé que le système puisse explorer tout l'espace de phases associé à cette configuration, ce qui permet de calculer de façon statistique le nombre et les caractéristiques des fragments produits. Finalement, à partir de la configuration de «freeze-out» la désexcitation secondaire et les trajectoires coulombiennes des fragments sont simulées directement.

Des modèles de ce type se sont montrés capables de reproduire beaucoup de résultats expérimentaux, à condition d'ajuster la masse, l'énergie d'excitation et la densité du système en multifragmentation considéré dans le modèle. Il est intéressant de remarquer que dans plusieurs cas il s'avère nécessaire de «geler» une partie de l'énergie d'excitation thermique disponible dans des degrés de liberté associés à un mouvement collectif d'expansion des fragments au «freeze-out» [LOP93, DAG95, MAR97], vérifiant ainsi de façon indirecte les prédictions des calculs semi-classiques.

La voie que nous avons choisie d'emprunter dans cette thèse est la suivante. Nous isolerons d'abord dans les collisions de $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$ des événements qui correspondent à la multifragmentation d'un système constitué de la quasi-totalité des nucléons de la voie d'entrée de la réaction (**événements de source unique**). Des événements de ce type constituent un outil privilégié pour étudier la multifragmentation d'un système bien défini puisque unique. Nous étudierons en détails les différentes méthodes de sélection utilisées le plus couramment pour ce faire, et nous en tirerons des conclusions sur la nature des mécanismes de réaction mis en jeu dans ces collisions.

Ensuite nous confronterons ces données avec un code statistique simplifié qui permet, grâce à la reconstruction complète de la cinématique des événements, de vérifier l'origine de ces fragments dans la multifragmentation d'un système unique et de suggérer que des effets de compression-expansion y jouent un rôle. Nous montrerons que le scénario de multifragmentation due à des instabilités de volume (instabilité spinodale), qui devraient être dominantes si des systèmes très lourds à basse densité sont formés lors des collisions, fournit un signal expérimental robuste que nous rechercherons dans la comparaison des événements de source unique pour $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$ et pour $^{129}\text{Xe}(32 \text{ MeV/u}) + ^{119}\text{Sn}$.

Finalement nous vérifierons la validité de l'hypothèse spinodale pour les deux systèmes par confrontation des données avec un calcul microscopique complet des réactions, basé sur l'équation (semi-classique) de Boltzmann nucléaire et son extension stochastique.

Deuxième partie

Aspects Expérimentaux

Chapitre 1

Réactions étudiées avec *INDRA*

A ce jour trois campagnes d'expériences regroupant des systèmes par thème ont été menées avec *INDRA* (une quatrième est en cours d'achèvement) : la multifragmentation et la vaporisation (première et deuxième campagnes), l'étude des mécanismes de dissipation en énergie et en moment angulaire (troisième campagne), la recherche des effets d'isospin ou d'effets dynamiques (troisième et quatrième campagnes), ... Les trois premières campagnes ont été effectuées auprès du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) (fig. 1.1) à Caen, Basse Normandie, tandis que la quatrième campagne a vu le déménagement du détecteur au Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) à Darmstadt, Allemagne. En plus des équipes de laboratoires français responsables de la construction du détecteur (GANIL, LPC Caen, DAPNIA (CEA-DSM) Saclay, et IPN Orsay) et de son exploitation (IPN Lyon, Subatech Nantes), la troisième campagne a été réalisée avec la collaboration *CHIMERA* (LNS Catania, INFN Bologna, INFN Firenze). La quatrième campagne, en cours actuellement, se réalise en collaboration avec les physiciens du spectromètre *ALADIN* de GSI.

Cette thèse présente l'analyse de l'un des systèmes étudiés lors de la première campagne de mesures, $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$. Nous allons décrire ici cette expérience. Le travail de dépouillement présenté au Chapitre 4 concerne les mesures effectuées en 1994 avec les faisceaux de *Ni* fournis par le GANIL

1.1 Présentation de la réaction $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$

Les collisions $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$ ont été étudiées lors de la campagne inaugurale du multidétecteur *INDRA* en 1993. Les ions du gadolinium extraits de la source de type ECR passent dans un cyclotron compact C_0 (cf. fig 1.1). Ensuite ils sont accélérés par deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS), entre lesquels est placé une feuille mince de carbone (éplucheur). A la sortie du CSS2 l'impulsion des ions est précisément sélectionnée par un spectromètre à haute résolution (spectromètre α). Le transport du faisceau de l'injecteur C_0 jusqu'à la salle d'expérience (salle D5) est réalisé à l'aide d'aimants de déviation et de lentilles magnétiques focalisants.

Les ions de ^{155}Gd , entrant pour 15% seulement dans la source de ^{nat}Gd , arrivaient dans la chambre de réaction avec un état de charge $Q = 47+$. L'intensité du faisceau était maintenue en-dessous de 5×10^7 particules par seconde ($\lesssim 0.4 \text{ nA}$) pour éviter les empilements, compte tenu des rares événements de haute multiplicité (multifragmentation) qui nous intéressent. La

GANIL

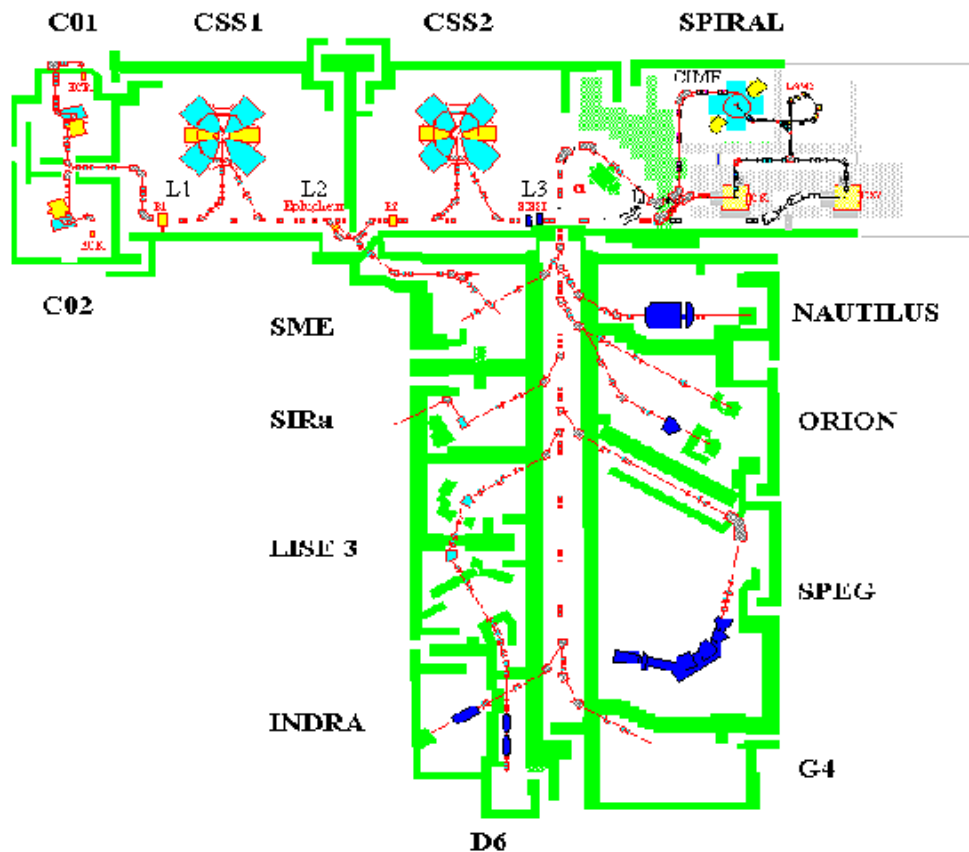


FIG. 1.1 – Plan des aires expérimentales du GANIL.

qualité du faisceau, compte tenu de la difficulté d'accélérer des ions de terres rares et de la faible proportion de l'isotope requis dans la source d'extraction, nous a conduit à accumuler une faible statistique pour la réaction $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$. L'étude du même système avec une énergie de faisceau plus basse (27 MeV/u) a dû être abandonnée. Les caractéristiques du faisceau utilisé sont résumées dans le tableau 1.1

E_{proj} (MeV)	p_{proj} (GeV/c)	v_{proj} (cm/ns)
5 580	40.5	8.42

TAB. 1.1 – Caractéristiques cinématiques du faisceau de ^{155}Gd : énergie cinétique, impulsion et vitesse des noyaux projectiles.

La cible était constituée d'un dépôt d'uranium-238 d'épaisseur $100 \mu\text{g.cm}^{-2}$. Cette épaisseur faible, nécessaire pour favoriser la sortie de la cible d'ions lourds et lents et la nécessité d'éviter une oxydation de l'uranium nous ont conduit à placer celui-ci entre deux dépôts de carbone (épaisseur totale $43 \mu\text{g.cm}^{-2}$).

Des prises de données ont été effectuées avec trois modes de déclenchement différents : $M \geq 1$, $M \geq 4$ et $M \geq 8$. Le déclenchement sur la plus grande multiplicité permet d'éliminer du déclenchement les réactions très périphériques et donc d'acquérir plus spécifiquement les événements de multifragmentation qui nous intéressent. Il réduit aussi le taux de réactions enregistrées avec le ^{12}C . Les données analysées dans cette thèse correspondent à la multiplicité «trigger» de 8. Tous les détecteurs d'*INDRA* étaient installés et fonctionnaient (hors pannes isolées) pendant cette prise de mesures.

Nous présentons dans le tableau 1.2 les caractéristiques de la réaction étudiée dans son centre de masse. L'analyse de ces collisions sera axée sur la mise en évidence et l'étude de la

V_{CM} (cm/ns)	E_{CM} (MeV)	v_{proj}^{CM} (cm/ns)	v_{cible}^{CM} (cm/ns)
3.27	3 364	5.05	-3.27

TAB. 1.2 – Quelques grandeurs cinématiques caractérisant la réaction dans le repère du centre de masse : vitesse du centre de masse, énergie cinétique disponible, vitesse du projectile et de la cible dans ce repère.

multifragmentation d'un système bien défini et très lourd formé à partir de la «fusion» quasi-complète de la cible avec le projectile, dans des collisions centrales. Nous appelons cet objet **source unique** pour le différencier de la majorité des réactions observées, dans lesquelles les fragments proviennent principalement de deux sources dans la voie de sortie (un quasi-projectile et une quasi-cible excités résultant d'une collision profondément inélastique). Nous présentons dans le tableau 1.3 les valeurs maximales théoriquement permises de la masse, de la charge et de l'énergie d'excitation de ce système. L'énergie d'excitation a été estimée à

A_{tot}	Z_{tot}	Q_{fusion} (MeV)	ε_{disp}^* (MeV/u)
393	156	626	6.97

TAB. 1.3 – Caractéristiques théoriques de la source unique (voir texte) formée par la «fusion» des noyaux projectile et cible, $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$. A_{tot} , Z_{tot} masse et charge totales du système. Q_{fusion} bilan de masse de la réaction de «fusion» (voir texte). ε_{disp}^* estimation de l'énergie d'excitation par nucléon disponible pour la source unique.

partir du bilan de masse pour la réaction de «fusion», Q_{fusion} :

$$\varepsilon_{disp}^* = \frac{E_{CM} + Q_{fusion}}{A_{tot}} \quad (1.1)$$

avec

$$Q_{fusion} = \Delta_{Gd} + \Delta_U - \Delta(A = 393, Z = 156). \quad (1.2)$$

Ici Δ_{Gd} et Δ_U sont les défauts de masse mesurés expérimentalement pour les deux noyaux. Le défaut de masse du «système composé» a été calculé en extrapolant la formule de masse de [BRA85].

Chapitre 2

Présentation du système de détection *INDRA*

L'étude expérimentale des modes de désexcitation des noyaux chauds a nécessité la conception de dispositifs expérimentaux toujours plus performants. Le grand nombre de produits de réaction attendus, leur grande variété, leurs caractéristiques cinématiques très différentes, ont motivé le développement de **multidétecteurs** à grande couverture angulaire (aussi près que possible de 4π stéradians) et à grande dynamique en énergie mesurée. *INDRA* fait partie de la 2ème génération de ce type d'instrument. Les principales caractéristiques de ce dispositif de détection se résument ainsi :

- une couverture angulaire de $\sim 90\%$ de l'angle solide autour de la cible,
- une granularité élevée due à ses 336 modules de détection, qui limite la probabilité de comptages multiples à 5% pour des multiplicités jusqu'à ~ 50 ,
- une grande dynamique en énergie et en charge (des protons de 1MeV aux ions U de $\sim 5\text{GeV}$) grâce à l'emploi de modules à plusieurs étages composés de détecteurs différents (cf. § 2.2), et au développement d'une électronique adaptée (cf. § 2.3),
- des faibles seuils de détection et d'identification grâce aux premiers étages de détection composés de chambres d'ionisation opérant à de faibles pressions de gaz,
- l'identification isotopique des noyaux de charge $Z = 1, 2, 3, 4$ dans les derniers étages composés de scintillateurs à iodure de césium $CsI(Tl)$.

Les caractéristiques et les performances de *INDRA* ont déjà été décrites en détails dans [POU95], ainsi que dans les nombreuses thèses dont il a fait l'objet (voir citations ci-dessous). Nous nous contenterons ici de présenter les principales caractéristiques du dispositif : sa géométrie (cf. § 2.1), ses détecteurs (cf. § 2.2), son électronique (cf. § 2.3). Ses modes de déclenchement (cf. § 2.4) ainsi que les méthodes mises en œuvre pour effectuer les étalonnages en énergie (cf. § 3.1) et les identifications en charge (cf. § 3.2 et Chapitre 4) seront aussi présentées.

2.1 Géométrie

INDRA comporte 628 détecteurs répartis sur 17 couronnes à symétrie cylindrique centrées sur l'axe du faisceau. Ces détecteurs (phoswichs, chambres d'ionisation, siliciums $300\mu\text{m}$ et scintillateurs à iodure de césium) permettent l'identification exclusive en charge et en énergie de particules légères ($p, d, \dots$) et d'ions lourds jusqu'à l'uranium. *INDRA* a été conçu

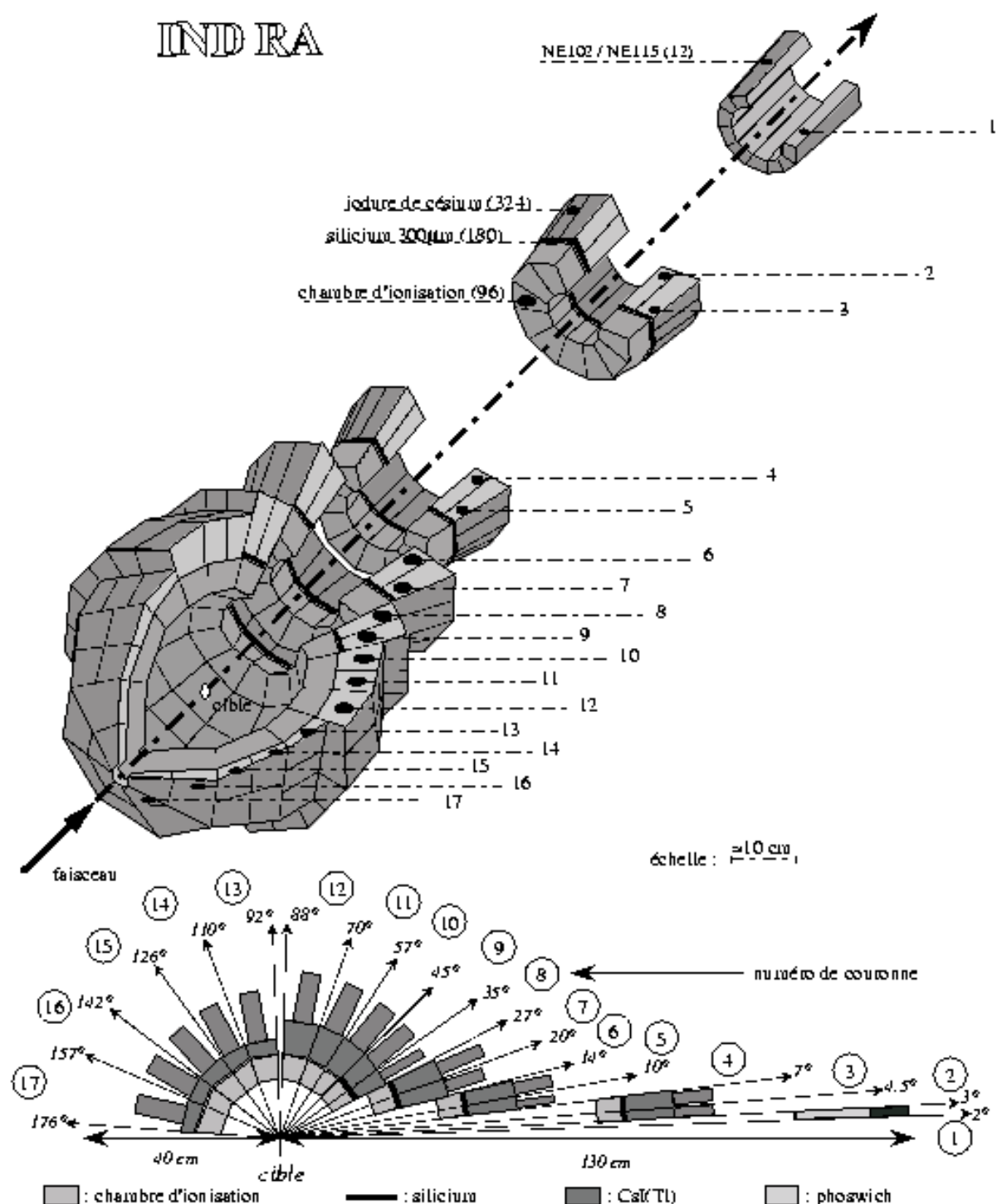


FIG. 2.1 – (en haut) Vue d'ensemble du détecteur *INDRA* montrant sa structure en couronnes et la répartition des modules de détection autour de l'axe du faisceau. (en bas) Une coupe latérale montrant la géométrie du détecteur avec plus de détails

pour étudier la **multifragmentation**, un processus qui peut produire une cinquantaine de noyaux dans la voie de sortie. Pour permettre des mesures très exclusives de ces événements de haute multiplicité une attention spéciale a été portée aux problèmes de double comptage,

impliquant une granularité élevée du multidétecteur. La géométrie du détecteur a été optimisée pour la détection de 10 fragments lourds en coïncidence avec 40 particules légères avec un taux maximal de double comptage de 5% .

Les particules légères étant attendues à tous les angles, la couverture de l'angle solide est maximale ($\approx 90\%$) pour les scintillateurs (12 phoswichs + 324 *CsI*) qui constituent les derniers étages des télescopes et qui assurent l'identification en charge des particules légères, avec en plus l'identification isotopique jusqu'au ^8Be . Les fragments (ions de numéro atomique $Z \geq 3$), en raison de leur masse supérieure, sont plus focalisés vers les angles avant ($\theta < 45^\circ$) et inférieurs en nombre aux particules légères. Pour ces raisons : les premières couronnes comportent des télescopes à trois étages (chambre d'ionisation, silicium, *CsI*) permettant l'identification de fragments avec une grande dynamique en énergie ; au-delà de $\theta = 45^\circ$ seuls une chambre d'ionisation et un *CsI* sont associés dans des télescopes à deux étages ; chaque chambre d'ionisation est commune à 2, 3 ou 4 télescopes en fonction de l'angle θ concerné.

Plus précisément *INDRA* est composé de la façon suivante :

Couronne 1 (2° – 3°) Une couronne de 12 détecteurs phoswich (cf. § 2.2, page 28), dont les temps de réponse courts sont essentiels pour supporter les forts taux de comptage dus à la diffusion élastique,

Couronnes 2–9 (3° – 45°) Ces couronnes se composent de 180 télescopes à 3 étages de détection (figure 2.2) : chambre d'ionisation (cf. § 2.2, page 28), détecteur silicium $300\mu\text{m}$

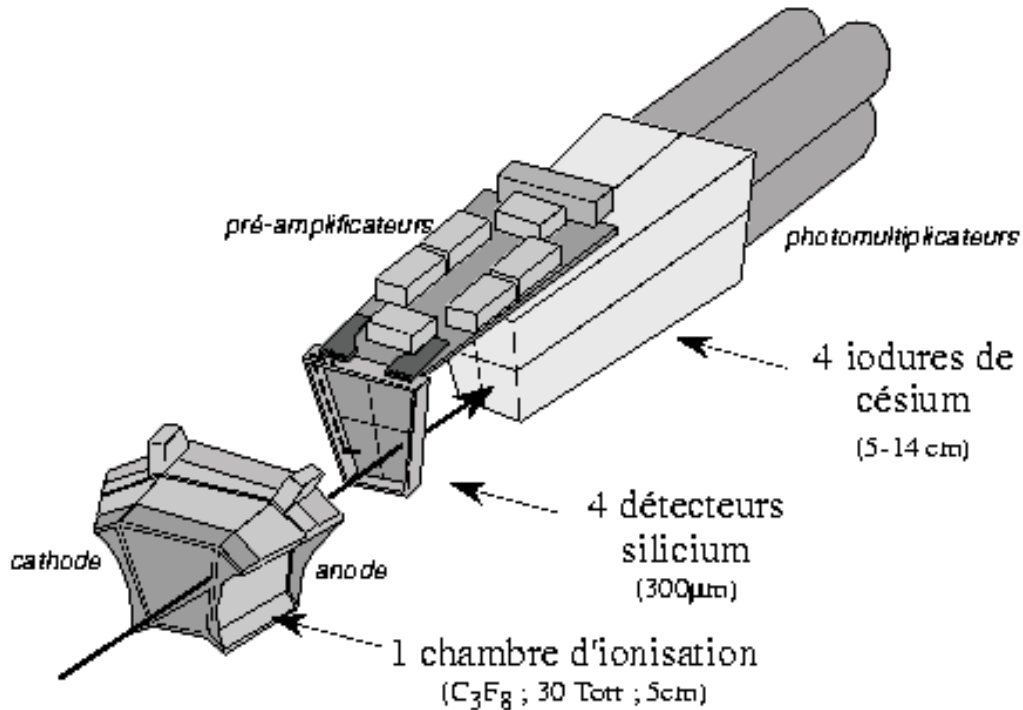


FIG. 2.2 – Un des télescopes à trois étages (chambre d'ionisation, silicium et scintillateur à iodure de césium) des couronnes 2 à 9 de *INDRA*

(cf. § 2.2, page 29), et scintillateur à iodure de césium dopé au thallium (*CsI(Tl)*) (cf. § 2.2, page 31). Chaque couronne comporte 24 modules (sauf la couronne 2 qui n'en possède que 12),

Couronnes 10–17 (45° – 88° ; 92° – 176°) Les couronnes arrière sont constituées de 144 modules à deux étages constitués chacun d’une chambre d’ionisation et d’un scintillateur *CsI(Tl)*. Les couronnes comportent 24, 16, ou 8 modules chacune. Sur un des modules de chaque couronne a été placé, entre la chambre d’ionisation et le *CsI*, un télescope *Si* $80\mu\text{m}$ –*Si*(Li) 2 mm (cf. § 2.2, page 31) qui sert à étalonner les cristaux scintillants en énergie (cf.3.1, page 39).

A la répartition des détecteurs il faut ajouter

- le trou du faisceau à l’avant (0° – 2°) et à l’arrière (176° – 180°)
- le trou pour le passage du porte-cible (88° – 92°)

2.2 Détecteurs

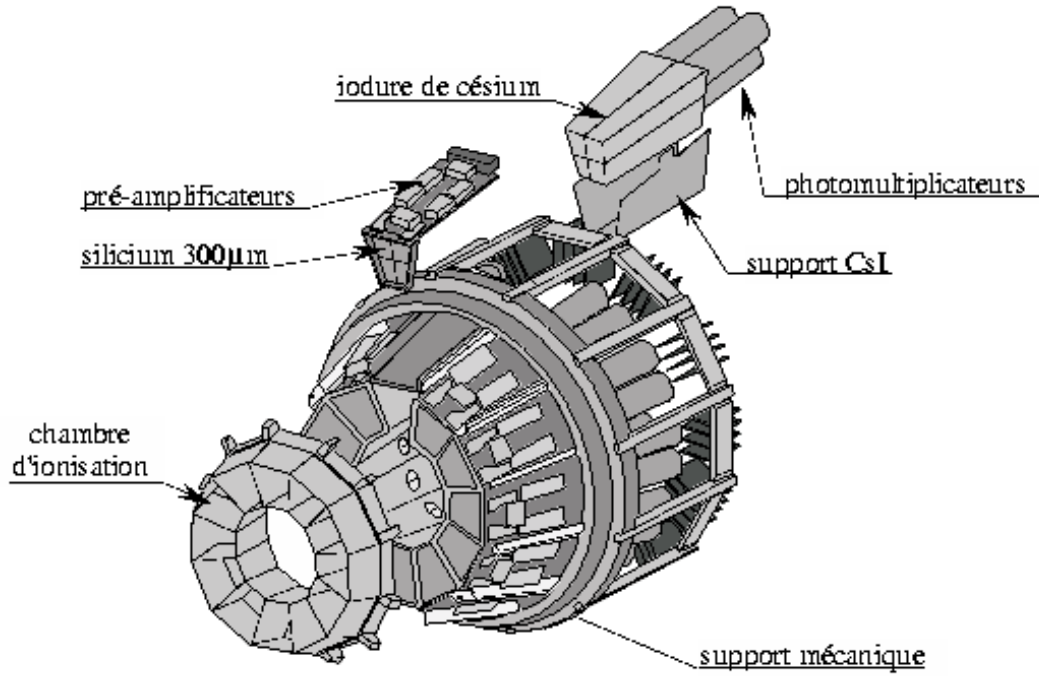
2.2.1 Les phoswichs

La couronne 1 de *INDRA* comporte douze détecteurs phoswichs [STE95]. Chacun correspond à un assemblage de deux scintillateurs plastiques à constantes de temps différentes : $500\mu\text{m}$ de NE102 ($\tau = 2.4\text{ns}$) suivi de 250mm de NE115 ($\tau = 320\text{ns}$). Une mince feuille d’aluminium recouvrant la face d’entrée du phoswich assure l’isolation lumineuse et élimine une partie des électrons issus de la cible. Les impulsions lumineuses des scintillateurs suite au passage d’une particule chargée ont une amplitude qui dépend de l’énergie déposée. Comme le NE115 est transparent à la lumière émise par le NE102 un seul photomultiplicateur couplé au deuxième scintillateur suffit pour récupérer ces signaux. Le premier membre (NE102), de faible épaisseur, fournit une mesure de ΔE (**signal rapide**) et le NE115 l’énergie résiduelle des particules s’arrêtant dans le phoswich. Le **signal total** (NE102+NE115) sert à calculer l’énergie E de la particule, dont l’identification en charge est réalisée par la méthode ΔE – E (cf. § 4, page 41). Ainsi des taux jusqu’à 15000 particules par seconde peuvent être supportés [MET95].

2.2.2 Les chambres d’ionisation

Pour les couronnes 2–17 tous les télescopes ont comme premier étage une chambre d’ionisation (ChIo) à champ longitudinal, constituée de deux feuilles de mylar aluminisé ($2.5\mu\text{m}$) servant d’anode et de cathode espacées de 5cm. Le gaz utilisé est du C_3F_8 à faible pression. Le passage d’une particule chargée dans la chambre libère une quantité de charge par ionisation des molécules du gaz. Le mouvement des charges ainsi libérées dans le champ électrique de la chambre crée un signal sur l’anode dont l’amplitude est proportionnelle à la perte d’énergie de la particule, ΔE . L’identification en charge des particules traversant la chambre d’ionisation se fait par la méthode ΔE – E en conjonction avec la mesure de l’énergie résiduelle fournie soit par un détecteur *Si* $300\mu\text{m}$ (couronnes 2–9) soit par un scintillateur *CsI* (couronnes 10–17).

Chaque chambre d’ionisation est commune à 2, 3, ou 4 télescopes en fonction de l’angle θ concerné, à cause de la multiplicité attendue plus faible de fragments lourds ($Z \geq 3$) (cf. § 2.1). Aux angles 3° – 27° les couronnes ChIo sont regroupées deux par deux (2–3, 4–5, 6–7) pour former 3 structures mécaniques (figure 2.3), chacune correspondant à une cellule à gaz indépendante sous-divisée en 12 chambres d’ionisation par des parois d’époxy de 1mm

FIG. 2.3 – Structure mécanique des couronnes 4 et 5 de *INDRA*

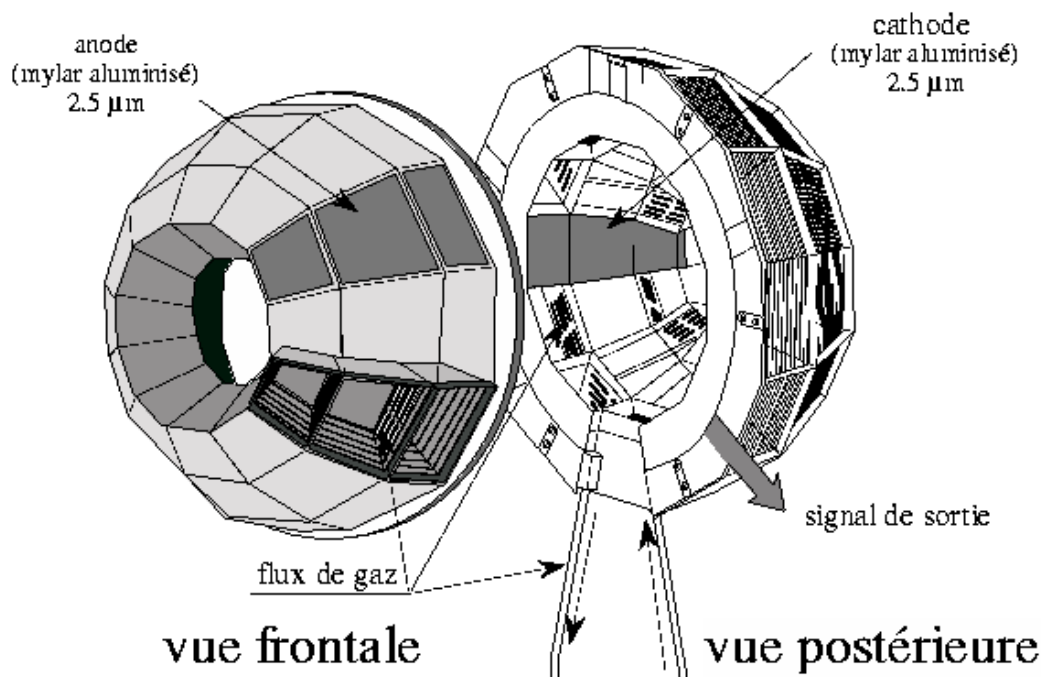
d'épaisseur. Les 12 chambres d'une même cellule ont une cathode commune, mais chacune possède sa propre anode et chaîne électronique. La circulation de gaz est commune aux 12 chambres d'une même cellule. Les préamplificateurs sont montés à quelques centimètres de l'anode.

Les autres couronnes sont regroupées en deux ensembles (8–12, 13–17) couvrant les angles 27° – 88° et 92° – 176° (figure 2.4). Comme aux angles avant, les différentes chambres d'ionisation sont séparées par des parois en époxy, avec une circulation de gaz et une cathode communes à l'ensemble mais une anode et une chaîne électronique individuelles. Les préamplificateurs sont reliés par une plaque électronique multicouche faisant partie intégrante de la structure.

Le choix du C_3F_8 a été motivé par le souhait d'obtenir une bonne résolution en énergie (qui augmente avec la densité du gaz employé) et donc en Z des noyaux identifiés, tout en opérant à faible pression (20–50 mbar) pour obtenir de très bas seuils de détection ($\sim 1\text{MeV/u}$). Les chambres incorporent des **grilles de Frisch** constituées de fils de *Cu-Be* de $50\mu\text{m}$ espacés de 5mm, qui améliorent la collection des charges et assurent une indépendance du signal vis à vis de la trajectoire des particules dans la chambre. Les tensions utilisées sont de $0.9\text{V.cm}^{-1}.\text{mbar}^{-1}$ (cathode-grille) et de $7\text{V.cm}^{-1}.\text{mbar}^{-1}$ (grille-anode). Afin d'éliminer la perturbation du fonctionnement des chambres par les électrons parasites émis lors du bombardement de la cible par le faisceau, le porte-cible est porté à une haute tension (20–45kV). Les cathodes des chambres d'ionisation constituent la face d'entrée des modules de détection.

2.2.3 Les détecteurs silicium $300\mu\text{m}$

Les modules des couronnes 2–9 de *INDRA* comportent 180 détecteurs silicium d'épaisseur $300\mu\text{m}$ pour permettre l'identification en charge des fragments de basse ($\Delta E_{\text{ChIo}} - E_{\text{Si}}$)

FIG. 2.4 – Structure mécanique des couronnes 8 à 12 de *INDRA*

et de haute ($\Delta E_{\text{Si}} - E_{\text{CsI}}$) énergie. Il s'agit de détecteurs à jonction P - N . Le passage d'une particule chargée dans la zone de déplétion crée des paires électron-trou qui diffusent vers les bords du silicium dans le champ électrique externe appliqué. L'amplitude du signal généré est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule si son numéro atomique est inférieur à $\simeq 15$; pour les noyaux plus lourds une correction doit être apportée pour obtenir l'énergie déposée (cf. § 3.1, page 38 et [OUA95]). L'intérêt des détecteurs de ce genre réside en leur haute résolution (faible coût énergétique de création d'une paire électron-trou) et en leur grande linéarité.

Afin de réduire au maximum les zones mortes les détecteurs sont regroupés par 3 (couronnes 2-3) ou par 4 (couronnes 4-9) sur une seule plaquette de silicium (technologie PLANAR [OUA95]) qui épouse exactement la forme de la chambre d'ionisation placée devant. La proximité de l'anode de celle-ci exige que la face d'entrée du silicium soit à la masse (face N^+) pour éviter les problèmes de diaphonie par couplage capacitif ; la face arrière (P^+) est portée à une tension de polarisation de $-V_0$ volts ($V_0 \sim 30-80$ volts). Les particules chargées rentrent donc dans le détecteur par ce qui est habituellement la face de sortie (région de faible champ) : pour cette raison, les Si $300\mu\text{m}$ sont complètement déplétés, et dans certains cas sur-polarisés, afin d'assurer une bonne homogénéité de réponse sur l'ensemble du volume du détecteur.

Finalement, signalons que les faces d'entrée et de sortie sont couvertes d'un mince dépôt d'aluminium, et que l'ensemble des détecteurs sont caractérisés par de faibles courants de fuite (haute résistivité) et par une grande homogénéité d'épaisseur de détection [OUA95]. Les préamplificateurs pour les détecteurs de chaque plaquette de silicium sont montés à proximité (sur une carte commune avec le préamplificateur de la chambre d'ionisation) afin de réduire au maximum les problèmes de bruit.

2.2.4 Les scintillateurs à iodure de césium $CsI(Tl)$

Les derniers étages des modules de détection de *INDRA*, entre 3° et 176° , sont composés de 324 scintillateurs $CsI(Tl)$ de longueur suffisante pour arrêter les particules les plus énergétiques, chacun couplé à son propre photomultiplicateur (PM). Le passage d'une particule chargée dans le cristal excite des niveaux moléculaires du CsI qui décroissent d'abord vers des états du Tl puis vers le fondamental, par émission spontanée de photons dans le visible (bien adaptés aux performances des photomultiplicateurs). Les deux composantes de la réponse lumineuse des scintillateurs ont des constantes de temps différentes (composantes **rapide** $\tau_1 = 0.4\text{--}0.7\mu\text{s}$ et **lente** $\tau_2 = 7\mu\text{s}$), dont l'intensité relative dépend de la nature de la particule détectée. Cette caractéristique et l'utilisation de photomultiplicateurs, dont le signal de sortie est proportionnel à la quantité de lumière émise par les scintillateurs, permet l'identification isotopique des particules légères des protons jusqu'au ^{10}Be . En conjonction avec la mesure de la perte d'énergie dans l'étage précédent (Si ou ChIo) ces détecteurs permettent l'identification des fragments lourds par la méthode $\Delta E\text{--}E$.

Un des inconvénients majeurs de ces détecteurs est la non-linéarité de leur réponse qui dépend non seulement de l'énergie mais aussi de la masse et de la charge de la particule détectée. Ceci rend leur étalonnage en énergie particulièrement délicat [MAR95, CSI96]. Il faut aussi suivre de près leur stabilité au cours des expériences pour contrôler les dérives de gain des photomultiplicateurs ainsi que les variations de réponse des cristaux avec la température. Pour ce faire, un système de contrôle par LASER a été développé [OUA95].

La face d'entrée des détecteurs CsI est recouverte de $30\mu\text{g.cm}^{-2}$ d'aluminium, la face arrière est collée optiquement à un PM, et la surface libre du scintillateur est entourée de couches de teflon et de mylar aluminisé afin d'améliorer la collection de la lumière et d'éviter toute transmission entre détecteurs avoisinants. Les PM sont protégés de toute interférence électromagnétique, par un cylindre de μ -métal relié à la masse.

2.2.5 Les télescopes étalons $Si(80\mu\text{m})\text{--}Si(Li)$

Aux angles avant (couronnes 2–9) l'étalonnage en énergie des CsI est effectué avec l'aide des détecteurs $Si\ 300\mu\text{m}$ [MAR95]. Les modules arrière ne comportant que deux étages (ChIo– CsI), chaque couronne (10–17) a été dotée d'un **télescope étalon** constitué d'un silicium mince de $80\mu\text{m}$ et d'un $Si(Li)$ d'environ 2mm d'épaisseur, placé entre la ChIo et le CsI d'un des modules. La chaîne de pré-amplification de ces télescopes est identique à celle des $Si\ 300\mu\text{m}$.

2.3 Electronique

L'électronique du système de détection *INDRA* constitue l'une de ses grandes innovations [POU96]. D'un côté, il lui faut la capacité de traiter des signaux d'une grande dynamique afin de permettre la reconstruction complète de la cinématique variée des événements de multifragmentation. De l'autre côté, un pilotage par informatique est exigé à la fois par le grand nombre de voies analogiques (628 détecteurs) et par le besoin de placer l'électronique aussi près que possible des détecteurs afin d'atteindre un très bas niveau de bruit. La construction d'une grande partie de l'électronique dans le nouveau standard VXI (VME Extension

for Instrumentation) a permis d'atteindre ces objectifs : il permet le contrôle à distance de l'ensemble du détecteur par informatique, grâce à la conception de modules dédiés regroupant plusieurs fonctions sur une seule carte électronique à 16, 24, 32 ou 48 voies.

Les préamplificateurs des ChIo et des *Si* ainsi que les embases électroniques des PM des scintillateurs sont montés au plus près des détecteurs à l'intérieur de la chambre à réaction. Le reste de l'électronique (alimentations basses et hautes tensions, modules VXI, NIM et CAMAC) se trouve dans la salle d'expériences à quelques mètres du détecteur, le tout étant relié par fibre optique au système de contrôle informatique et d'acquisition (VME), piloté par les physiciens pendant l'expérience (figure 2.5).

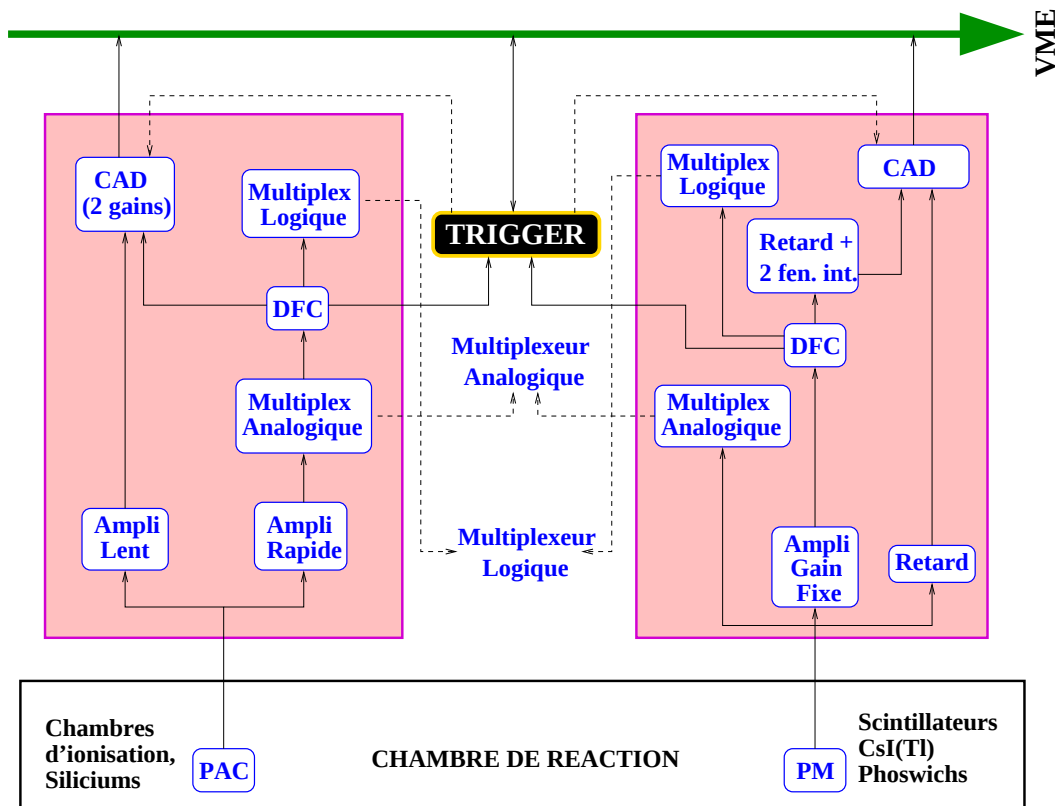


FIG. 2.5 – Schéma synoptique des principales fonctions électroniques liées à chaque détecteur (d'après [MET95])

2.3.1 La chaîne d'électronique des ChIo et des détecteurs *Si*

Les préamplificateurs utilisés pour les chambres d'ionisation et les *Si* 300 μ m sont des préamplificateurs de charge (PAC) montés à quelques centimètres de l'anode des ChIo, avec un gain de 2mV.MeV⁻¹ pour les *Si* et 200mV.MeV⁻¹ pour les ChIo. La chaleur dégagée par les PAC (puissance totale $\sim$ 120W) a nécessité l'incorporation dans la structure mécanique de *INDRA* d'un circuit d'eau froide, pour maintenir les détecteurs à une température constante ($\sim$ 20°C) pendant l'expérience.

Des amplificateurs à faible gain ($\approx$ 1 à 8) et à bas niveau de bruit ont été conçus spécialement pour *INDRA* (modules CAMAC 8 voies). L'utilisation d'un filtre bipolaire (sortie

bipolaire de l'ampli dont on ne garde que le lobe négatif) couplé au codage en charge des signaux ainsi mis en forme minimise les problèmes de déficit balistique (perte de charge liée aux variations des temps de montée des signaux issus des détecteurs) [ECO95]. L'amplificateur est en fait double : l'un «rapide» vers un discriminateur à fraction constante (DFC, modules VXI 48 voies) qui ouvre le codeur et qui participe au déclenchement (cf. § 2.4), l'autre «lent» vers le codeur en charge (CAD, modules VXI 32 voies).

Le DFC ouvre pour le codeur une fenêtre d'intégration du signal de largeur $\sim 3.5\mu s$. Le codage (numérisation du signal analogique intégré sur 16 bits) a lieu une fois la voie validée par le TRIGGER (cf. § 2.4). Afin d'obtenir la dynamique requise (~ 3000) nous disposons de deux signaux codeur, appelés **petit gain** et **grand gain**, qui correspondent aux 12 bits (4096 canaux) les plus hauts et les plus bas, respectivement.

Des générateurs d'impulsions de haute précision (modules CAMAC 8 voies) servent à contrôler l'ensemble de la chaîne électronique. Pendant des runs sans faisceau (**runs généré** ou **runs automate**) ces générateurs sont utilisés pour injecter une série d'impulsions de tension connue (**rampe automate**) à l'entrée des PAC, ce qui permet à la fois d'étalonner l'électronique et de vérifier la linéarité des codeurs. Pendant la prise de données (**runs physique**), et à chaque fois que le faisceau est dans une autre salle que la nôtre pour permettre le réglage d'une autre expérience (**faisceau parasite**), des impulsions d'une seule tension de référence sont envoyées de la même façon. On peut ainsi contrôler la stabilité de l'électronique pendant l'expérience.

2.3.2 La chaîne électronique des scintillateurs

Afin de limiter la consommation en puissance des 336 photomultiplicateurs, des embases transistorisées ont été développées pour éviter les problèmes d'échauffement et pour assurer une bonne linéarité de réponse pour des taux de comptage jusqu'à $1000 \text{ coups} \cdot \text{sec}^{-1}$ sur les couronnes 2 et 3 et $500 \text{ coups} \cdot \text{sec}^{-1}$ sur les autres. Le grand nombre de détecteurs $CsI(Tl)$ et phoswichs a conduit à l'intégration de toutes les fonctions (discriminateurs, intégrateurs, codeurs) de chaque voie électronique dans des modules VXI (24 voies pour les CsI et 16 voies pour les phoswichs).

Comme pour les ChIo et les Si , un DFC sert au déclenchement ainsi qu'à l'ouverture des codeurs. Les signaux sortie des PM sont intégrés sur deux fenêtres en temps différentes. Pour les phoswichs une fenêtre «rapide» de 30ns et une fenêtre «totale» de 800ns permettent la reconstitution de la mesure ΔE du NE102 et de la mesure de l'énergie totale de la particule détectée E (NE102+NE115), respectivement. Pour les scintillateurs à iodure de césium, typiquement, une première fenêtre de 400ns est suivie, après un retard de $1.6\mu s$, d'une fenêtre de $1.5\mu s$. Ces deux fenêtres correspondent aux composantes rapide et lente de la lumière émise par le $CsI(Tl)$, permettant l'identification isotopique des particules légères. Si la voie est validée par le TRIGGER, les deux signaux intégrés (pour chaque scintillateur) sont codés sur 12 bits. La dynamique obtenue est supérieure à 250.

2.3.3 Multiplexage

Comme pendant la prise de données elle ne peut avoir accès ni aux détecteurs ni à l'électronique, il faut que la physicienne lambda puisse visualiser à distance l'ensemble des signaux

analogiques et logiques. Grâce au standard VXI, ce **multiplexage** a pu être réalisé. En se servant d’une interface graphique dédiée (CEL, Contrôle En Ligne [MET95]) on peut visualiser à l’oscilloscope les signaux de tous les détecteurs ainsi que ceux fournis par les différents éléments de leurs chaînes électroniques.

2.4 Déclenchement

Le grand nombre de voies de détection de *INDRA* a également requis des innovations au niveau du déclenchement, qui fonctionne en **mode asynchrone** : chaque voie fonctionne indépendamment du module TRIGGER [TIL93] qui gère la prise de décision d’accepter ou non l’événement. Le TRIGGER comporte trois parties différentes :

le regroupueur (ensemble de modules NIM) qui, à partir des signaux DFC des voies touchées, construit des signaux **multiplicité** par sommation de courants. Ces signaux sont à comparer ensuite avec la configuration programmée pour l’acceptation de l’événement (**analyse rapide**). On peut demander une multiplicité de M_{TRIG} modules touchés ($0 \leq M_{\text{TRIG}} \leq 15$) sur tout le détecteur ou par groupe de couronnes (1,2–3,4–5,...,14–17), pour permettre une grande flexibilité des modes de fonctionnement du dispositif.

Le regroupueur gère aussi les codeurs des chambres d’ionisation : afin d’éviter éventuellement le déclenchement du détecteur par des fragments lents s’arrêtant dans le premier étage des télescopes, l’ouverture des codeurs ChIo peut être faite (au choix) soit par son propre DFC, soit par le *Si/CsI* situé derrière, soit par le *OU* logique des deux possibilités.

le sélecteur constitue le cœur du dispositif de déclenchement (module VXI). C’est lui qui décide, à partir des signaux multiplicité du regroupueur et/ou en fonction des voies de décision externe (par exemple le couplage avec un autre détecteur, tel que pendant la troisième campagne d’expériences avec *CHIMERA*), d’envoyer le signal de validation de l’événement qui autorise le codage des signaux.

le corrélateur assure l’interconnexion entre le sélecteur, les châssis VXI, et l’acquisition (VME). Il avertit l’acquisition que l’ensemble ou certains des codeurs peuvent être lus ; ensuite, une fois la lecture terminée, il avertit le sélecteur afin de réarmer le tout pour le prochain événement.

En mode physique (prise de données) le dépassement du seuil de multiplicité de déclenchement ($M \geq M_{\text{TRIG}}$) provoque l’ouverture d’une **fenêtre de coïncidence** au niveau du sélecteur, de largeur programmable entre 20ns et $2.5\mu\text{s}$ (figure 2.6). Pendant ce laps de temps il y a mémorisation de toutes les voies de décision en entrée du sélecteur. Si le sélecteur accepte l’événement par l’**analyse rapide** de ses entrées il envoie ensuite un signal **fast trigger** (FT) aux codeurs (fenêtre de largeur 20ns– $2.5\mu\text{s}$) pour valider les voies touchées appartenant à l’événement. En effet, en mode asynchrone les différentes voies de détection sont remises à zéro automatiquement $\sim 1\mu\text{s}$ après le déclenchement de leur DFC (**point de validation**) si elles ne reçoivent pas le signal FT. Les codeurs dont le point de validation tombe dans la fenêtre ont leur raz inhibée et, si aucun rejet de l’événement ne se produit suite à l’**analyse lente** (prise en compte éventuelle d’autres voies externes de décision), le sélecteur envoie aux codeurs l’**ordre de codage** et finalement un ordre de réinitialisation pour préparer l’ensemble à l’événement suivant.

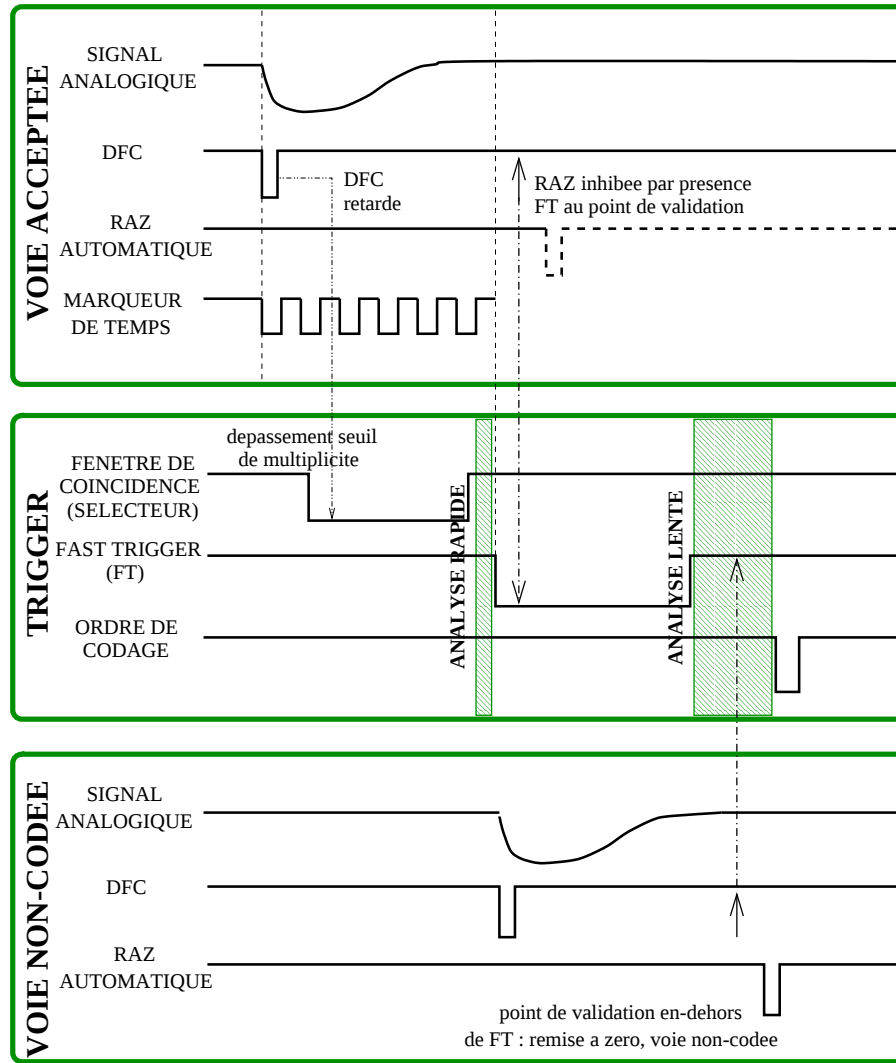


FIG. 2.6 – Schéma du fonctionnement du TRIGGER en mode asynchrone

2.4.1 Marqueurs de temps

Chacune des 628 voies de détection possède un **marqueur de temps** qui donne le positionnement relatif en temps du déclenchement de chaque voie dans un événement. Ces marqueurs de temps sont générés à partir de l'horloge 100MHz du bus VXI avec, par exemple, le déclenchement du DFC de la voie comme START et l'ouverture de la fenêtre FT comme STOP commun. Ayant une résolution en temps de 10ns, ils ne permettent pas de mesure de temps de vol, mais servent à détecter les coïncidences fortuites entre des particules issues de deux paquets du faisceau pulsé du GANIL dont la séparation en temps est de 80–120ns.

Chapitre 3

Etalonnage du détecteur *INDRA*

3.1 Etalonnage en énergie

Le grand nombre et la nature des détecteurs de *INDRA* demandent qu'une partie non-négligeable du temps accordé aux expériences soit consacrée à l'étalonnage en énergie des détecteurs. Pour ce faire nous avons recours aux procédés suivants :

Runs $B\rho$: Des faisceaux secondaires de particules et de fragments légers (isotopes de H , He , Li , et Be) sont produits par bombardement d'une cible épaisse de production placée à la sortie du CSS2 (par exemple $^{16}O(95\text{MeV/u})+^{12}C$), et sélectionnés en impulsion par réglage de la **rigidité magnétique** $B\rho$ du spectromètre α du GANIL. En effet dans une approximation non-relativiste, on a :

$$B\rho = \frac{Av}{Z} = \frac{\sqrt{2AE}}{Z} \quad (3.1)$$

et donc il existe des relations simples entre les énergies des particules sélectionnées [MAR95] :

$$E_d = \frac{1}{2}E_p \quad E_t = \frac{1}{3}E_p \quad E_{He} = E_p \quad E_{^3He} = \frac{4}{3}E_p \quad (3.2)$$

Plusieurs valeurs de $B\rho$ sont utilisées afin de disposer de plusieurs points en énergie pour chaque particule détectée. Les particules sont diffusées par une cible placée dans *INDRA* dont les chambres d'ionisation sont préalablement vidées de leur gaz (pour s'assurer qu'un nombre maximal des particules atteignent les scintillateurs $CsI(Tl)$, surtout aux grands angles où la section efficace et l'énergie de diffusion élastique chute rapidement).

Cet étalonnage concerne en premier lieu les détecteurs CsI .

Source de thoron : Une source de thoron (^{212}Pb) est placée dans le porte-cible de *INDRA*. Elle est caractérisée par deux émissions α à 6.06 et 8.78MeV provenant de la désintégration du ^{212}Bi (35%) et du ^{212}Po (65%) respectivement. Des mesures sont effectuées avec et sans gaz dans les chambres d'ionisation.

Cet étalonnage est destiné aux ChIo, aux Si et aux CsI (couronnes 10–17)

Diffusion élastique : Des faisceaux d'ions lourds de basse énergie sortis du premier cyclotron du GANIL (CSS1) sont diffusés sur une cible lourde placée dans la chambre de réaction de *INDRA*. Les mesures sont encore effectuées avec et sans gaz dans les ChIo.

Ces étalonnages sont destinés aux Chlo ainsi qu'aux détecteurs *Si* en particulier pour les ions de $Z > 15$.

Runs $M_{\text{TRIG}} = 1$: Pendant la prise de données, des runs sont effectués pour chaque système étudié avec le déclenchement du détecteur à partir d'une multiplicité minimale de 1 module touché. Ceci favorise les événements de diffusion élastique du projectile par la cible et permet des mesures de sections efficaces.

3.1.1 Les phoswichs

Les phoswichs sont étalonnés en énergie avec les faisceaux secondaires des runs $B\rho$ ainsi qu'avec la diffusion élastique des projectiles mesurées lors des runs en multiplicité de déclenchement $M_{\text{TRIG}} = 1$ [MET95]. L'étalonnage du signal lumière totale se fait par ajustement des paramètres C_{ji} de la fonction suivante :

$$E = f_1(Z)(L - L_0)^\gamma + f_2(Z), \quad (3.3)$$

$$f_i(Z) = C_{1i}Z^{C_{2i}} + C_{3i} + \frac{C_{4i}}{C_{5i}Z^{C_{6i}} - C_{7i}} \quad (3.4)$$

où L = lumière totale, L_0 = piédestal et $\gamma \approx 1$.

3.1.2 Les chambres d'ionisation et les silicium $300\mu\text{m}$

Il faut d'abord établir la correspondance canal→volt des chaînes électroniques grâce au générateur d'impulsions (cf. § 2.3.1). Elle est paramétrisée comme

$$V = a_0 + a_1C + a_2C^2 \quad (3.5)$$

où V = la tension en volts et C = le canal codeur enregistré. Pour ensuite se servir de cet étalonnage pour les données enregistrées pendant les expériences, il faut soustraire au canal «brut» une quantité correspondant à la dérive du piédestal du codeur en charge par rapport à un run de référence (run généré) :

$$C \rightarrow C - (C_{\text{généré}} - C_{\text{généré}}^{\text{réf}}) \quad (3.6)$$

où $C_{\text{généré}}$ et $C_{\text{généré}}^{\text{réf}}$ sont, respectivement, le canal correspondant à une tension fixe du générateur mesuré pendant le run en question et lors du run de référence.

Le coefficient de conversion MeV.volt^{-1}

$$E = \beta V \quad (3.7)$$

est établi pour chaque détecteur par une régression linéaire sur les points α de la source thoron et éventuellement en incluant quelques points de diffusion élastique de basse énergie (ions diffusés avec $Z \leq 15$) [NAL96].

Quand un ion de $Z \geq 15$ s'arrête dans un détecteur *Si* le plasma de paires e^- -trou créé rend moins efficace la collection de ces charges par effet d'écrantage du champ appliqué. Ce phénomène de **défaut d'ionisation** a été étudié et corrigé empiriquement en se servant de la diffusion élastique des projectiles lourds issus du CSS1 [ECO95, OUA95].

3.1.3 Les $CsI(Tl)$ à l'avant (couronnes 2–9) [MAR95]

Pour les fragments de $Z \geq 3$ l'énergie résiduelle déposée dans le CsI est déduite de la perte d'énergie ΔE mesurée dans le Si $300\mu m$ en se servant des matrices d'identification $Si-CsI_{rapide}$ et des tables de pertes d'énergies [HUB90]. Les particules légères n'ayant qu'une très faible perte d'énergie dans les siliciums leur étalonnage se fait à partir des points obtenus lors de la diffusion élastique et inélastique des faisceaux secondaires des runs $B\rho$. Il s'agit de trouver la correspondance $E-CsI_{rapide}$ par ajustement de la paramétrisation suivante [STR90] :

$$E = a_{ij} * CSIR + b_{ij} + c_{ij} \ln(100 + 10 * CSIR) \quad (3.8)$$

Les indices désignent le type de particule ($i = p, d, t, {}^3He, {}^4He$) et le numéro du détecteur (j =couronne,module).

3.1.4 Les $CsI(Tl)$ à l'arrière (couronnes 10–17) [CSI96]

L'absence de détecteurs Si à l'arrière a conduit à déterminer une procédure d'étalonnage spécifique aux couronnes 10–17. Un télescope étalon a été mis en place sur un des modules de chacune de ces couronnes (cf. § 2.2, page 31) afin d'étalonner dans un premier temps le CsI du module étalon. Cet étalonnage est ensuite étendu à l'ensemble des modules de la couronne par étirement des spectres.

La chaîne électronique des Si ($80\mu m$) et des $Si(Li)$ est étalonnée de la même façon que pour les siliciums $300\mu m$. Il faut aussi calculer avec précision l'épaisseur des détecteurs étalons à l'aide des mesures (thoron) et des tables de pertes d'énergie. La réponse en **lumière totale** h (proportionnel à l'intégrale du signal sorti du PM) des scintillateurs peut être paramétrisée comme

$$h = a_0 + a_1 \left[E - a_2 AZ^2 \ln \left(1 + \frac{E}{a_2 AZ^2} \right) \right] \quad (3.9)$$

En principe cette relation doit être valable quels que soient A et Z , avec un seul jeu de paramètres a_0, a_1, a_2 . En pratique, deux jeux de paramètres ont été nécessaires, l'un pour les isotopes d'hydrogène, et l'autre pour toutes les particule de $Z > 1$.

Récemment une nouvelle paramétrisation a été développée qui tient compte de des électrons δ résultant du passage d'une particule chargée dans le CsI [TAB97]. Cette paramétrisation améliore l'étalonnage en énergie pour des ions lourds aux angles arrière, et permet une meilleure extrapolation des identifications en Z des télescopes Chlo- CsI .

3.2 Identification en numéro atomique

Comme nous l'avons vu précédemment, l'identification en Z des produits de réaction se fait en combinant soit des informations provenant de deux détecteurs touchés successivement soit les deux composantes de la réponse d'un seul détecteur dans le cas des scintillateurs. Nous disposons donc d'un nombre de **matrices d'identification** fabriquées avec ces informations :

Signal rapide – signal total	pour l'identification des noyaux aux angles très à l'avant dans les phoswichs de la couronne 1 [MET95]
CsI_{rapide} – CsI_{lente}	pour l'identification isotopique des noyaux légers jusqu'au ^{10}Be dans les couronnes 2–17 [BEN95]
ChIo – CsI_{rapide}	pour l'identification des fragments ($Z \geq 3$) dans les couronnes 10–17 [SQU96]
Si – CsI_{rapide}	pour l'identification des fragments de haute énergie dans les couronnes 2–9 [LEF97]
ChIo – Si	pour l'identification des fragments de basse énergie dans les couronnes 2–9 [NAL96]

A chaque nouvelle campagne d'expériences, tous les étalonnages en énergie et en Z sont bien sûr à refaire. Les identifications ChIo–Si pour les systèmes légers (systèmes $Ni + Ni$, $Ni + Au$) de la deuxième campagne nous ont été confiées, et ce travail de dépouillement fait partie de cette thèse. Nous présentons donc cet aspect au Chapitre 4 en détails.

Chapitre 4

Identifications en Z pour la deuxième campagne des fragments dans les télescopes ChIo – *Si* des couronnes 2 à 9

4.1 Rappels théoriques sur la méthode $\Delta E-E$

Lorsqu'une particule chargée traverse de la matière, elle est ralentie et peut céder toute ou une partie de son énergie au milieu ralentisseur : par interaction électromagnétique avec le cortège électronique des atomes du milieu (ionisation et excitation) d'une part ; ou par des collisions élastiques coulombiennes avec les noyaux de ces atomes de l'autre. Le **pouvoir d'arrêt** total est donc la somme de ces deux contributions :

$$\frac{dE}{dR} = \left(\frac{dE}{dR} \right)_{el.} + \left(\frac{dE}{dR} \right)_{nuc.} \quad (4.1)$$

où E est l'énergie de l'ion incident en MeV et R est le parcours de l'ion dans le milieu ralentisseur, exprimé d'habitude en $\text{mg}^{-1}.\text{cm}^{-2}$.

La contribution du pouvoir d'arrêt nucléaire est négligeable pour des ions dont l'énergie est supérieure à 1 MeV/u [LIN63]. En ce qui concerne le pouvoir d'arrêt électronique, deux théories pré-existantes ont été combinées par Bloch en 1930 pour donner la formule qui porte son nom (ainsi que celui de Bethe). Les deux théories en question sont :

la théorie de Bohr : [BOH13, BOH15] la première théorie semi-classique du ralentissement des ions dans de la matière est valable pour des ions dont la vitesse est à la fois supérieure à la vitesse des électrons K des atomes du milieu et inférieure à celle de ses propres électrons K .

la théorie de Bethe : [BET30, BET32] il s'agit d'une théorie quantique des interactions électromagnétiques des ions avec les atomes du ralentisseur, qui est applicable à des ions complètement épluchés. Pour des ions lourds, cet état n'est atteint que pour des vitesses élevées.

La formule de Bethe–Bloch [KNO89] donne l'expression relativiste du pouvoir d'arrêt électronique résultant de la combinaison des théories de Bohr et de Bethe :

$$\left(\frac{dE}{dR} \right)_{el.} = -\frac{4\pi e^4 \mathcal{N}_A}{m_e c^2} \frac{Z_{\text{eff}}^2}{\beta^2} \frac{Z_{\text{mil}} \rho}{A_{\text{mil}}} \left[\ln \left(2m_e c^2 \frac{\beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad (4.2)$$

où

- e, m_e = charge et masse de l'électron
- c = vitesse de la lumière dans le vide
- $\mathcal{N}_A$ = numéro d'Avogadro
- Z_{mil}, A_{mil} = numéro et masse atomiques du milieu ralentisseur
- ρ = densité du milieu ralentisseur
- I = potentiel d'ionisation et d'excitation moyen du milieu ralentisseur
- Z_{eff} = charge effective de l'ion
- β = vitesse de l'ion par rapport à celle de la lumière dans le vide
- $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$

Aux énergies de bombardement du GANIL (20–100 MeV/u), le terme entre [...] de l'équation (4.2) est pratiquement constant, et l'on peut utiliser l'approximation non-relativiste

$$-\frac{dE}{dR} = k \frac{Z_{eff}^2}{\beta^2} = k' \frac{Z_{eff}^2 A}{2E} \quad (4.3)$$

(A = masse atomique de l'ion, k, k' = cte.).

L'utilisation de la charge effective $Z_{eff}^{(1)}$ permet d'étendre la théorie de Bethe à des énergies où les ions ne sont pas complètement épluchés ($Z_{eff} < Z_{ion}$). Tel est le cas quand la vitesse de l'ion est inférieure à celle de ses propres électrons K : $\beta < Z_{ion}/137$ ou $E/A < .024 Z_{ion}^2$ (~ 10 MeV/u pour des ions Ca , ~ 200 MeV/u pour des ions U).

L'équation (4.3) montre que l'énergie perdue ΔE en traversant une faible épaisseur de la matière varie comme $1/E$ et augmente proportionnellement au carré de la charge de l'ion. Si nous traçons la perte d'énergie ΔE mesurée dans un membre d'un télescope d'identification en fonction de l'énergie résiduelle $\approx E$ mesurée dans le membre suivant (fig. 4.1), les points correspondant aux ions de Z_{ion} différents peuplent des hyperboles $\Delta E \sim 1/E$ permettant leur identification que nous appellerons des **lignes de Z** ⁽²⁾.

Pour des ions de basse énergie ΔE diminue rapidement avec l'énergie incidente, notamment à cause de la capture d'électrons par l'ion. Ce processus devient important quand la vitesse de l'ion devient comparable à celle des électrons K des atomes du milieu ($\beta \sim Z_{mil}/137$ ou $E/A \sim 1.6$ MeV/u pour le C_3F_8 en prenant pour Z_{mil} le numéro atomique moyen de la molécule, $Z_{mil} = 8.18$). La charge effective doit varier plus rapidement que $\sqrt{E}$ dans ce domaine car ΔE chute brusquement aux très faibles énergies incidentes (cf. éq.(4.3)). Dans ce cas les lignes de Z ne se distinguent plus et il n'y a plus moyen d'identifier correctement les ions. Ce phénomène affecte surtout les ions lourds. Nous appellerons cette partie des cartes ChIo–Si **la ligne de Bragg** (cf. fig. 4.1). Seul une limite inférieure peut être déterminée pour le numéro atomique des ions détectés dans cette zone.

Une autre limite imposée à l'identification des fragments dans les cartes ChIo–Si est bien sûr le fait qu'il faut qu'ils s'arrêtent dans le deuxième membre du télescope. Les fragments de haute énergie traversent le *Si* et peuvent atteindre le *CsI* derrière. Dans ce cas leur ligne de Z rebrousse chemin vers l'origine (cf. fig. 4.1) à cause de la diminution de leur perte d'énergie dans le *Si*. De nouveau, toutes les lignes de Z se rejoignent (**ligne de rebroussement**) et l'identification dans la carte ChIo–Si n'est plus possible.

¹ $Z_{eff} = \sqrt{\langle Q^2 \rangle}$ où Q est l'état de charge de l'ion. $Q = Z_{ion}$ pour un ion totalement épluché, $Q = 0$ pour un atome neutre.

² La forme des lignes n'est pas tout à fait hyperbolique car la charge effective Z_{eff} augmente avec l'énergie E de l'ion.

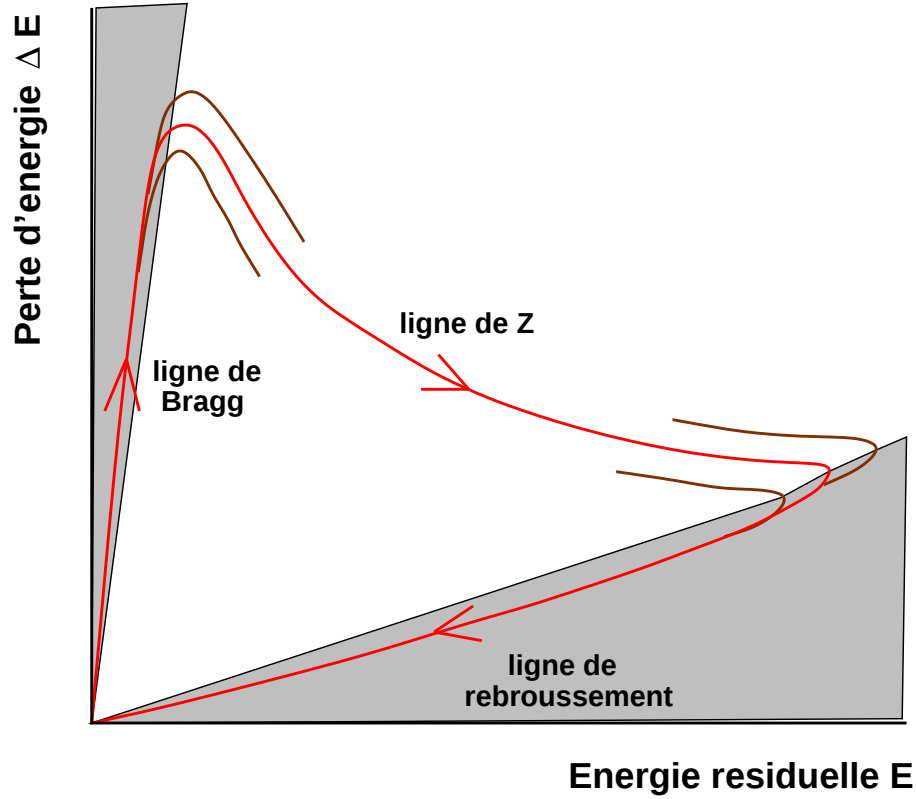


FIG. 4.1 – Ligne tracée par des ions lourds du même numéro atomique Z d'énergie différente dans une carte $\Delta E-E$. Les flèches indiquent le sens de l'augmentation de l'énergie incidente. Les ions se trouvant dans les régions grisées ne peuvent être identifiés qu'incomplètement.

4.2 Fabrication des cartes Chio- Si et des grilles d'identification

On peut donc distinguer trois régions sur les cartes qu'il faut traiter au niveau des programmes d'identification, selon la possibilité ou non de pouvoir y donner une identification correcte des particules détectées. La première étape du dépouillement consiste à définir sur les différentes cartes les régions d'identification, de Bragg, et de rebroussement, ainsi qu'à tracer les lignes de Z visibles sur les cartes — on appelle cet ensemble de lignes une **grille d'identification**.

A cause de la symétrie cylindrique de $INDRA$ qui n'est pas rompue par le déclenchement sur une multiplicité *par couronne* (sec. 2.4), toutes les cartes $\Delta E-E$ des modules d'une même couronne devraient être superposables, et les cartes de toutes les couronnes appartenant à des chambres d'ionisation opérant à la même pression devraient aussi se superposer (couronnes 2–7 50mbar, couronnes 8–9 30 mbar). Les étalonnages en énergie n'ayant pas été faits au moment où nous commençons les identifications, nous avons dû nous contenter de construire des cartes avec l'étalonnage en volts⁽³⁾ réalisé au DAPNIA [BUC98], en espérant néanmoins obtenir une bonne superposition des modules d'une même couronne. En effet, il a été observé lors de la première campagne que les coefficients β de conversion MeV→volts variaient très

³Après soustraction des piédestaux des codeurs.

peu d'un détecteur à l'autre [NAL96].

Des cartes en volts ont été construites pour 6 systèmes (voir tableau 4.1) considérés comme

Système	Energie	Runs		Système	Energie	Runs
$Ni + Ni$	32MeV/u	1300–1309		$Ni + Au$	32MeV/u	1322–1331
$Ni + Ni$	52MeV/u	1416–1425		$Ni + Au$	52MeV/u	1437–1446
$Ni + Ni$	90MeV/u	1477–1485		$Ni + Au$	90MeV/u	1258–1262

TAB. 4.1 – Systèmes pour lesquels des cartes ChIo–Si ont été fabriquées pour la réalisation des matrices d'identification

étant représentatifs de l'ensemble des systèmes «légers». Les grilles d'identification ont été tracées à la main en essayant de regrouper au maximum les modules pour superposer les cartes et ainsi disposer d'une bonne statistique pour tracer les lignes tout en réduisant le travail ardu. Finalement, 65 grilles d'identification ont été nécessaires à cause des variations de collection dans les ChIo (voir tableau 4.2). Ces grilles, tracées sur les cartes ChIo–Si

	Modules
Couronne 2	1–5, 7, 9, 11, 13, 15, 17, 19, 21, 23
Couronne 3	1–2, 3–7, 8–12, 13–18, 19–20, 21–22, 23–24
Couronnes 4–5	1–8, 9–10, 11–14, 15–16, 17–22, 23–24
Couronnes 6–7	1–2, 3–22, 23–24
Couronnes 8–9	1–2, 3–6, 7–9, 10–12, 13–14, 15–16, 17–20, 21–22, 23–24

TAB. 4.2 – Regroupements des modules ChIo–Si effectués pour tracer les grilles d'identification pour le système $Ni + Au$ 52MeV/u

du système $Ni + Au$ 52MeV/u, se sont ensuite avérées être valables pour tous les systèmes considérés. Deux exemples de ces grilles (grand et petit gains) sont présentés sur les figures 4.2 et 4.3.

Cartes grand gain — Des lignes de Z jusqu'à ~ 10 ont été tracées. Il s'agit des lignes de **vallée** entre les lignes de regroupement des points $(\Delta E, E)$. Nous avons donné à chaque ligne de Z un **label** correspondant à la charge des fragments dont le point $(\Delta E, E)$ tombe directement au-dessus de cette ligne. 5 lignes additionnelles ont été tracées pour la reconnaissance des différentes zones sur les cartes. Chacune porte un label (nombre négatif) avec les significations suivantes :

- 1 : valeur maximum CHGG pour l'identification grand gain
- 2 : valeur maximum SIGG pour l'identification grand gain
- 3 : limite supérieure de la ligne de rebroussement
- 4 : limite inférieure de la ligne de rebroussement
- 5 : valeur minimum SIGG pour l'identification (limite du bruit Si)

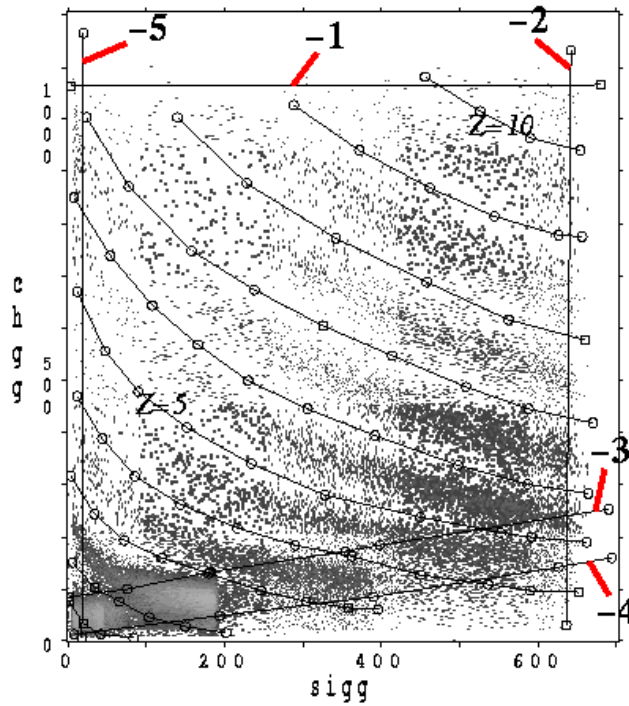


FIG. 4.2 – Carte d'identification en grand gain (GG) (unités arbitraires) avec les grilles tracées pour le système $Ni+Au$ 52MeV/u. Une condition sur le contenu du codeur CsI pour chaque particule permet d'enlever la majeure partie de la ligne de rebroussement. Les labels des lignes de reconnaissance des différentes zones des cartes sont indiqués.

La ligne de rebroussement est tracée en autorisant des particules déposant de l'énergie dans le CsI (pas montrées sur la figure).

Cartes petit gain — En fonction de la couronne, les lignes de Z sont visibles jusqu'à $\sim 15-20$. Elles ont été tracées à partir de $Z = 3$. La ligne de rebroussement est tracée en autorisant des particules déposant de l'énergie dans le CsI (pas montrées sur la figure). Les lignes de démarcation des différentes zones sont libellées ainsi :

- 1 : limite inférieure de la ligne de Bragg
- 2 : limite supérieure de la ligne de Bragg
- 3 : limite supérieure de la ligne de rebroussement
- 4 : limite inférieure de la ligne de rebroussement

Modules en panne — Pour les modules en panne nous avons tracé une seule ligne avec le label “-99”

Compte tenu du grand nombre de lignes d'identification à stocker et à gérer, il a été décidé de paramétrer les lignes de Z en les ajustant avec la fonctionnelle suivante, qui a déjà été utilisée de la même façon avec les lignes $ChI\alpha-CsI$ de la première campagne [SQU96] :

$$f(x, Z) = \frac{y_0 + Ax}{1 + \frac{A+d_0}{y_0}x + Bx^2} + pdy \quad (4.4)$$

où

$$f = \text{CHPG/CHGG} \quad (4.5)$$

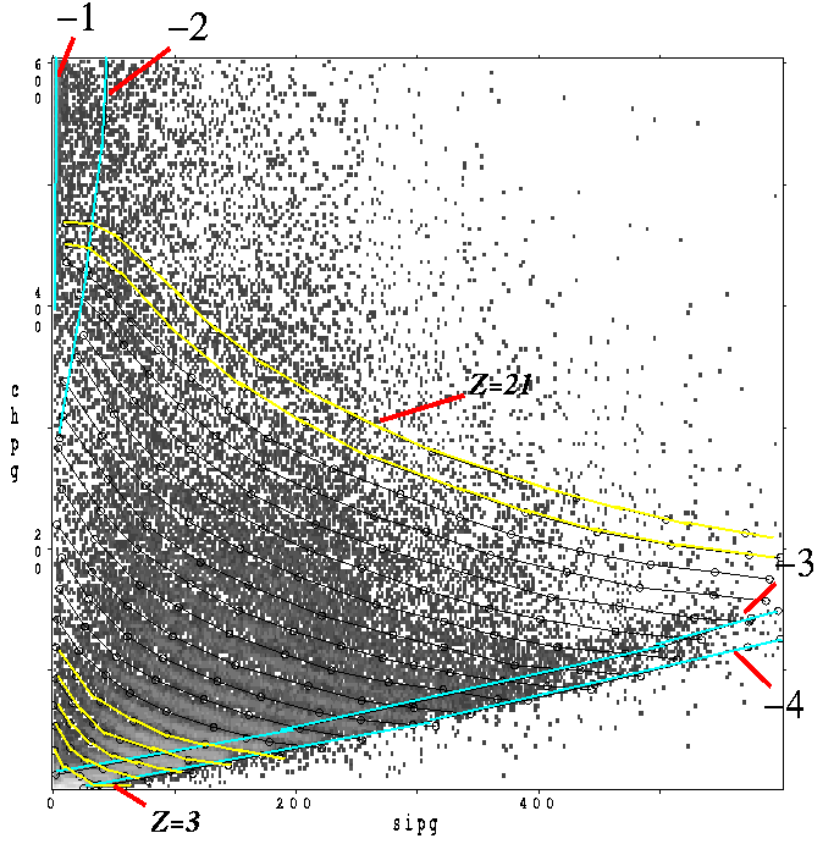


FIG. 4.3 – Carte d'identification en petit gain (PG) (unités arbitraires) avec les grilles tracées pour le système $Ni+Au$ 52MeV/u. Une condition sur le contenu du codeur CsI pour chaque particule permet d'enlever la majeure partie de la ligne de rebroussement. Les labels des lignes de reconnaissance des différentes zones des cartes sont indiqués. Nous avons fait ressortir quelques lignes de Z

$$x = \text{SIPG}/\text{SIGG} \quad (4.6)$$

$$y_0 = \text{ordonnée de la ligne } Z \text{ à l'origine} \quad (4.7)$$

$$d_0 = \text{dérivée de la ligne } Z \text{ à l'origine} \quad (4.8)$$

Les quatre paramètres y_0, d_0, A, B sont eux-mêmes paramétrisés comme suit :

$$y_0 = y_1 Z + y_2 Z^2 \quad (4.9)$$

$$d_0 = d_1 Z^{\frac{1}{2}} + d_2 Z^{\frac{3}{2}} \quad (4.10)$$

$$A = a_1 Z^2 + a_2 Z^3 \quad (4.11)$$

$$B = b_1 + b_2 Z \quad (4.12)$$

4.3 Extrapolations

Si cette paramétrisation marche parfaitement bien aux petits Z , les contraintes apportées aux ajustements se sont avérées insuffisantes pour faire des extrapolations satisfaisantes. En particulier :

1. elles ne permettent pas de reproduire la forme des lignes de Z des fragments lourds c'est-à-dire leur redescente aux petites énergies Si dans la ligne de Bragg
2. le résultat de l'ajustement diverge rapidement pour des Z plus grands que celui de la dernière ligne de la grille tracée manuellement sur les données ($\sim 15-20$)

Nous avons pu nous rendre compte de la gravité de ce dernier point grâce à la pollution des cartes de la couronne 2 pour le système $Ni + Ni$ 32MeV/u par des projectiles ayant subi une diffusion à l'entrée de la chambre de réaction («slit-scattering»). Cette ligne supplémentaire ($Z = 28$) serait déjà mal identifiée si nous nous servions de la paramétrisation obtenue pour les lignes $Z = 3-22$ des cartes $Ni + Au$ 52MeV/u. Comme l'identification ChIo- Si sert surtout pour des fragments lourds et lents provenant de la cible ($Z \leq 79$), l'extrapolation des identifications au-delà de $Z \approx 20$ avec la paramétrisation (4.4) a été abandonnée.

La solution trouvée a consisté à «recâler» les grilles «expérimentales» sur une grille «théorique» construite à partir des sous-programmes INDRALOSS de calcul de pertes d'énergie [NAL96], en se servant des étalonnages en énergie des Si 300 μ m. Les sous-programmes de INDRALOSS ont permis de fabriquer un jeu de lignes de Z en MeV recouvrant tout le domaine souhaité en charge (jusqu'à $Z = 70$) et en énergie. Ces lignes sont fabriquées en supposant le parcours suivant : 2.5 μ m de mylar, 5cm de C_3F_8 à 50mbar, 2.5 μ m de mylar, 300 μ m de silicium. Le fait que la pression des chambres d'ionisation des couronnes 8-9 était de 30mbar n'est pas gênant : à cause du recâlage linéaire (4.13) l'abaissement d'un facteur 3/5 de ΔE pour ces couronnes est automatiquement pris en compte.

Pour chaque ligne de chaque grille expérimentale, l'étalonnage des Si permet d'établir la correspondance entre chaque point (CHPG,SIPG) de la ligne avec un point ($\Delta E, E$) calculé avec les tables de pertes d'énergie (figure 4.4). Ainsi pour chaque grille tracée nous disposons

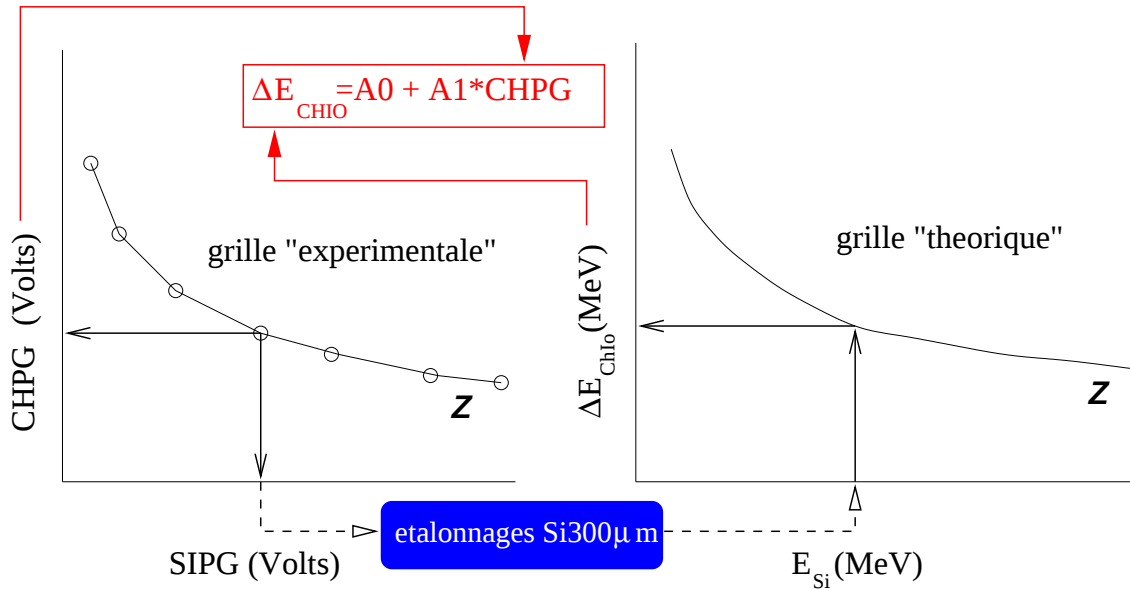


FIG. 4.4 – Méthode de calcul des coefficients de «recalage» des chambres d'ionisation

d'un nombre N ($N \approx 300-600$) de paires (CHPG(volts), ΔE_{ChIo} (MeV)) qui permettent de trouver les coefficients de recâlage

$$\Delta E_{ChIo} = A_0 + A_1 * CHPG \quad (4.13)$$

par une simple régression linéaire. Quelques exemples des coefficients de recâlage trouvés par cette méthode sont présentés sur la figure 4.5, qui montre la validité de la relation (4.13) par le fait que tous les points ($\text{CHPG}(\text{volts}), \Delta E_{\text{ChIo}}(\text{MeV})$) se regroupent sur une droite. Finalement l'identification en petit gain se fait à partir des lignes de Z de la grille *théorique*

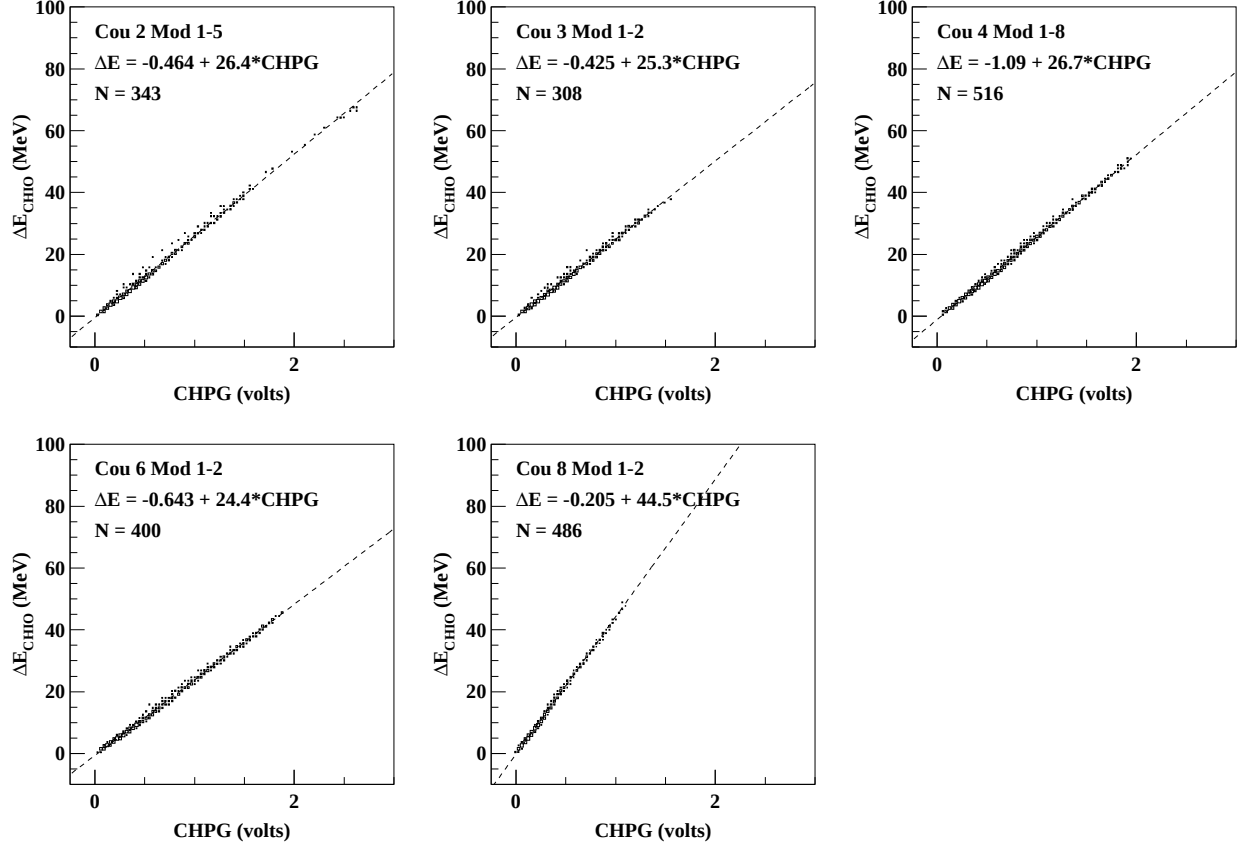


FIG. 4.5 – Exemples des recâpages ChIo trouvés par régression linéaire de la formule (4.13) sur les points des grilles tracées manuellement et les points sortis des tables de pertes d'énergie.

en se servant de l'étalonnage Si et des coefficients A_0, A_1 . Signalons aussi que les lignes des tables de pertes d'énergie permettent de bien définir une fois pour toutes la position de la ligne de Bragg, et donc après avoir vérifié que les lignes théoriques reproduisaient correctement les lignes tracées manuellement, ces dernières ont été supprimées (lignes “-1” et “-2”, fig. 4.3) pour le PG.

4.4 Sous-programmes d'identification

Le sous-programme d'identification de particules dans les télescopes ChIo- Si des couronnes 2-9, `IPNO_IDENT_CHIO_SI`, est appelé par le programme général `VEDA2` (cf. § 5) regroupant tous les sous-programmes d'étalonnage et de traitement des données *INDRA* de la deuxième campagne. Son fonctionnement est décrit schématiquement ci-dessous.

Code de retour	Signification
icod=0	IDENTIFICATION CHIO-SI : OK
icod=20	EXTRAPOLATION AVEC LES TABLES DE PERTES : OK
icod=2	REBROUSSEMENT - ESSAYER IDENTIFICATION SI-CSI
icod=3	LIGNE DE BRAGG - Z EST UNE LIMITE INFERIEURE
icod=8	PARTICULE ARRETEE DANS LA CHIO

TAB. 4.3 – Codes de retour du sous-programme d'identification IPNO_IDENT_CHIO_SI pour les particules pour lesquelles une identification en Z est possible

Une première tentative d'identification de la particule se fait à partir des informations en grand gain. D'abord, les particules qui tombent en-dessous de la ligne $Z = 1$ ou en dehors de la région délimitée par les lignes “-5”, “-1” et “-2” (figure 4.2) sont soit rejetées soit identifiées en petit gain (au-dessus des lignes “-1” et/ou “-2”). Puis le Z des particules restantes est établi à partir des lignes paramétrisées par la fonction (4.4), avec un facteur de précision qui reflète la position exacte du point (CHGG,SIGG) entre les lignes Z (en-dessous) et $Z + 1$ (en-dessus) (figure 4.6). Finalement, si la particule tombe dans la région du rebroussement et qu'elle a

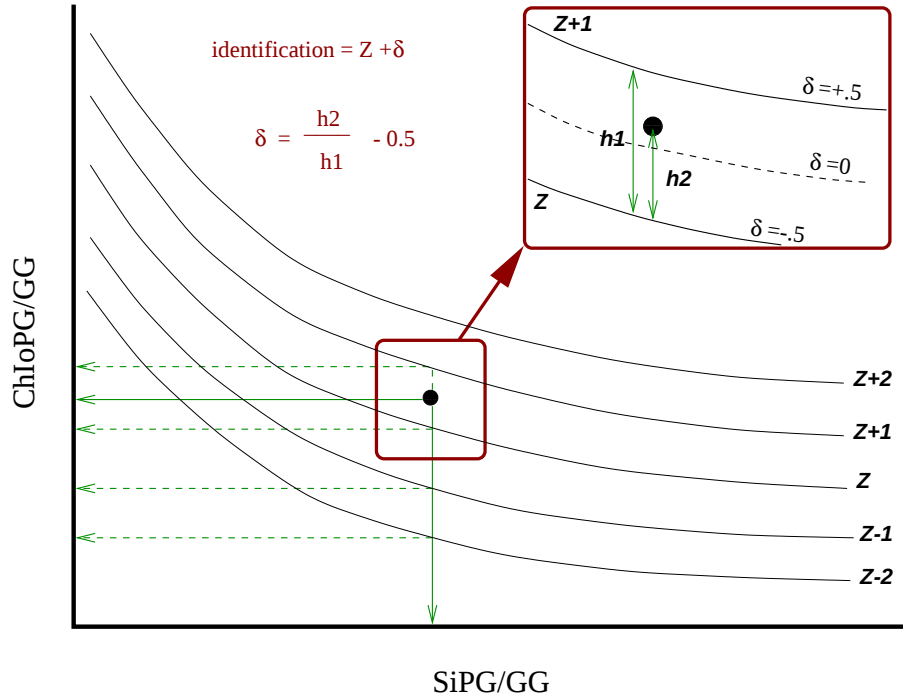


FIG. 4.6 – Illustration de la méthode d'identification en charge des fragments. Connaissant le canal Si du noyau détecté, on compare le canal $ChIo$ correspondant de chaque ligne de Z avec celui du fragment, de $Z = 1, 2, \dots$ jusqu'à ce que l'on trouve entre quelle paire de lignes ($Z, Z + 1$) il se situe. Le facteur de précision, δ , tient compte du fait que nous avons tracé des lignes de vallée (le numéro atomique du fragment est exactement Z s'il tombe à mi-chemin entre les lignes Z et $Z + 1$)

atteint le CsI situé derrière elle aura un **code d'identification** `icod=2` (tableau 4.3); sinon, toutes les particules identifiées en grand gain ont le code `icod=0` pour signifier qu'il n'y a aucune extrapolation.

Les particules de $Z \geq 4$ qui ne sont pas identifiables sur la carte grand gain sont identifiées en petit gain en utilisant les lignes de Z calculées avec **INDRALOSS**, jusqu'à $Z = 70$ (limite du plus grand numéro atomique utilisable avec les tables de perte). La façon de calculer la charge du fragment détecté avec son facteur de précision est la même qu'en grand gain. Les particules se trouvant dans la ligne de Bragg ou dans la ligne de rebroussement sont étiquetées **icod=3** ou **icod=2**, respectivement. Finalement, si le Z identifié dépasse le plus grand Z pour lequel une ligne a pu être tracée sur les cartes $Ni + Au$ 52MeV/u, nous lui attribuons un code d'extrapolation **icod=20** bien que la confiance que nous avons en son identification soit identique à celle obtenue pour **icod=0** grâce à l'utilisation des tables de pertes d'énergie.

Sur la figure 4.7 nous présentons la distribution en Z des particules identifiées dans les

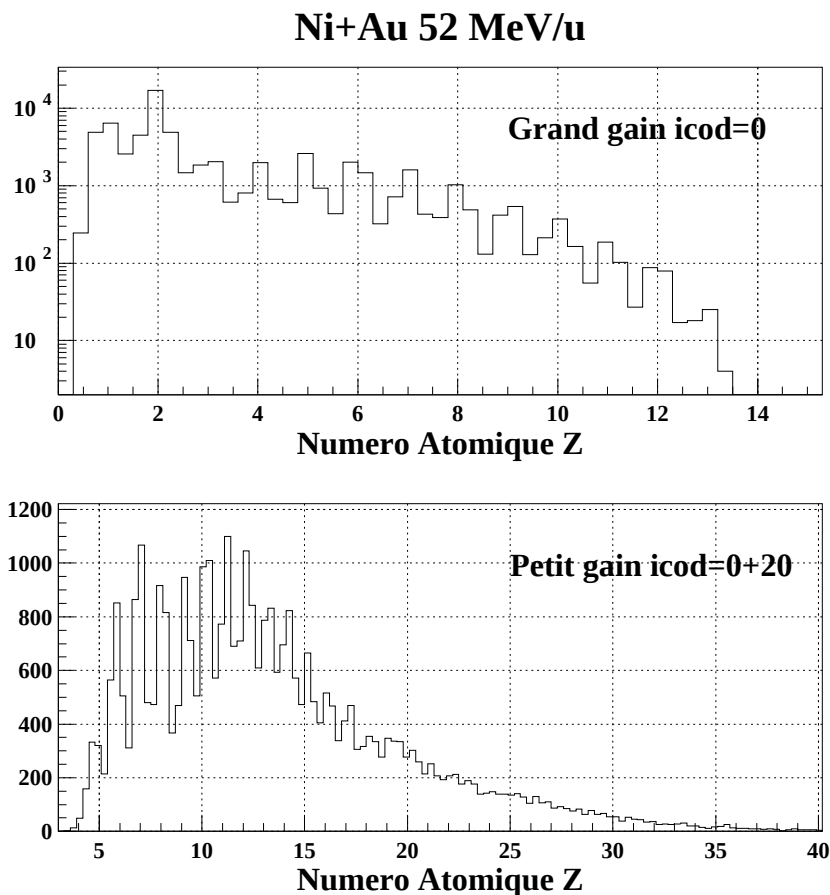


FIG. 4.7 – Distributions en charge Z des particules identifiées en grand (haut) ou petit (bas) gain pour le système $Ni + Au$ 52MeV/u.

couronnes 2–9 pour le système $Ni + Au$ 52MeV/u (1 run). Nous obtenons une résolution de ± 1 unité de charge pour $Z \sim 20$, limitée par la résolution en énergie des chambres d'ionisation. Des fragments jusqu'à $Z \sim 60$ ont pu être identifiés avec un grand degré de confiance en le Z qui leur est attribué grâce à l'utilisation de la grille théorique calculée à partir des tables de pertes d'énergie.

Chapitre 5

L'ensemble des programmes de dépouillement et d'analyse $\mathcal{VEDA}$

Le résultat de la phase de dépouillement est un ensemble de programmes informatiques baptisé $\mathcal{VEDA}$ permettant d'extraire des données les informations suivantes :

- la multiplicité de chaque événement ;
- pour chaque particule détectée de l'événement :
 - les numéros de couronne et de module du télescope concerné ($\rightarrow \theta, \phi$ de la particule) ;
 - son numéro atomique (et pour les noyaux légers jusqu'au ${}^8\text{Be}$ sa masse atomique⁽¹⁾) ;
 - son énergie, corrigée pour les pertes dans les feuilles de mylar des chambres d'ionisation ;
 - des codes reflétant la confiance que l'on peut avoir en son identification en Z et en énergie ;
 - le marqueur de temps du DFC appartenant au détecteur dans lequel s'arrête la particule.

En sus des programmes d'identification et d'étalonnage en énergie, $\mathcal{VEDA}$ comprend aussi un traitement de la **cohérence** des différentes informations concernant chaque particule fournie par les sous-programmes individuels traitant chaque module du télescope concerné. Ce traitement permet par exemple de déceler la détection de deux particules dans des télescopes partageant la même chambre d'ionisation, et d'estimer la charge et l'énergie de chacune des deux. Ceci est d'une grande importance surtout pour des systèmes lourds tels que ${}^{155}\text{Gd} + {}^{238}\text{U}$ pour lesquels les multiplicités mises en jeu peuvent être à la limite du fonctionnement optimal du multidétecteur $\mathcal{INDRA}$.

Chacun est ensuite libre pour choisir quelles particules utiliser dans ses analyses. Les codes d'identification principaux de $\mathcal{VEDA}$ sont présentés dans le tableau 5.1. Les particules pour lesquelles nous avons la plus grande confiance en l'identification correspondent aux codes d'identification 2–4 et 6.

Pour le système ${}^{155}\text{Gd} + {}^{238}\text{U}$ nous observons que dans les collisions moins centrales le noyau cible fissionne donnant deux fragments lents et lourds. Ces fragments ne sont identifiés que de façon incomplète en leur assignant une charge Z **minimum** (cf. § 4.1), leur code d'identification est alors 5. La prise en compte des événements avec des particules de ce

¹Pour les noyaux plus lourds une paramétrisation $A(Z)$ est utilisée qui correspond aux noyaux de la vallée de stabilité.

Code	Détecteurs concernés	Signification
0	CsI	γ
1	CsI	n
2	CsI , phoswichs	identification normale
3	$Si-CsI$, $Si75-SiLi$, $SiLi-CsI$	identification normale
4	ChIo- Si , ChIo- CsI , Chio- $Si75$	identification normale
5	Chio- Si , ChIo- CsI , Chio- $Si75$	id. incomplète (Z_{min})
6	$Si-CsI$	id. normale (cohérence)
7	ChIo- Si , ChIo- CsI	id. incompl. (cohérence)
8	ChIo- Si , ChIo- CsI	multiple comptage ChIo

TAB. 5.1 – Principaux codes d'identification affectés par les programmes de $\mathcal{VEDA}$.

type permettent d'étudier l'évolution des réactions à partir des collisions «périphériques»⁽²⁾ : toutefois à cause de la sous-estimation de leur numéro atomique⁽³⁾ cette étude ne peut que rester qualitative.

Dans la partie III, nous utiliserons tous les codes d'identification de 2 à 6 quand nous voudrons regarder l'évolution globale de l'ensemble des réactions. Pour étudier en détails des réactions bien définies, surtout lors de la confrontation de ces données avec des modèles théoriques (partie IV), nous nous limiterons aux seules particules bien identifiées.

²La restriction aux seuls codes 2–4 et 6 permet une détection très complète pour les collisions les plus dissipatives seulement.

³Et donc de leur masse, ce qui induit des erreurs dans le calcul de leur énergie cinétique et de leur direction de mouvement dans le centre de masse des réactions.

Troisième partie

Classification et sélection des événements

Chapitre 6

Introduction

Dans cette partie nous allons montrer comment, à partir des données obtenues après étalonnage du détecteur, nous reconstruisons les différentes réactions subies par projectile et cible au cours de l'expérience. Plus particulièrement nous montrerons comment nous pouvons isoler des **événements de source unique** où tous les fragments proviennent de la multifragmentation d'un seul système constitué de la majorité des nucléons des deux noyaux de la voie d'entrée.

Ces événements rares ($\ll 1\%$ de la section efficace de réaction), qui nécessite une méthode de sélection appropriée, ont pu être mis en évidence grâce à une détection très complète de l'ensemble des produits de réaction par *INDRA*. Le système qui subit une multifragmentation est alors bien défini, facilitant la confrontation avec des modèles théoriques, comme nous le verrons dans la partie IV.

6.1 Rôle du trigger expérimental

Nous avons vu que lors des expériences menées avec *INDRA* un trigger en multiplicité (M_{TRIG} , cf. § 2.4 p. 34) a servi principalement à rejeter des événements de diffusion élastique ou inélastique⁽¹⁾. Il s'agit là de collisions très périphériques pour lesquelles soit le projectile et la cible interagissent de façon électromagnétique, soit ne subissent que peu d'excitation au cours de la réaction. Aux énergies incidentes considérées les projectiles diffusés ont une distribution angulaire très fortement focalisée autour de la direction du faisceau (**diffusion de Rutherford**), et peuvent donc parfois être détectés dans les couronnes les plus à l'avant de *INDRA* (runs $M_{\text{TRIG}} = 1$), tandis que les noyaux cibles ne reçoivent pas une impulsion suffisamment importante pour être détectés étant donné les seuils en énergie ($\simeq 1.7\text{MeV/u}$ pour les noyaux lourds).

Bien que ces événements soient utiles pour l'étalonnage en énergie du détecteur et pour la normalisation des sections efficaces mesurées (cf. § 3.1 p.37), le but des expériences menées avec *INDRA* est l'étude des réactions pour lesquelles projectile et cible ont fortement interagi donnant lieu à des excitations importantes et par conséquent à la production de plusieurs noyaux (des particules légères jusqu'aux fragments lourds) dans la voie de sortie.

¹Et aussi, pour $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$, à rejeter le plus possible des réactions du projectile avec le support en carbone de la cible

L'utilisation d'un trigger en multiplicité $M_{\text{TRIG}} \geq 2$ ($M_{\text{TRIG}} = 3, 4, \dots, 8$, suivant la taille du système étudié) constitue donc **une première sélection des réactions** mises en jeu lors des expériences.

6.2 Sections efficaces

Aux énergies GANIL on utilise souvent le concept de trajectoires classiques pour décrire les collisions entre ions lourds, puisque **les longueurs d'onde de de Broglie** (λ_B) des projectiles sont beaucoup plus petites que la taille caractéristique des noyaux cibles. Chaque trajectoire est associée à un **paramètre d'impact** unique, b . On peut écrire

$$\lambda_B = \frac{h}{p_P} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_P E_P}} \approx \frac{28.7}{A_P \sqrt{E_P/A_P}} \text{ fm} \quad (6.1)$$

Pour $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$, nous trouvons $\lambda_B \approx 0.03 \text{ fm}$, à comparer avec le rayon nucléaire de la cible ($R \approx 1.22A^{1/3}$), 7.6 fm .

Du point de vue de l'interaction nucléaire qui est de courte portée ($\simeq 1 \text{ fm}$) nous pouvons considérer de façon approximative que les collisions pour lesquelles il y a une interaction forte projectile-cible sont celles conduisant à un recouvrement non nul entre projectile et cible :

$$0 < b \lesssim R_P + R_C$$

où P et C représentent projectile et cible, respectivement. Nous estimons de cette façon que les paramètres d'impact les plus grands pour les réactions sont

$$b_{\text{max}} \approx 14 \text{ fm} \quad ^{155}\text{Gd}(36\text{MeV/u}) + ^{238}\text{U}$$

et que, dans l'approximation géométrique ($\sigma = \pi b_{\text{max}}^2$), la **section efficace de réaction**

exprimée en barn correspondante est⁽²⁾

$$\sigma_R \sim 6,3 \text{ barn} \quad {}^{155}\text{Gd}(36\text{MeV/u}) + {}^{238}\text{U}$$

6.3 Pourquoi trier les événements ?

Comme nous l'avons évoqué dans l'introduction de cette thèse, notre connaissance des mécanismes de réaction mis en jeu dans des collisions entre 20 et 100 MeV/u, qui constitue un domaine de forte compétition entre le champ moyen nucléaire et les collisions nucléon-nucléon, est actuellement incomplète. De même, une compréhension complète de tous les modes de désexcitation des systèmes nucléaires produits dans ces collisions, dont les énergies d'excitation peuvent dépasser leurs énergies de liaison, manque encore.

Pour un projectile et une cible donnés, les mécanismes de réaction intervenant dans les collisions entre ions lourds dépendent de l'énergie de bombardement et du paramètre d'impact. Le lot d'événements enregistrés lors de l'expérience est donc un mélange inhomogène de différents types de réactions entre le projectile et la cible, et pour pouvoir apporter des réponses aux questions sur l'évolution des mécanismes de réaction ou sur les modes de désexcitation des noyaux chauds etc., il faut trier les données pour séparer des réactions différentes et pour isoler des systèmes bien définis dont on étudiera ensuite la désexcitation.

Signalons toutefois que si l'on sait reconstruire, à partir de la connaissance des produits de réaction et de leurs propriétés cinématiques, les énergies d'excitation E^* des systèmes nucléaires résultant des collisions, nous n'avons au contraire **aucun** accès **direct** au paramètre d'impact : on ne peut que l'estimer en employant quelques hypothèses plus ou moins bien fondées (voir § 7.2). Cependant nous verrons que l'estimation du paramètre d'impact n'a

²Nous pouvons estimer le taux relatif de réactions avec le ${}^{12}\text{C}$ de la cible, à partir des runs en multiplicité $M_{\text{TRIG}} = 1$ (on suppose que dans ce cas le déclenchement du détecteur a eu lieu à chaque réaction entre un noyau du faisceau et un noyau de la cible (U ou C), i.e. que la section efficace mesurée correspond à la section efficace de réaction totale (efficacité = 1)). La section efficace de réaction ${}^{155}\text{Gd} + {}^{12}\text{C}$ est donnée de façon approximative par

$$\sigma_{Gd+C} \sim \pi. \left(1.22 \left(155^{1/3} + 12^{1/3} \right) \right)^2 = 2.74 \text{ barn}$$

Pour un nombre de noyaux incidents par unité de surface ϕ , le nombre de réactions avec chaque espèce d'atome dans la cible est donné par

$$N_x = \left(\frac{\mathcal{N}_A \times 10^{-30}}{A_x} \right) \rho_x \sigma_{Gd+x} \phi \quad (6.2)$$

où : x est le type (U ou C) d'atome cible ; $\mathcal{N}_A$ est le nombre d'Avogadro = 6.02×10^{23} ; A_x est le numéro de masse de l'espèce x ; ρ_x est la densité des noyaux cibles exprimée en $\mu\text{g.cm}^{-2}$; et σ_{Gd+x} est la section efficace de réaction pour ${}^{155}\text{Gd} + x$. On peut alors montrer que

$$\frac{N_{Gd+C}}{N_{M \geq 1}} = \frac{N_{Gd+C}}{N_{Gd+U} + N_{Gd+C}} = \frac{\rho_C \sigma_{Gd+C}}{\rho_U \sigma_{Gd+U} + \rho_C \sigma_{Gd+C}} \quad (6.3)$$

En utilisant les sections efficaces estimées ci-dessus et les densités nominales de $100 \mu\text{g.cm}^{-2}$ pour l'uranium et $43 \mu\text{g.cm}^{-2}$ pour le carbone (cf. II § 1), on trouve

$$\text{Pourcentage de réactions } {}^{155}\text{Gd} + {}^{12}\text{C} \quad \frac{N_{Gd+C}}{N_{M \geq 1}} \approx 80\% \quad (6.4)$$

pas forcément un rôle très important⁽³⁾, et que nous pouvons nous en passer si nous nous intéressons plutôt à des classes de réactions définies autrement qu'à travers b .

6.4 Comment trier les événements ?

En général on peut dire que les méthodes utilisées pour trier les collisions d'ions lourds reflètent à la fois

- (i) la physique que l'on souhaite étudier, et
- (ii) les limitations (ou les atouts) du dispositif expérimental utilisé.

Plus spécifiquement, le but de cette thèse est de mettre en évidence et d'étudier un seul phénomène bien particulier, à savoir des systèmes nucléaires très lourds formés lors des collisions, par «fusion»⁽⁴⁾ presque complète du projectile avec la cible, et leur désexcitation par multifragmentation (événements de source unique). Dans des collisions autour de **l'énergie de Fermi** ($E_P=30-40$ MeV/u), de telles réactions sont prédites (par extrapolation des sections efficaces de fusion complète et incomplète mesurées entre ~ 8 et 30 MeV/u) pour une partie très petite de la section efficace de réaction, $<< 1\% \sigma_R$.

Une telle section efficace suggère tout de suite un moyen possible d'isoler ces réactions — *les paramètres d'impact associés aux événements de «fusion» doivent être très petits.*

Il suffirait donc *a priori* de trier les événements selon leur paramètre d'impact **estimé**, et ensuite de ne garder que **les collisions les plus centrales**⁽⁵⁾. D'une autre façon, l'on conçoit intuitivement que

pour les événements de «fusion» l'énergie déposée dans le système (ou, de façon presque équivalente, l'énergie dissipée lors de la collision) devrait être très proche du maximum possible.

Il serait donc approprié d'utiliser une sélection basée sur cette quantité.

Nous verrons dans la suite de ce chapitre qu'en fait la situation est plus compliquée : **nos deux affirmations sont bien correctes, mais les hypothèses pour réaliser la sélection ne sont pas suffisamment pertinentes**. La mise en évidence des événements de source unique requiert une approche tout à fait particulière.

Tout d'abord, nous allons présenter un grand nombre de variables et de méthodes d'analyses dont nous allons beaucoup parler par la suite — **les variables globales**.

³Sauf pour confronter les données à des modèles dynamiques des collisions qui ne reproduisent pas toute la voie de sortie de la réaction (formation de fragments, désexcitation statistique, etc.).

⁴A ces énergies de bombardement nous ne voulons pas employer ce mot dans le sens de la formation d'un **noyau composé**, connue dans les collisions à énergie incidente < 10 MeV/u, mais plutôt pour signifier que les fragments lourds observés ne semblent provenir que d'une «source unique» constituée de la quasi-totalité des nucléons incidents ayant perdus toute mémoire de leur appartenance au projectile ou à la cible.

⁵c'est-à-dire les paramètres d'impact les plus petits.

Chapitre 7

Les outils dont on dispose : les variables globales

7.1 Événements complets

Les variables globales permettent d'exploiter au mieux les atouts d'un détecteur 4π comme *INDRA* en réduisant la quantité impressionnante d'informations (numéros atomiques, masses atomiques, énergies, angles) recueillies à chaque collision à une ou quelques grandeurs beaucoup plus «gérables». Ces grandeurs (qui sont les valeurs des variables globales) caractérisent l'événement **dans sa globalité**.

Toutefois, pour que cette caractérisation soit correcte, il faut s'assurer que la quantité d'informations que nous possédons sur l'événement en question soit maximale. Par exemple, si nous classons les collisions selon le nombre de produits chargés de la réaction, N_C , il faut qu'une majorité des événements détectés de multiplicité N_C ne soient pas le résultat d'une détection incomplète de collisions de multiplicité N_C+1 , N_C+2 , ...

Pour cette raison, une vraie analyse globale ne peut se faire qu'avec ce que nous appelons des **événements complets**, c'est-à-dire des événements pour lesquels nous sommes sûrs d'avoir une détection presque complète de tous les produits de réaction. Les événements complets sont définis en se servant des lois de conservation — de la charge, de l'impulsion, de l'énergie, etc. La figure 7.1 montre la charge totale détectée dans chaque événement

$$Z_{\text{tot}} = \sum_i Z_i \quad (7.1)$$

en fonction de l'impulsion totale et de la multiplicité totale des produits chargés détectés pour les collisions de $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}^{(1)}$. Comme *INDRA* ne mesure ni les neutrons ni les masses des fragments l'impulsion totale a été calculée comme

$$P_{\text{tot}} = \sum_i Z_i v_i \quad (7.2)$$

où Z_i et v_i sont la charge et la vitesse dans la direction du faisceau, respectivement, de chaque produit détecté [MET95].

¹Trigger expérimental $M_{\text{TRIG}} = 8$

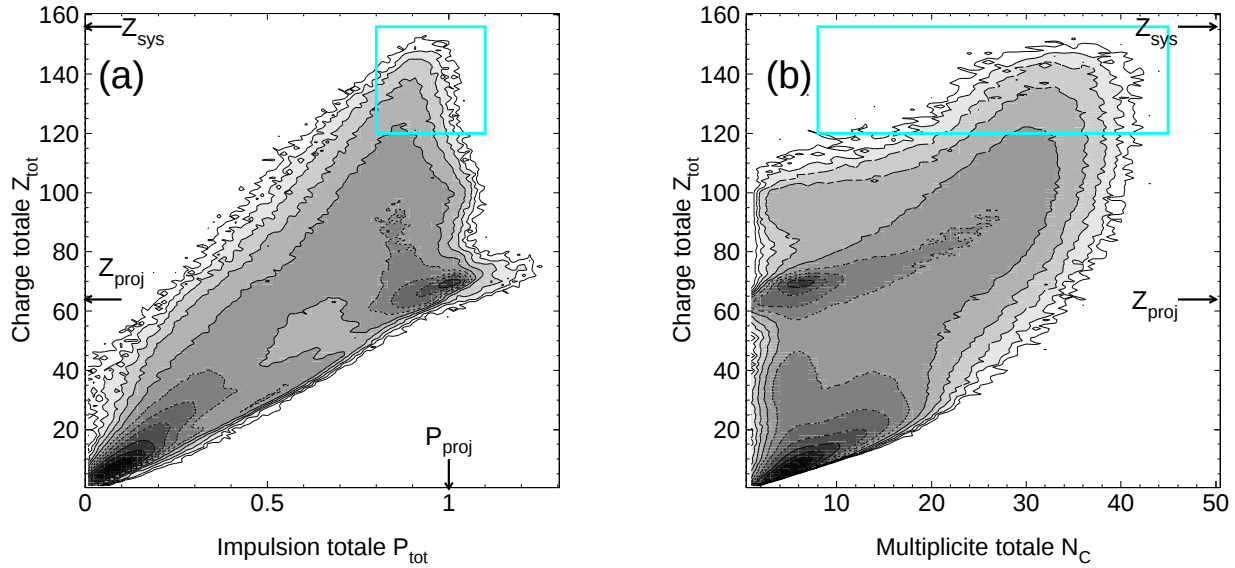


FIG. 7.1 – Corrélations événement par événement entre la charge totale, l'impulsion totale (voir texte), et la multiplicité de produits chargés, détectées pour les collisions de $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$ (contours logarithmiques). Les boîtes entourent les événements considérés comme complets

Ces corrélations montrent clairement que pour bon nombre des collisions *INDRA* n'a détecté ni résidu du projectile ni résidu de la cible (petites charge, impulsion, et multiplicités totales), pour le premier parce qu'il est passé dans le trou du faisceau entre 0° et 2° , pour le deuxième parce qu'il n'avait pas suffisamment d'énergie pour franchir les seuils de détection et d'identification ; seules les particules légères émises lors de ces collisions très périphériques sont détectées.

Pour d'autres réactions encore, les quasi-projectiles (QP) peuvent être détectés dans les couronnes les plus à l'avant ($Z_{\text{tot}} \approx Z_{\text{proj}}$, $P_{\text{tot}} \approx P_{\text{proj}}$). Comme la somme des charges du projectile et du support de la cible est de $70 \approx Z_{\text{proj}}$, les réactions de $^{155}\text{Gd} + ^{12}\text{C}$ sont mélangées avec ces événements en Z_{tot} et en P_{tot} (la vitesse du centre de masse du système $^{155}\text{Gd} + ^{12}\text{C}$ est très proche de celle du projectile).

Au-delà de $Z_{\text{tot}} \sim 60-70$, la charge totale détectée augmente avec le nombre de produits chargés détectés N_C , tandis que la largeur de la distribution en impulsion totale des événements diminue et sa valeur moyenne s'approche de 90%. Dans ce domaine en charge totale, **la complétude des événements augmente de façon régulière avec Z_{tot}** . De plus, demander que $Z_{\text{tot}} \geq 75$ implique que les réactions $^{155}\text{Gd} + ^{12}\text{C}$ sont exclues.

Pour toute sélection que nous pratiquons sur nos données, il faut être conscient des biais que cela peut introduire au niveau des événements retenus. La multiplicité moyenne des LCP augmente moins vite avec Z_{tot} que celle des fragments ($Z \geq 5$) (Fig. 7.2(a)), à cause de la moins bonne efficacité de détection des fragments. **L'exigence d'avoir des événements complets en charge favorise donc les fragments au dépens des particules légères.** Le minimum prononcé à $Z_{\text{tot}} \sim Z_{\text{proj}}$ peut être compris à l'aide d'une représentation bidimensionnelle comme celle de la figure 7.1 pour la multiplicité totale. Ainsi nous voyons que les événements de charge totale un peu plus petite ou un peu plus grande que 60–70 ont

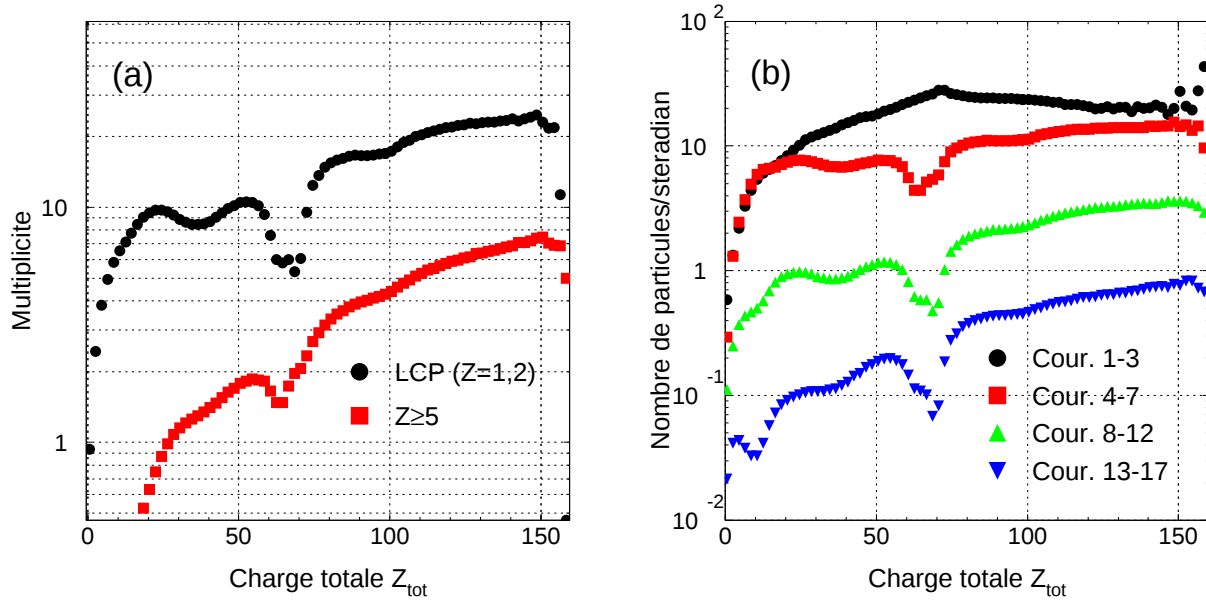


FIG. 7.2 – Effets du degré de complétude en charge Z_{tot} des événements sur : (a) les multiplicités moyennes de fragments et de LCP détectés; (b) le nombre moyen de produits détectés par groupe de couronnes (corrigé par l'angle solide des détecteurs).

des multiplicités N_C jusqu'à 30–40, mais que pour $60 < Z_{\text{tot}} < 70$ l'importance relative des basses multiplicités est telle qu'elles dominent complètement la valeur moyenne, qui est donc abaissée par rapport aux événements de Z_{tot} voisins. Par ailleurs, l'effet de la complétude sur la distribution angulaire des produits détectés (fig. 7.2.b) montre que ce minimum est associé aux «grands angles» (couronnes 4 à 17, $\theta_{\text{lab}} > 7^\circ$ cf. II § 2.1). Les événements de basse multiplicité ayant $60 < Z_{\text{tot}} < 70$ peuvent donc probablement être associés soit à des collisions quasi-élastiques sur le ^{12}C , soit à des collisions très périphériques dans lesquelles seul le quasi-projectile a été détecté.

Finalement nous définissons comme «complets» les événements suivants, encadrés par des boîtes sur la figure 7.1 :

Événements	$(Z_{\text{proj}} + Z_{\text{cib}}) = Z_{\text{sys}} = 156 \geq$	$Z_{\text{tot}} \geq 0.77(Z_{\text{proj}} + Z_{\text{cib}}) = 120$
Complets	$1.1P_{\text{proj}} \geq$	$P_{\text{tot}} \geq 0.8P_{\text{proj}}$
		$N_C \geq M_{\text{TRIG}} = 8$

La section efficace mesurée des événements complets, pour un trigger en multiplicité $M_{\text{TRIG}} = 8$, est de 93 mb.

Elle correspond à $\approx 2\%$ de la section efficace totale estimée pour $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ (cf. § 6.2)⁽²⁾

Si la **sélection des événements complets** peut apparaître comme quelque peu «draconienne», rappelons qu'il est **essentiel** que nous soyons sûrs de n'avoir laissé quasiment rien échapper à la détection, si nous voulons **reconstruire correctement la cinématique**

²Ces chiffres correspondent aux événements pour lesquels quelques fragments ont été incomplètement identifiés (cf. II § 5). Si nous ne tenons compte que des fragments bien identifiés la section efficace des événements complets est de 52 mb ou $\approx 1\%$ de σ_R .

des événements et caractériser des réactions où presque la totalité du système projectile + cible subit une multifragmentation.

Maintenant que nous nous sommes assurés de la bonne qualité des données que nous allons utiliser, faisons connaissance avec la panoplie de variables qui sont à notre disposition pour tenter de trier les événements. Dans les paragraphes suivants, nous verrons aussi parfois les effets qu'a la sélection des événements complets sur les caractéristiques des collisions que nous étudions.

7.2 Variables pour tris selon le paramètre d'impact (IPS)

Ici nous rassemblons et définissons sous l'appellation «IPS» (en anglais, **Impact Parameter Selectors**) une liste non-exhaustive de variables globales que l'on rencontre souvent dans la littérature en raison de leur forte corrélation supposée avec le paramètre d'impact b . En fait, assez souvent une corrélation très forte est d'abord supposée entre b et l'énergie déposée ou l'énergie d'excitation E^* mise en jeu dans le(s) système(s). La corrélation (indirecte) avec b de l'IPS en question provient ensuite d'une hypothèse supplémentaire sur sa corrélation avec E^* .

7.2.1 Multiplicités

Les variables globales les plus simples sont les nombres de produits de réaction d'un certain type détectés dans un événement, ou **multiplicités**. Nous allons utiliser **la multiplicité totale de produits chargés**,

$$N_C = \sum_{Z \geq 1} \frac{dM}{dZ} \quad (7.3)$$

la multiplicité de particules légères chargées ou LCP (Light Charged Particles, $Z = 1, 2$),

$$N_{LCP} = \sum_{Z=1,2} \frac{dM}{dZ} \quad (7.4)$$

et **la multiplicité de fragments**,

$$N_f = \sum_{Z \geq 5} \frac{dM}{dZ}. \quad (7.5)$$

Notre définition des fragments ($Z \geq 5$) est assez large, et correspond simplement à notre désir de définir une classe de produits des réactions bien différente de celle des particules légères chargées ($Z = 1, 2$). Nous distinguerons aussi parfois les **fragments de masse intermédiaire** (IMF, en anglais Intermediate Mass Fragments) que nous définissons comme $3 \leq Z_{\text{IMF}} \leq 30$.

Expérimentalement, il a déjà été observé que toutes les multiplicités augmentent de façon monotone avec l'énergie d'excitation des systèmes nucléaires produits dans les collisions, sauf le nombre de fragments de masse intermédiaire pour lesquels un maximum de production a été observé autour de $\varepsilon^* \approx 9 \text{ MeV/u}$ [OGI91, SCH96, BEA96] Ceci correspondrait à l'apparition de la **vaporisation** des noyaux chauds, en isotopes de $Z = 1, 2$ [TSA93, BAC95, RIV96, BOR96]. Le choix de la variable la mieux adaptée à décrire l'évolution de E^*/b se fait donc en fonction

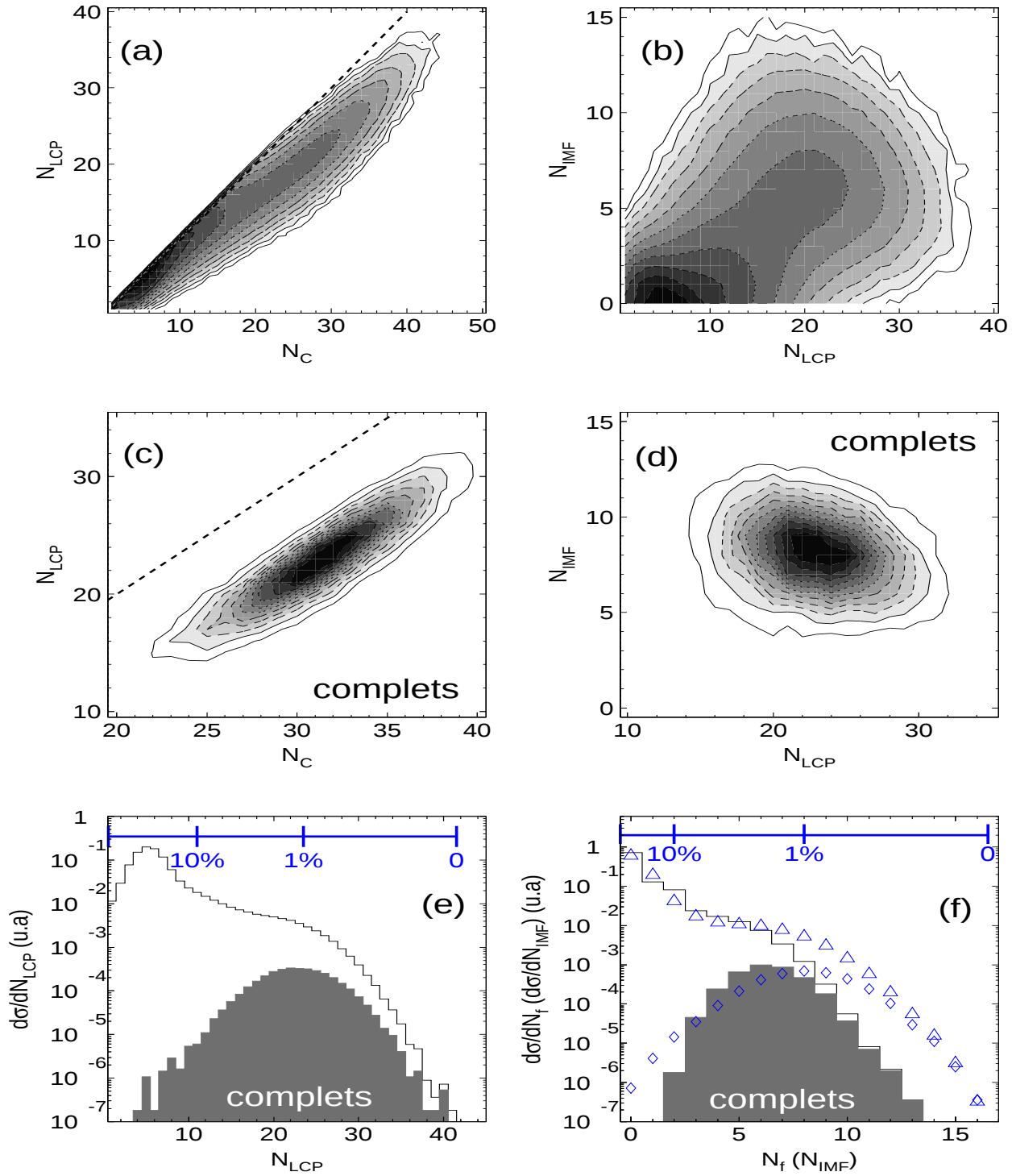


FIG. 7.3 – (a)–(b) Corrélations entre le nombre de LCP, le nombre de IMF ($3 \leq Z \leq 30$), et la multiplicité totale pour $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$ ($M_{TRIG} = 8$). (c)–(d) Mêmes corrélations, pour les événements complets seulement. (e) Effet de la complétude sur la distribution de N_{LCP} . Une idée de l'échelle en section efficace cumulée (= intégrale du spectre en partant de la multiplicité la plus grande, supposée correspondre à $b = 0$) est donnée (chiffres en %) pour l'ensemble des événements. (f) Effet de la complétude sur le nombre de fragments (histogrammes) et sur le nombre de IMF (symboles). L'échelle en section efficace cumulée (chiffres en %) correspond à N_{IMF} .

du domaine en ε^* couvert et des performances du dispositif expérimental utilisé. *INDRA*, par exemple, se vante d'une grande efficacité géométrique ($\approx 90\%$) pour les LCP, ce qui fait des variables N_{LCP} et E_{t12} (énergie transverse totale des LCP, voir § 7.2.2) de bonnes candidates pour trier un lot d'événements sur une très large gamme en b (cf. par exemple [LUK97]).

La figure 7.3 montre les corrélations qui existent entre ces variables pour les collisions de $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$. La multiplicité de LCP augmente avec la multiplicité totale (fig. 7.3.a) et $N_{LCP} < N_C$ car le système ne se vaporisent pas : aux multiplicités les plus basses montrées sur la figure 7.3.a $N_{LCP} \rightarrow N_C$ à cause de la détection incomplète des résidus de projectile et de cible (cf. fig 7.3.c).

Le nombre de IMF produits augmente avec N_{LCP} mais cette corrélation est très large (fig. 7.3.b), ce qui nous incite à considérer que **le nombre de fragments émis est un très mauvais critère pour classer différentes réactions**⁽³⁾. Remarquons que si nous nous limitons aux seuls événements complets, (fig. 7.3.d) la multiplicité de fragments *diminue* quand N_{LCP} augmente tout simplement pour conserver la charge totale du système.

Les figures 7.3.e et 7.3.f montrent que si la complétude des événements n'a aucun effet sur les plus grandes multiplicités de fragments, néanmoins elle défavoriserait les collisions qui produisent beaucoup de LCP, car la sélection des événements complets favorise les fragments au dépens des particules légères (cf. § 7.1). Signalons aussi que la diminution de la section efficace observée aux multiplicités de LCP les plus faibles (fig. 7.3.e) est due au seuil de déclenchement du détecteur, $M_{TRIG} = 8$.

Nous pouvons dire que

la sélection des événements complets favorise les collisions centrales ($N_{LCP} \gtrsim 23, N_{IMF} \gtrsim 8$).

Cependant les observations du paragraphe précédent peuvent être interprétées de façon contradictoire, selon que l'on choisisse N_{LCP} ou N_{IMF} (N_f) pour l'IPS : d'aucuns diront que la sélection des événements complets supprime les collisions **les plus centrales**, d'autres qu'elle les inclut toutes. Cette énigme ne peut être résolue si à chaque paramètre d'impact correspond **une** valeur bien déterminée de chaque observable susceptible de caractériser le système (ou encore, **un seul et unique mécanisme de réaction**). Par contre, si l'on tient compte des **fluctuations** dans la voie d'entrée tel que pour chaque paramètre d'impact on doit considérer une distribution de valeurs de la variable en question, alors on pourra concevoir qu'il est possible d'effectuer des coupures suivant la distribution de N_{LCP} sans modifier pour autant les paramètres d'impact des événements qui restent⁽⁴⁾.

³De façon générale, si l'on suppose une corrélation entre E^* et une variable X l'incertitude relative sur l'estimation de E^* à partir de X est d'autant plus petite que X est grande :

$$\frac{\Delta E^*}{E^*} \sim \frac{\Delta X}{X}$$

Ceci revient à dire que, s'il existe une correspondance entre un domaine en E^* $[0, E_{\max}^*]$ et un domaine en X $[0, (N-1)\Delta X]$, X ne pouvant prendre que N valeurs discrètes, alors chaque classe d'événements définie par leur valeur de X correspondra à **au moins** un intervalle en E^* de largeur $\Delta E^* \approx E^*/N$.

Pour toutes les multiplicités de produits de réaction $\Delta X = 1$, donc les plus grandes multiplicités souffrent le moins de ce problème ($N_C \geq N_{LCP} \geq N_{IMF} \geq N_f$). Par contre $\Delta X = 0$ pour les **variables continues**, ce qui en fait des grandeurs plus adaptées à distinguer les différentes réactions.

⁴Voir § 8.2.3, p. 89.

7.2.2 Energies transverses

La redistribution de l'énergie cinétique incidente des noyaux projectiles dans des directions perpendiculaires au faisceau est souvent interprétée comme un reflet de la violence (centralité) des collisions. Elle peut aussi être prise pour un signal de la conversion de cette énergie collective initiale en excitation des degrés de liberté internes (thermiques) des noyaux, car elle représente en quelque sorte une **perte de mémoire de la voie d'entrée**. Signalons que Moretto et al. (voir par exemple [MOR97]) vont jusqu'à supposer l'énergie transverse *totale* directement proportionnelle à l'énergie d'excitation et donc reliée aux températures des systèmes en multifragmentation.

Les variables les plus communément citées sont **l'énergie transverse totale** des produits chargés,

$$E_t = \sum_{i=1}^{N_C} \frac{(\mathbf{p}_i \wedge \hat{k})^2}{2m_i} = \sum_{i=1}^{N_C} E_i \sin^2 \theta_i \quad (7.6)$$

et **l'énergie transverse des LCP**,

$$E_{t12} = \sum_{Z=1,2} E_i \sin^2 \theta_i \quad (7.7)$$

Ici, $\mathbf{p}_i$, m_i , E_i et θ_i représentent le vecteur impulsion, la masse, l'énergie cinétique et l'angle polaire par rapport au faisceau (direction $\hat{k}$) du i ème produit détecté dans un événement⁽⁵⁾.

Sur la figure 7.4.a nous voyons que l'énergie transverse des LCP augmente avec E_t (nous voyons aussi que les collisions les moins centrales – petites énergie transverses – sont moins bien détectées) mais, au contraire de ce que nous observons pour les multiplicités (fig. 7.3.a), plus les collisions sont centrales plus l'écart entre les deux (correspondant à l'énergie transverse des fragments) se creuse.

La fig. 7.4.b présente la corrélation entre le nombre de LCP et leur énergie transverse totale. A cause de la tendance vers une saturation de N_{LCP} aux grandes valeurs de E_{t12} nous considérons que

pour les collisions les plus centrales l'énergie transverse totale des particules légères E_{t12} est un critère plus sensible que la multiplicité N_{LCP}

et par la suite nous utiliserons E_{t12} comme le meilleur critère IPS quand nous voudrions comparer avec d'autres méthodes et d'autres variables.

La corrélation du nombre de fragments émis avec E_{t12} est aussi large qu'avec N_{LCP} (fig. 7.4.c). Encore une fois, la distribution de E_{t12} pour les événements complets montre que les critères de complétude éliminent la plupart des collisions non-centrales ($E_{t12} \lesssim 400\text{MeV}$), mais presque tous les paramètres d'impact sauf les plus grands sont représentés⁽⁶⁾.

⁵Dans une approximation non-relativiste, l'énergie transverse telle que nous l'avons définie est indépendante du référentiel (laboratoire ou centre de masse) dans lequel sont définis $\mathbf{p}_i$, E_i et θ_i .

⁶Cf. remarques précédentes à propos de fig. 7.3.e.

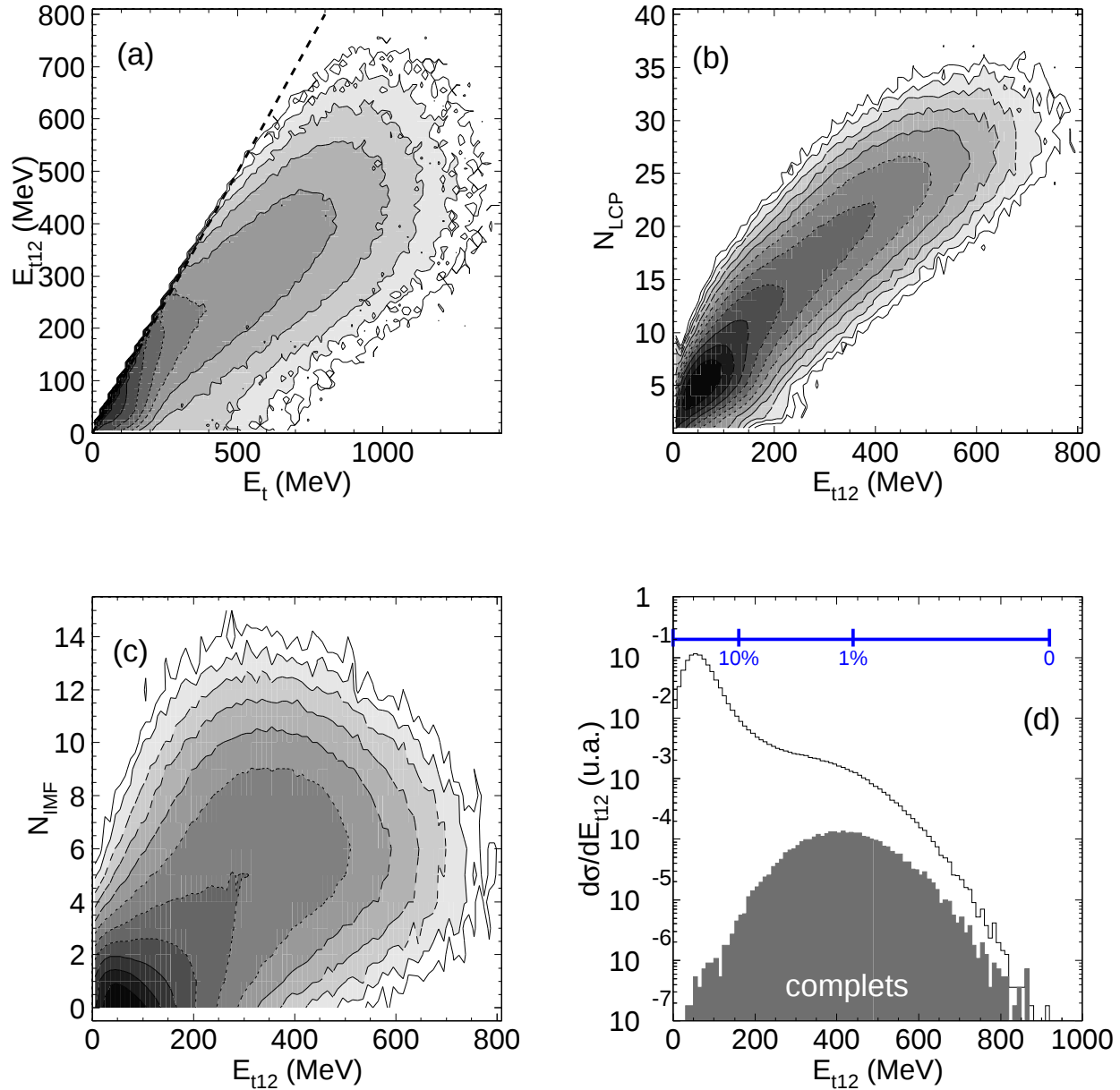


FIG. 7.4 – (a)–(c) Corrélations entre l’énergie transverse totale, l’énergie transverse des LCP, le nombre de LCP, et le nombre d’IMF ($3 \leq Z \leq 30$), pour $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$. (d) Effet de la complétude sur la distribution de E_{t12} . Une idée de l’échelle en section efficace cumulée est donnée (chiffres en %) pour l’ensemble des événements.

7.2.3 «Charge sous forme de fragments»

Pour compléter ce tour d’horizon des IPS, mentionnons la variable Z_{bound} utilisée en particulier par la collaboration *ALADIN* (GSI, Darmstadt) (mais voir aussi [STU92]).

$$Z_{\text{bound}} = \sum_{Z \geq 2} Z_i \quad (7.8)$$

Elle représente la charge liée sous forme de fragments (dans ce cas $Z \geq 2$). En effet, le spectromètre *ALADIN* possède une très bonne efficacité de détection pour les fragments issus

des «projectiles spectateurs» dans les collisions entre 100MeV/u et 1GeV/u. A ces énergies-là, la taille du spectateur dépend géométriquement du paramètre d'impact. Des Z_{bound} de plus en plus petites (qui représente la taille du spectateur reconstruit moins les isotopes d'hydrogène qu'il a évaporés) signalent des collisions plus centrales et des projectiles plus fortement excités (voir, par exemple, [SCH96]).

7.2.4 Estimation du paramètre d'impact

Le paramètre d'impact d'un événement peut être estimé à partir d'une variable Φ qui varie de façon monotone avec b en se servant de la formule suivante [CAV90] :

$$b_{\text{est}}(\Phi_1) = \frac{b_{\text{max}}}{\sqrt{N_{\text{ev}}}} \sqrt{\int_{\Phi_1}^{\Phi_{\text{max}}} \frac{dN}{d\Phi} d\Phi} \quad (7.9)$$

où nous avons supposé que Φ décroît avec b , ayant pour valeur maximale Φ_{max} quand $b = 0$ ⁽⁷⁾.

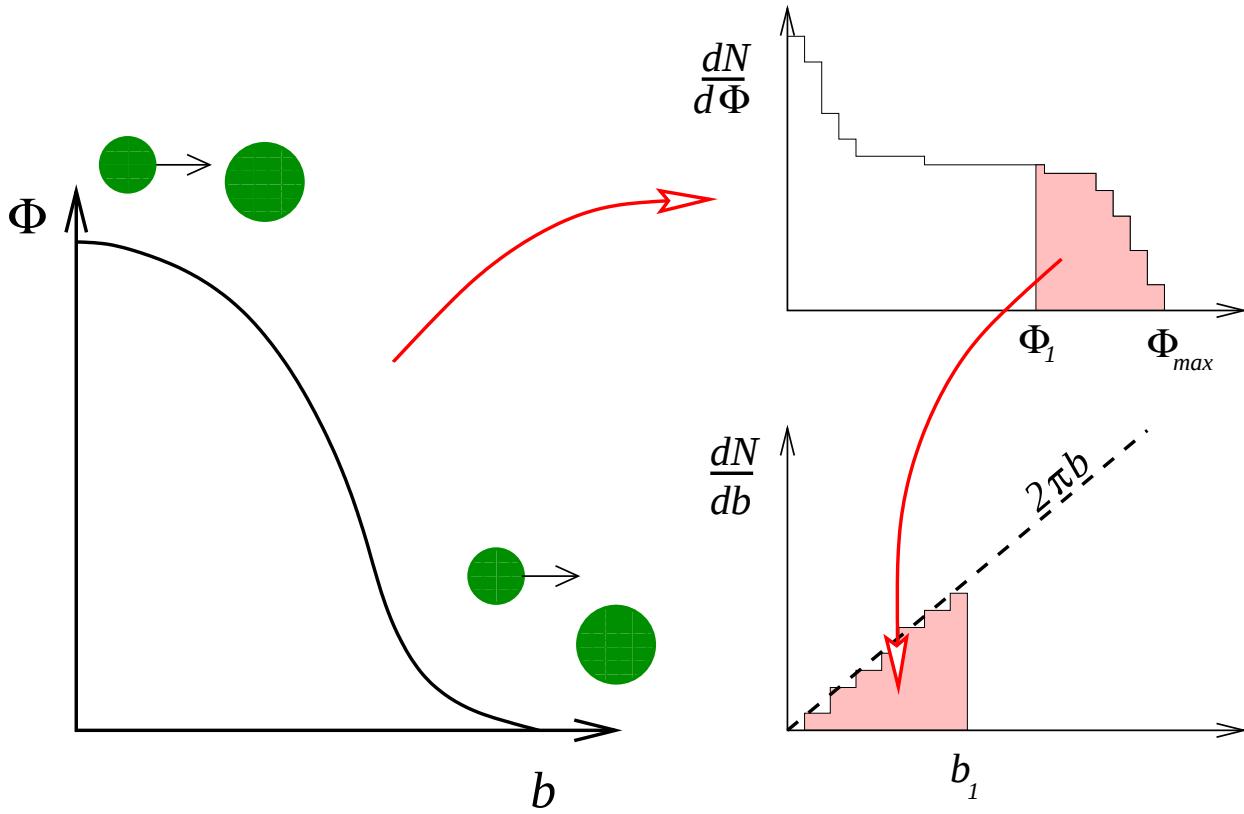


FIG. 7.5 – Illustration de la méthode de [CAV90] pour associer un paramètre d'impact b_1 à une valeur Φ_1 d'une variable globale Φ qui varie de façon monotone avec b . Les fluctuations dans la voie d'entrée sont négligées (la relation entre Φ et b est biunivoque sans dispersion).

La relation (équ. 7.9) est connue sous le nom de «**prescription géométrique**», parce qu'elle suppose que la section efficace différentielle ne dépend que de façon géométrique du

⁷C'est le cas des multiplicités et des énergies transverses totales. Pour Z_{bound} c'est l'inverse.

paramètre d'impact :

$$d\sigma = 2\pi b db. \quad (7.10)$$

Elle néglige aussi les fluctuations dans la voie d'entrée qui font que pour chaque paramètre d'impact il y a une distribution de valeurs de la variable Φ .

Φ_1 est la valeur de la variable pour l'événement en question et $dN/d\Phi$ est la distribution observée pour l'ensemble des événements : l'intégrale correspond à la section efficace cumulée entre $\Phi_{\max}$ et Φ_1 . La méthode est illustrée sur la figure 7.5.

Afin d'avoir une estimation absolue du paramètre d'impact l'intégrale totale de cette distribution, N_{ev} (= nombre total d'événements mesurés), doit correspondre à la totalité de la section efficace de réaction, $\approx \pi b_{\max}^2$, ce qui implique un trigger expérimental $M \geq 1$ et une efficacité de détection proche de 1⁽⁸⁾. Néanmoins, b_{est} peut servir de guide «quantitatif» de la centralité des collisions sans que cette condition soit remplie (en supposant, par exemple, que l'on ait mesuré toutes les collisions les plus centrales).

7.3 Variables pour tris selon la forme de l'événement (GSV)

Un avantage majeur d'une détection dans 4π est la possibilité d'effectuer une reconstruction complète, événement par événement, de la cinématique des collisions. De nombreux outils existent pour caractériser ainsi la **forme des événements** dans les espaces de vitesse, d'impulsion, ou d'énergie, que nous appellerons des GSV (**Global Shape Variables** en anglais). Les variables utilisées viennent presque toutes de la physique des particules, où elles servent depuis longtemps pour la mise en évidence et l'analyse des jets hadroniques observés dans des collisions de très haute énergie (voir par exemple [BAR93]).

En général, les GSV permettent de quantifier la **relaxation en forme** des événements, dans le repère du centre de masse (CM) de la réaction, de la symétrie cylindrique (forme allongée, «2-jets») initiale de la voie d'entrée vers l'isotropie (forme sphérique) correspondant à une «thermalisation» totale du système (c'est-à-dire la perte de la mémoire des noyaux incidents). Pour éviter des effets dus aux sources multiples possibles des LCP (pré-équilibre, émission pendant la formation des fragments, évaporation par les fragments dans la voie de sortie), et puisque nous nous intéressons de prime abord à l'origine des fragments, ces variables ne sont construites qu'avec les caractéristiques cinématiques des produits de numéro atomique $Z \geq 5$.

7.3.1 Variables «simples»

Nous appelons **variables simples** les GSV qui sont immédiatement calculables à partir des informations sur les énergies, les impulsions et les directions des fragments, en sommant et en faisant le rapport de l'énergie ou de l'impulsion totales dans différentes directions, sans avoir à recourir à des algorithmes plus complexes. Ce sont le **rapport d'isotropie en énergie** E_{iso} ⁽⁹⁾,

$$E_{\text{iso}} = \frac{\sum_i E_i - \frac{3}{2} \sum_i E_i \sin^2 \theta_i}{\sum_i E_i} \quad (7.11)$$

⁸A cause des dépôts de carbone de la cible utilisée, cette estimation est difficile à mettre en œuvre pour $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$

⁹Un proche cousin est $ERAT = \sum E_{\perp} / \sum E_{\parallel}$, voir [GOB95].

où E_i et θ_i sont l'énergie cinétique et l'angle polaire dans le repère du CM, respectivement, du i ème fragment ; **le rapport d'isotropie en impulsion** R_{iso} ,

$$R_{iso} = \frac{2 \sum_i |\mathbf{p}_i \wedge \hat{k}|}{\pi \sum_i |\mathbf{p}_i \cdot \hat{k}|} = \frac{2 \sum_i |\mathbf{p}_i| \sin \theta_i}{\pi \sum_i |\mathbf{p}_i| |\cos \theta_i|} \quad (7.12)$$

avec $\mathbf{p}_i$ l'impulsion dans le repère du CM du i ème fragment ; et **le deuxième moment de Fox et Wolfram**[FOX79],

$$H_2 = \frac{\sum_{i,j} |\mathbf{p}_i| |\mathbf{p}_j| (3 \cos^2 \theta_{rel} - 1)}{\sum_{i,j} |\mathbf{p}_i| |\mathbf{p}_j|} \quad (7.13)$$

où θ_{rel} est l'angle relatif entre chaque paire de fragments (i, j) défini par

$$\cos \theta_{rel} = \frac{\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_j}{|\mathbf{p}_i| |\mathbf{p}_j|} \quad (7.14)$$

et les sommes sur i et j courent sur tous les fragments de l'événement indépendamment l'une de l'autre.

Les valeurs «caractéristiques» de E_{iso} et H_2 (figure 7.6) sont 1 (0) pour des événements allongés (sphériques⁽¹⁰⁾), et inversement pour R_{iso} ⁽¹¹⁾. Par construction, H_2 est indépendant des axes utilisés pour décrire l'événement tandis que E_{iso} et R_{iso} décrivent la forme par rapport à un axe donné (celui qui définit les angles θ_i)⁽¹²⁾. Pour permettre des comparaisons non-ambigües entre les valeurs de ces dernières pour différents événements, il faut les calculer par rapport à **l'axe principal de l'événement**. Nous verrons par la suite deux méthodes pour trouver celui-ci.

Partout dans cette thèse, sauf si nous indiquons le contraire, les variables R_{iso} et E_{iso} seront toujours calculées par rapport à l'axe principal de l'événement, donné par la diagonalisation du tenseur des énergies cinétiques de celui-ci (cf. § 7.3.2).

La figure 7.7 montre des exemples de ces variables pour les événements complets. Nous y voyons que les collisions couvrent presque toute la gamme de R_{iso} (7.7(a)), des formes allongées à des événements beaucoup plus isotropes, et qu'il n'y a

aucune corrélation apparente entre la forme de l'événement et le «paramètre d'impact» (E_{t12}) pour les événements complets.⁽¹³⁾.

¹⁰Dans le cas d'une émission isotrope des fragments, la forme de l'événement ne peut être sphérique que si le nombre de fragments émis est infini (voir A.2). Pour un **nombre fini de fragments** (ce qui est toujours le cas en réalité), **le résultat d'une émission isotrope est toujours une distribution anisotrope des fragments** dans l'espace (des positions, des impulsions, ou des énergies), ce qui veut dire : (i) que l'on peut définir un axe «principal» (ou «spécial» ou «privilegié») pour l'événement ; (ii) que l'événement n'est pas invariant par rotation.

¹¹Voir A.1 pour la normalisation de E_{iso} et R_{iso} .

¹²Ceci implique que, pour un événement donné, on peut changer la valeur des GSV à volonté en changeant l'orientation de l'axe — imaginez les projections d'un ellipsoïde par rapport à différents axes passant par son centre. La «forme mesurée» (c'est-à-dire la valeur de la GSV) est toujours plus compacte que la vraie forme de l'événement (qui correspond à la valeur pour des projections par rapport au grand axe de l'ellipsoïde).

Autrement dit, comme la forme de l'événement est *a priori* indépendante de son orientation (direction de l'axe principal dans le CM) la mesure de la forme avec R_{iso} ou E_{iso} calculés par rapport à un axe fixe (par exemple le faisceau) est ambigüe.

¹³A noter qu'il n'existe aucune auto-corrélation triviale entre les variables

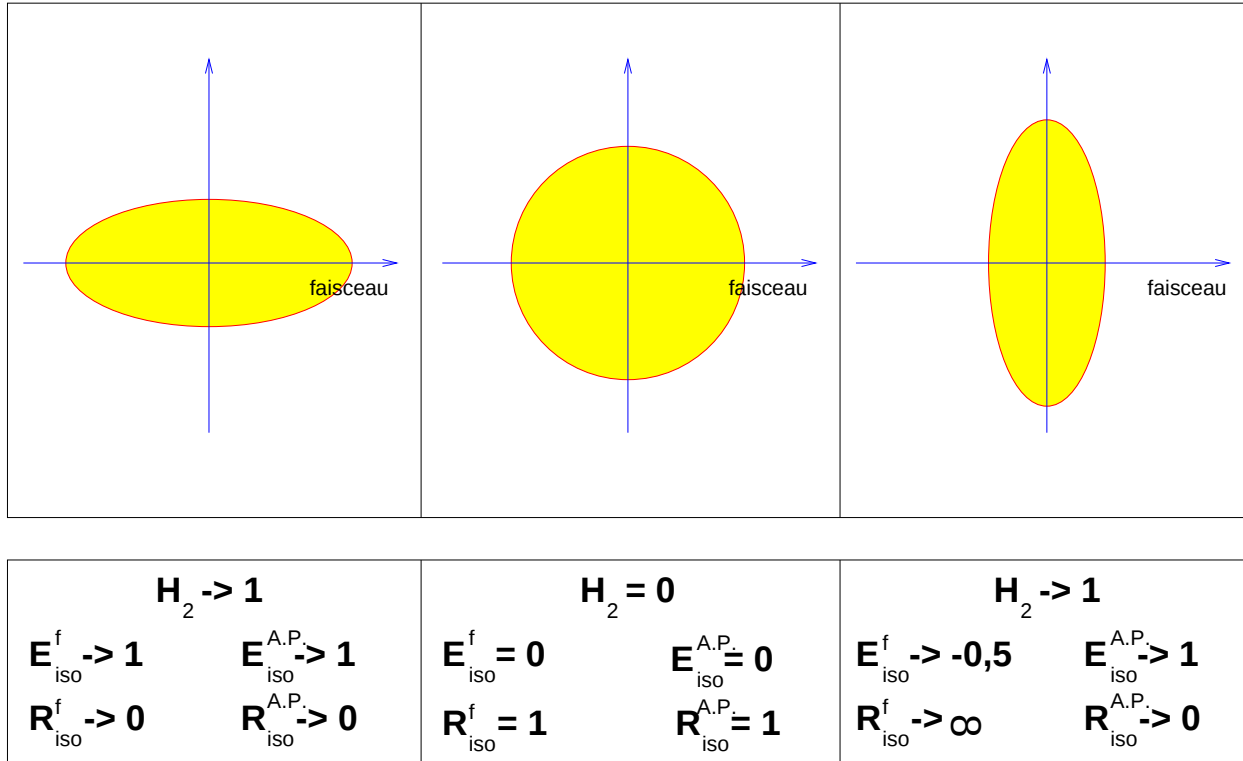


FIG. 7.6 – Valeurs caractéristiques des GSV pour des événements de forme et/ou d’orientation différente(s). Les valeurs de E_{iso} et R_{iso} ont été calculées par rapport au faisceau (E_{iso}^f, R_{iso}^f) et par rapport à «l’axe principal de l’événement» ou l’axe majeur de l’ellipse ($E_{iso}^{A.P.}, R_{iso}^{A.P.}$).

Il se peut que les différentes réactions donnent des événements de forme très semblable (8.3) ; ou que des événements de forme différente résultent de réactions aux mêmes paramètres d’impact (8.2) ; ou encore les deux. Quoi qu’il en soit,

*il est clair qu’en fonction de leur forme et de leur centralité aucun des événements complets ne se distingue des autres ; ils apparaissent comme **un ensemble homogène de réactions**.*

Les figures (b) et (c) comparent les GSV entre elles, et nous y voyons que H_2 sature assez «tôt» pour les formes plutôt compactes ($E_{iso} < 0.6$) ; quant à R_{iso} il est un peu plus sensible que E_{iso} pour les événements les plus sphériques ($E_{iso} < 0.3$)⁽¹⁴⁾. Par la suite nous utiliserons R_{iso} comme le meilleur critère GSV quand nous voudrions comparer avec d’autres méthodes et d’autres variables.

7.3.2 Analyse tensorielle et ellipsoïde caractéristique de l’événement

Nous pouvons trouver les **axes principaux** de l’événement en diagonalisant le tenseur Q_{ij} [BJO70, CUG83], qui est l’analogue du tenseur d’inertie utilisé en théorie du moment cinétique.

$$Q_{ij} = \sum_{\nu} \frac{p_{\nu}^i p_{\nu}^j}{\omega_{\nu}} \quad (7.15)$$

¹⁴Mais voir note du § suivant sur l’ambiguïté résiduelle de R_{iso} .

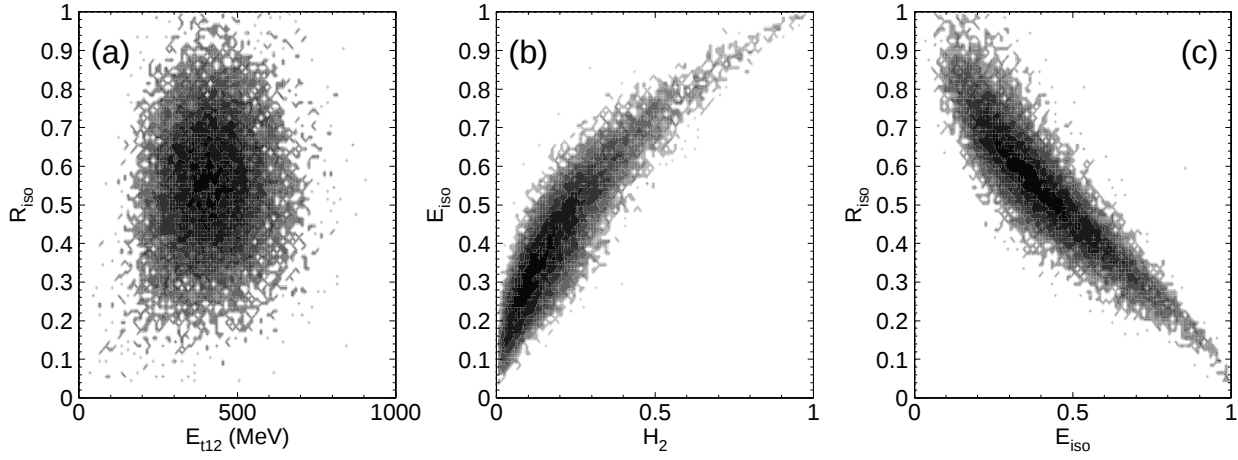


FIG. 7.7 – (a) Corrélation entre la forme des événements (R_{iso}) et leur paramètre d'impact (E_{t12}) (événements complets). (b),(c) Corrélations entre les trois GSV décrites dans le texte, montrant leur sensibilité relative (événements complets).

où p_ν^i est la i ème composante cartésienne de l'impulsion du ν ème fragment de l'événement, et ω_ν est un poids à choisir pour donner différentes significations aux vecteurs et valeurs propres du tenseur :

$$\omega_\nu = \begin{cases} 2m_\nu & \text{tenseur en énergie cinétique} \\ |\mathbf{p}_\nu| & \text{tenseur en impulsion} \\ |\mathbf{p}_\nu|^2 & \text{tenseur en nombre de fragments} \end{cases}$$

Après avoir vérifié que l'ensemble des conclusions qui suivent sont les mêmes quel que soit ω_ν , nous utiliserons le **tenseur des énergies cinétiques**, $\omega_\nu = 2m_\nu$ ⁽¹⁵⁾.

La diagonalisation donne trois vecteurs propres $\{\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3\}$ qui permettent de décrire les impulsions etc. selon des axes qui ont la même signification pour chaque événement, et trois valeurs propres ordonnées $\{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3\}$ qui sont représentatives de la forme de l'événement dans l'espace des énergies cinétiques ($\omega_\nu = 2m_\nu$). L'ensemble $\{\mathbf{e}_i, \lambda_i\}$ peut être représenté comme un **ellipsoïde caractéristique de l'événement**. Les valeurs propres sont normalisées et rangées de la façon suivante :

$$\sum_i \lambda_i = 1, \quad \lambda_3 \geq \lambda_2 \geq \lambda_1$$

Le diagramme de Dalitz (fig. 7.8) présente les corrélations qui existent entre les trois valeurs propres du tenseur, pour les événements complets. Dans cette représentation la distance de chaque point de chacun des trois côtés du triangle correspond à l'une des λ_i . Ainsi, nous voyons que les formes des événements complets varient entre des «cigares» ($\lambda_1 \approx \lambda_2$) et des «disques» ($\lambda_2 \approx \lambda_3$). Par contre, il faut bien retenir que

*il n'y a **pas** d'événements isotropes ($\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3$) ou presque isotropes ($\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx \lambda_3$) à cause du petit nombre de fragments émis dans chaque événement*⁽¹⁶⁾.

¹⁵Pour des énergies relativistes : $\omega_\nu = m_\nu(\gamma_\nu + 1) \approx 2m_\nu$ quand $\beta \rightarrow 0$.

¹⁶Voir A.2

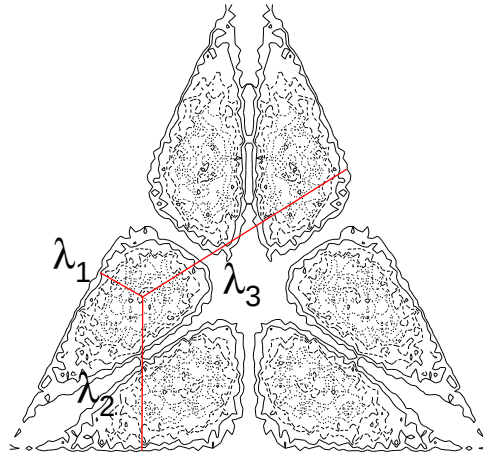


Diagramme de Dalitz pour les valeurs propres du tenseur

FIG. 7.8 – Diagramme de Dalitz montrant les corrélations entre les trois valeurs propres du tenseur en énergie cinétique décrit dans le texte (événements complets). Le «trou» au centre ($\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3$) n'est *pas* un problème de représentation.

Pour représenter la forme de l'événement, plusieurs combinaisons possibles des valeurs propres ont été proposées avec diverses significations (voir [CUG83]). Les plus utilisées sont **la sphéricité**

$$S = \frac{3}{2}(1 - \lambda_3) \quad (7.16)$$

qui vaut 0 (1) pour les événements allongés (sphériques), et **la coplanarité**

$$C = \frac{\sqrt{3}}{2}(\lambda_2 - \lambda_1) \quad (7.17)$$

qui varie entre 0 et $\sqrt{3}/2$, atteignant sa valeur maximale pour des formes aplaties. Ce sont des mesures de forme tout à fait équivalentes aux GSV «simples» présentées ci-avant : elles sont d'office indépendantes de l'orientation de l'événement⁽¹⁷⁾.

Le vecteur $\mathbf{e}_3$ correspond à **la direction du plus grand flot global d'énergie** — c'est l'axe qui minimise l'énergie transverse totale des fragments dans l'événement. C'est aussi l'axe principal de l'ellipsoïde caractéristique de l'événement.

Nous utiliserons le vecteur propre $\mathbf{e}_3$ comme l'axe principal des événements.

Pour un événement à deux corps (quasi-projectile, QP, et quasi-cible, QC) $\mathbf{e}_3$ donne la direction du projectile après interaction avec la cible. Comme le tenseur (7.15) est invariant par clustérisation, ceci est aussi vrai même après fragmentation du QP et de la QC. Nous associons à la direction de l'axe principal de l'événement **l'angle de flot** θ_{flot} :

$$\cos \theta_{flot} = \mathbf{e}_3 \cdot \hat{\mathbf{k}}. \quad (7.18)$$

¹⁷En fait E_{iso} calculée par rapport à l'axe principal de l'événement et la sphéricité sont intimement liées :

$$E_{iso} = 1 - S$$

Pour un ensemble d'événements, la distribution $dN/d\cos\theta_{flot}$ reflète la mémoire de la voie d'entrée.

Une distribution isotrope de θ_{flot} est obtenue quand les fragments sont émis par un système ayant perdu toute mémoire de la voie d'entrée⁽¹⁸⁾.

Plus la distribution est piquée vers de petites valeurs de θ_{flot} (la direction du faisceau correspondant à $\theta_{flot}=0$) plus la mémoire des deux partenaires de la réaction est forte⁽¹⁹⁾.

Diagramme de Wilczyński et évolution des réactions

L'angle de flot θ_{flot} permet de construire un diagramme analogue à celui de Wilczyński connu pour les collisions profondément inélastiques aux énergies incidentes $E_{inc} < 20$ MeV/u (fig. 7.9) [WIL73]. Dans ce diagramme chaque événement est représenté par son angle de flot et l'énergie cinétique totale dans le CM, TKE ⁽²⁰⁾ [LEC96]. TKE est une mesure de la dissipation lors de la collision ; elle est associée à la formation de fragments et de LCP (Q de réaction) et à la production de neutrons (non détectés par $INDRA$)⁽²¹⁾. θ_{flot} est liée à la rotation globale du système par rapport à la direction du faisceau. Aux énergies GANIL les grands angles de flot signifient une perte importante de la mémoire des noyaux incidents lors de la réaction.

Nous avons défini quatre classes d'événements en fonction de leur position dans ce diagramme. Dans la zone 1 (cf. fig 7.9) les collisions sont relativement peu dissipatives ($TKE > 65\%E_{CM}$) et concentrées autour de l'angle d'effleurement ($\theta_{gr}^{CM} = 9.8^\circ$ [WIL80]). Les produits principaux de ces collisions sont (fig 7.9) un quasi-projectile et les fragments de fission de la cible après une rencontre relativement périphérique. A cause de la faible vitesse des fragments de l'uranium-238 ils ne sont identifiés que de façon incomplète, et cette zone n'est pas peuplée si on se restreint aux événements pour lesquels tous les produits de réaction ont été bien identifiés. Remarquons finalement que lors de ces collisions sont produits également des fragments «légers» ($Z \lesssim 20$) ayant des vitesses intermédiaires entre celles de projectile et cible. Ils résultent peut-être de la rupture d'un «col» de matière formée entre les partenaires de la collision [STU92, MON94, LEC95, LUK97].

Dans les collisions les plus dissipatives ($\langle TKE \rangle \approx 50\%E_{CM}$) tous les angles de flot sont peuplés. La majorité des événements est toutefois concentrée aux angles $\theta_{flot} < 30^\circ$, et nous observons que les collisions ont un fort caractère **binaire** (présence de résidus lourds de projectile et cible parmi les produits de réaction) bien que le nombre et la variété des fragments émis soient très importants. Au fur et à mesure que les angles de flot peuplés augmentent ce caractère binaire disparaît des corrélations charge-vitesse présentées sur la fig. 7.9. Finalement dans la zone 4 du diagramme ($\theta_{flot} \geq 70^\circ$) il ne reste plus aucune évidence des noyaux de la voie d'entrée. Nous regarderons plus en détails cette évolution au § 8.1.

La figure 7.10 présente deux autres exemples de diagrammes qui sont analogues à celui de Wilczyński lorsqu'on se restreint aux produits bien identifiés (ainsi les énergies transverses

¹⁸Même si le nombre de fragments émis est petit : voir Annexe A.2.

¹⁹Une telle distribution est obtenue également dans le cas d'émission par un système possédant un moment angulaire intrinsèque considérable ($\Rightarrow b \neq 0$), cf. IV § 11.

²⁰Ici présentée en fonction de l'énergie cinétique disponible dans la voie d'entrée de la réaction.

²¹Nous avons vu aux paragraphes précédents que l'exigence de complétude et les seuils de détection conduisent à ne pas considérer ici les collisions les plus périphériques et donc les moins dissipatives. C'est ce qui explique que la valeur $TKE/E_{CM} = 1$ n'est pas atteinte.

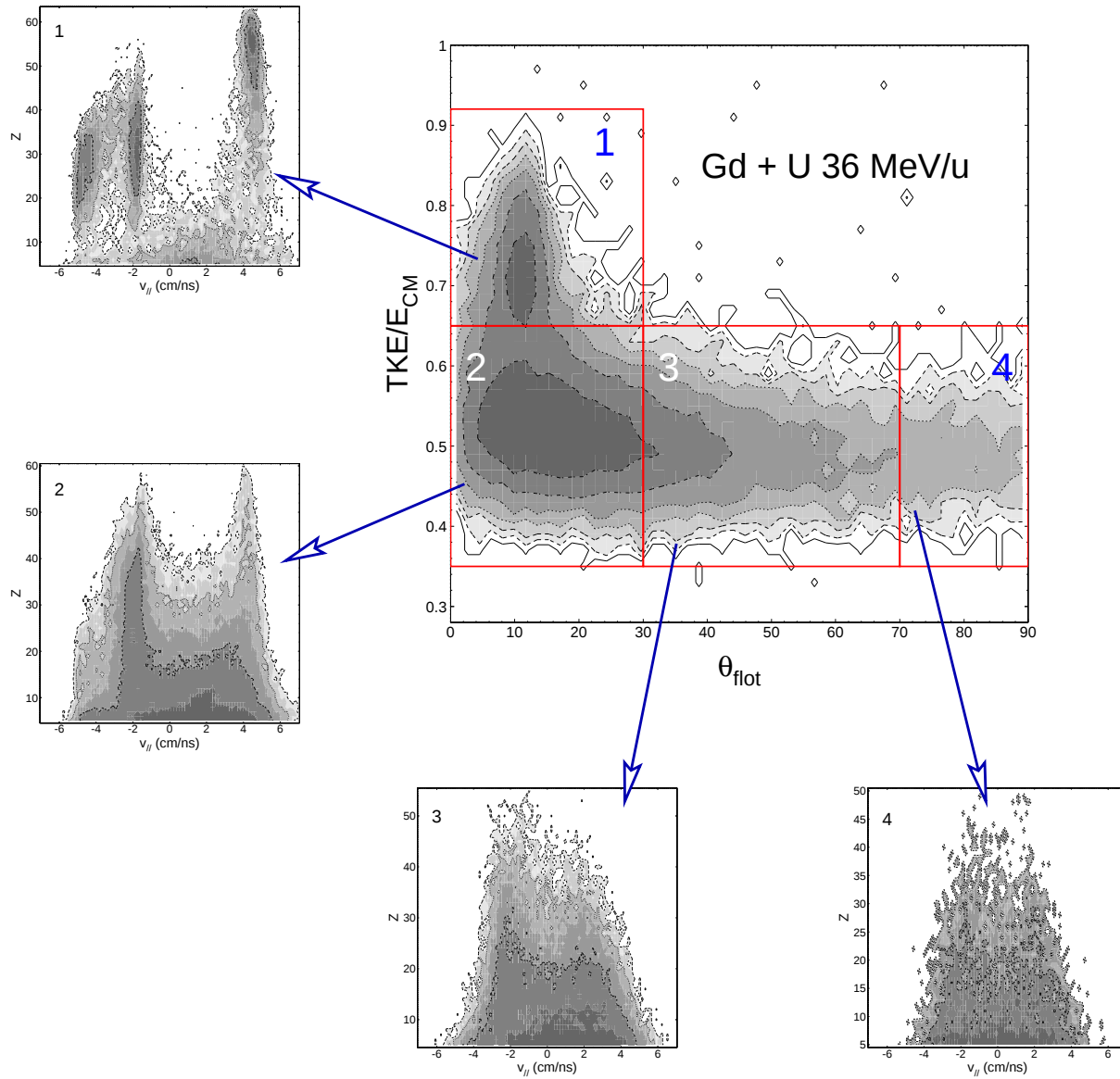


FIG. 7.9 – «Diagramme de Wilczyński» pour les collisions de $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$ (énergie cinétique totale dans le centre de masse en fonction de l'angle de flot θ_{flot}). Pour chacune des zones définies nous présentons les caractéristiques cinématiques des fragments sous forme des corrélations entre leur charge Z et leur vitesse parallèle à l'axe principal de l'ellipsoïde caractéristique de l'événement. La sélection retenue ici correspond aux événements complets qui prennent en compte l'inclusion des fragments lourds et lents identifiés de façon incomplète (Z_{min}).

totales les plus petites et les H_2 plus grands ($\rightarrow 1$) ne sont pas peuplés) : on y voit l'évolution d'une grandeur représentant la dissipation (ici E_{t12} , H_2) en fonction de l'angle θ_{flot} .

Au contraire de la figure 7.7(a), les paramètres d'impact et les formes des événements complets n'apparaissent plus comme ceux d'une seule classe de réactions quand on les regarde en fonction de l'angle de flot.

Seuls les petits angles de flot sont peuplés par des collisions un peu moins centrales (E_{t12} plus petite) et d'une forme un peu plus allongée (H_2 plus grande) que la moyenne. Les distributions

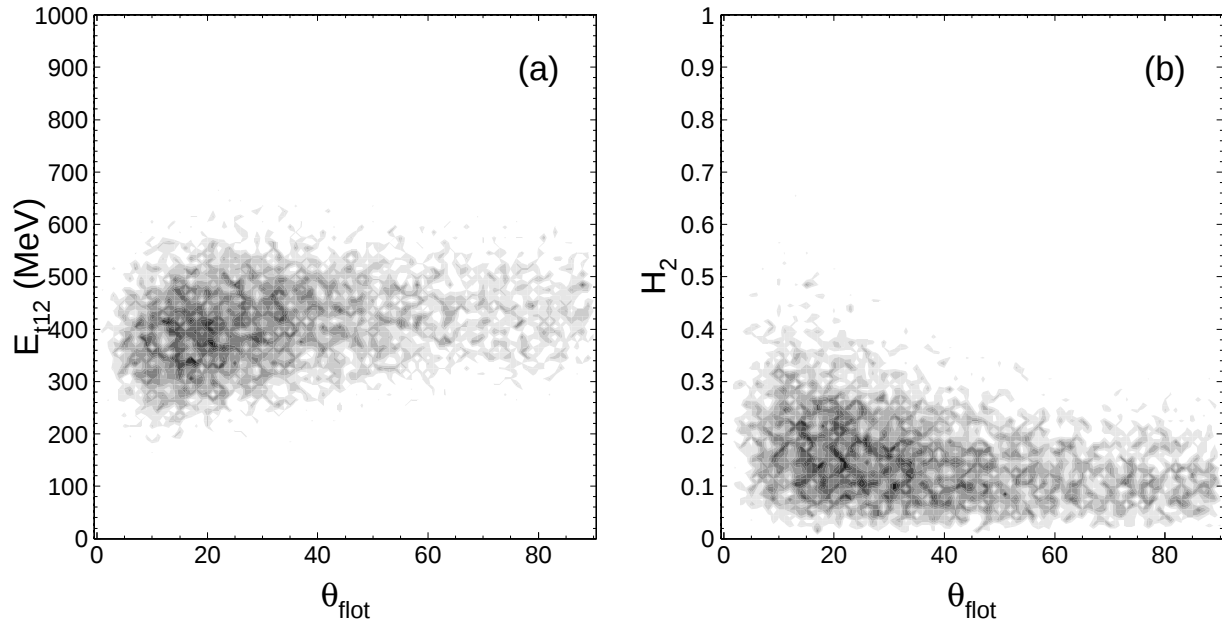


FIG. 7.10 – (a) Paramètre d'impact (E_{t12}) et (b) forme (H_2) des événements en fonction de l'angle de flot, θ_{flot} . Il n'existe aucune auto-corrélation triviale entre ces 3 grandeurs. Evénements complets, seulement les particules bien identifiées sont incluses.

de E_{t12} et de H_2 pour les angles de flot supérieur à $\sim 40^\circ$ (60° pour H_2) sont constantes et en largeur et en valeur moyenne. Nous y reviendrons par la suite.

Chapitre 8

Mise en évidence des événements de source unique

Ayant maintenant une bonne connaissance des outils à notre disposition, nous allons présenter la mise en évidence des événements de source unique, compatibles avec la multifragmentation d'un seul système nucléaire composé de la majorité de la masse du projectile et de la cible. Après cette présentation, nous reviendrons aux autres méthodes, plus «classiques», de sélection en b (§ 8.2) ou en forme (§ 8.3) des événements, pour voir si elles peuvent aussi servir pour cette mise en évidence. Il se trouve que les conclusions auxquelles nous aboutirions sur l'existence des «sources uniques» en se basant sur ces approches ne seraient pas du tout pareilles, et nous essayerons d'expliquer cette contradiction.

8.1 Perte de mémoire de la voie d'entrée (Sélection par θ_{flot})

8.1.1 Distribution des angles de flot

Le «diagramme de Wilczyński» fig. 7.9 montre que les événements complets⁽¹⁾ correspondent à des collisions très dissipatives qui, pour la plupart, sont des réactions gardant une forte mémoire de la voie d'entrée (petits angles de flot). Pourtant, aux grands angles de flot, la section efficace $d\sigma/d\cos\theta_{flot}$ ne décroît pas de façon monotone mais devient presque **constante** (distribution isotrope de θ_{flot})(fig. 8.1.a). Ceci implique qu'il existe aussi une partie des événements qui correspond à la décroissance de systèmes n'ayant aucun souvenir de la réaction qui les a formés. Il s'agit peut-être de la multifragmentation des «source uniques», mais la distribution de θ_{flot} ne suffit pas en elle-même pour nous le dire : il faut regarder les caractéristiques des événements de grand θ_{flot} de plus près.

8.1.2 Evolution de la forme des événements avec θ_{flot}

Regardons d'abord la forme des événements en fonction de θ_{flot} (fig. 8.1.b). Nous voyons que, hormis la dépendance triviale sur la multiplicité de fragments (cf. Ann. A.2), la sphéricité

¹En ne considérant que les particules bien identifiées i.e. sans événements de la zone 1 de fig. 7.9.

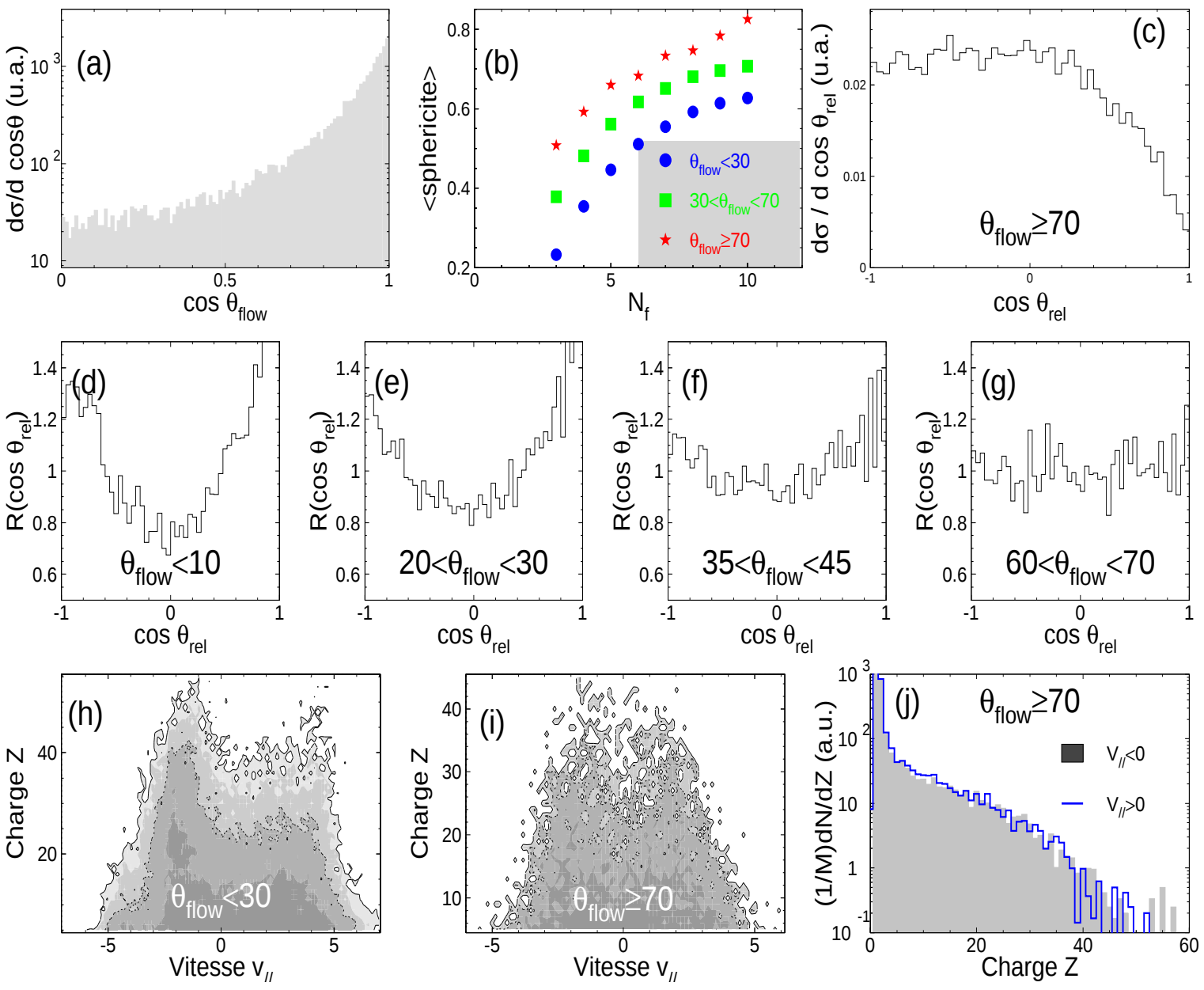


FIG. 8.1 – Événements complets, seules les particules bien identifiées sont incluses : (a) Distribution de l'angle de flot pour $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$; (b) Sphéricité moyenne en fonction de la multiplicité de fragments pour trois tranches de θ_{flot} ; (c) Distribution des angles relatifs θ_{rel} entre fragments pour $\theta_{\text{flot}} \geq 70^\circ$; (d)–(g) Rapport $R(\cos \theta_{\text{rel}})$ entre $d\sigma/d\theta_{\text{rel}}$ pour la tranche en θ_{flot} indiquée et $d\sigma/d\theta_{\text{rel}}$ pour $\theta_{\text{flot}} \geq 70^\circ$; (h)–(i) Corrélations entre la charge et la vitesse parallèle au grand axe de l'ellipsoïde des fragments pour $\theta_{\text{flot}} < 30^\circ$ et $\theta_{\text{flot}} > 70^\circ$. (j) Distributions de charge à l'avant et à l'arrière du centre de masse dans l'ellipsoïde pour $\theta_{\text{flot}} \geq 70^\circ$.

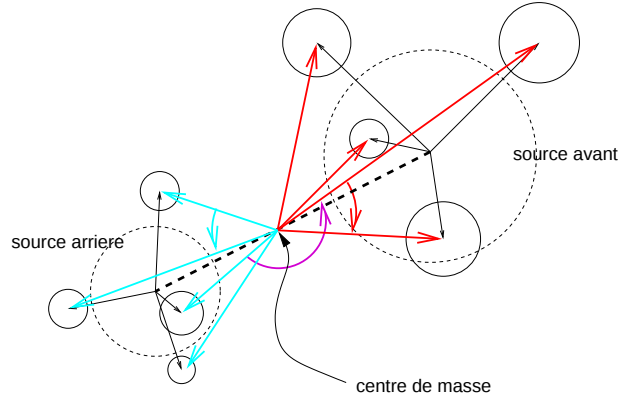


FIG. 8.2 – Représentation schématique de l'émission de fragments de deux sources en mouvement dans le repère du centre de masse, qui montre la tendance à favoriser les grands et les petits angles relatifs θ_{rel} .

moyenne des événements augmente avec l'angle de flot, et que pour chaque multiplicité N_f les événements les plus compacts se trouvent dans la tranche de plus grand θ_{flot} ($70^\circ \leq \theta_{\text{flot}} \leq 90^\circ$). Rappelons que, *a priori*, la forme des événements est indépendante de leur orientation.

8.1.3 Angles relatifs entre fragments

Pourquoi les événements deviennent-ils plus compacts ? Pour le savoir, nous regarderons en détail la distribution angulaire des fragments en fonction de θ_{flot} , qui constitue un critère plus sensible que les variables globales. Plus précisément, nous utiliserons **la distribution des angles relatifs** entre fragments car la distribution angulaire dans le centre de masse est trivialement corrélée avec l'angle de flot (voir Annexe A.3).

Les angles relatifs θ_{rel} sont sensibles au mécanisme de réaction de la façon suivante [LOP93, LOU94, DUR95b]. Si les fragments sont émis à partir d'une source unique sans direction privilégiée alors tous les angles relatifs sont permis avec une probabilité qui dépend seulement de l'angle solide. Si en plus les fragments sont émis très rapidement (quasi-simultanément), les interactions coulombiennes qui existent entre les fragments dans la voie de sortie interdisent les petits θ_{rel} . C'est exactement ce que nous observons aux grands angles de flot (fig. 8.1.c).

Par contre, si les fragments proviennent plutôt de deux sources distinctes qui ne sont pas au repos dans le CM, la focalisation cinématique des impulsions favorise les grands θ_{rel} pour des fragments émis à partir des deux sources différentes et contrebalance l'effet de la répulsion coulombienne aux petits angles (voir figure 8.2). Sur les figures 8.1.d–g nous présentons les distributions en $\cos \theta_{\text{rel}}$ **relatives** à celle obtenue pour $\theta_{\text{flot}} > 70^\circ$ (fig. 8.1.c), pour faire ressortir plus clairement cette évolution⁽²⁾.

Aux θ_{flot} les plus petits ($\theta_{\text{flot}} < 10^\circ$, fig. 8.1.d) l'émergence des grands et des petits θ_{rel} par rapport au cas d'une source unique donne une forme en 'U' à la distribution, qui signe clairement la dominance de la désexcitation à partir de deux partenaires (QP et QC) pour l'émission des fragments dans ces événements. Au fur et à mesure que nous regardons des

²Un histogramme avec la valeur '1' partout signifierait alors que la distribution en question était identique à celle pour $\theta_{\text{flot}} > 70^\circ$

angles de flot de plus en plus élevés, la forme en ‘U’ s’estompe (8.1.e–f) reflétant la diminution de la fraction des événements qui correspondent à une émission par les deux partenaires. A partir de $\theta_{flot} = 60^\circ$ il n’y a plus d’évolution : la distribution des angles relatifs a la forme d’une émission à partir d’une source unique.

Rappelons encore que les angles relatifs entre fragments sont indépendants des axes choisis pour décrire les événements dans le repère du CM. Il n’y a donc pas d’autocorrélation avec θ_{flot} .

8.1.4 Corrélations Z –vitesse des fragments

Une visualisation particulièrement succincte de la nature des réactions peut être obtenue à partir des corrélations entre le Z et la vitesse des fragments par rapport à l’axe principal de chaque événement (fig. 8.1.h,i). Aux angles de flot les plus petits ($\theta_{flot} < 30^\circ$) la dominance des collisions avec QP et QC se montre par l’accumulation des fragments lourds autour de deux vitesses bien définies, à l’avant et à l’arrière du centre de masse (remarquez aussi que les fragments les plus lourds se trouvent à l’arrière du centre de masse avec des vitesses moyennes plus petites en valeur absolue que celles des fragments de «la source avant» – comme ce à quoi nous nous attendons pour un système asymétrique en cinématique directe.).

Regardons maintenant les mêmes corrélations pour les fragments émis dans des collisions avec $\theta_{flot} \geq 70^\circ$ (8.1.i). Il n’y a plus de corrélation particulière entre la taille des fragments et leur vitesse : ils sont émis symétriquement autour de la vitesse du centre de masse. Pour un système asymétrique tel que $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ ceci (ainsi que les corrélations en angle relatif des fragments) plaide fortement en faveur d’une émission à partir d’une seule source ayant une vitesse pas très éloignée de celle du CM. Dans ce cas, la «source» doit inclure la quasi-totalité des nucléons des deux noyaux incidents, i.e. il s’agit d’une **«fusion» quasi-complète**.

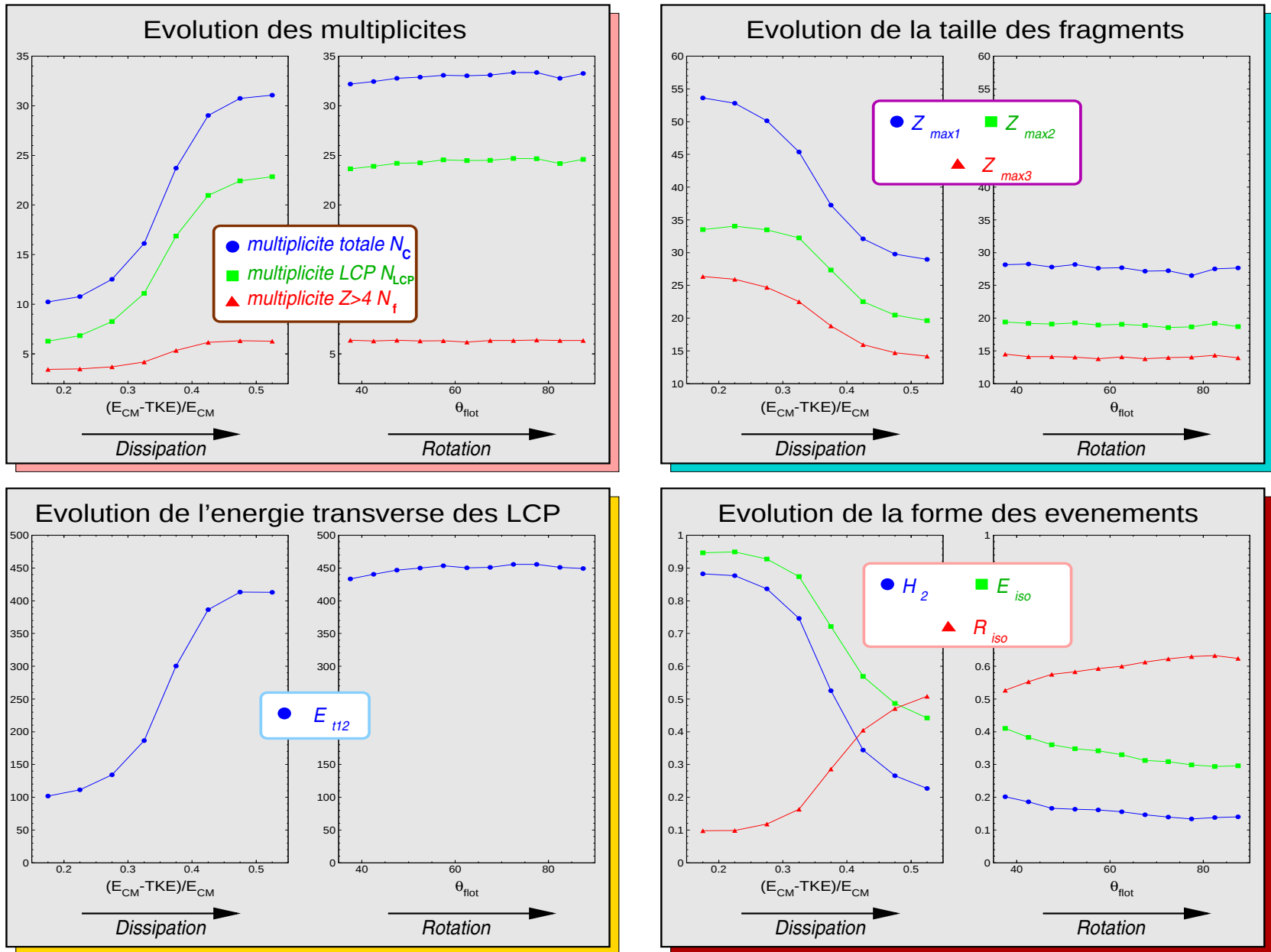
Finalement, remarquons que pour ces événements, la distribution de charge est symétrique par rapport aux deux hémisphères de l’ellipsoïde caractéristique, à l’avant et à l’arrière de la vitesse du centre de masse (8.1.j). Il n’y a aucune contribution apparente de quasi-projectile ou de quasi-cible.

8.1.5 Evolution générale des caractéristiques globales des événements

Dans ce paragraphe nous allons regarder l’évolution de quelques grandeurs dans la totalité du «diagramme de Wilczyński», y compris les collisions plus périphériques (zone 1, fig. 7.9), afin de placer les événements de source unique dont témoignent les angles relatifs entre fragments dans le contexte de l’évolution globale des réactions.

Sur la figure 8.3 nous présentons l’évolution des valeurs moyennes d’IPS, de GSV et de la taille des fragments quand nous suivons la «trajectoire» tracée par les événements dans la figure 7.9 i.e. en passant de la zone 1 à la zone 4. La première partie de cette trajectoire est représentée par la «dissipation» $(TKE - E_{CM})/E_{CM}$, qui augmente quand on descend le «diagramme de Wilczyński» de la zone 1 vers la zone 2. Ensuite, la «rotation» globale du système par rapport à la direction du faisceau, θ_{flot} , augmente (à dissipation $\sim$ constante) en passant de la zone 2 à la zone 4.

FIG. 8.3 – Evolution des valeurs moyennes de plusieurs variables globales discutées dans le texte, suivant leur position dans le « diagramme de Wilczyński », fig. 7.9.



Nous pouvons remarquer tout d'abord que **la plus grande partie de l'évolution des différentes grandeurs est reliée principalement à la dissipation de l'énergie incidente dans les collisions**. Tant que la dissipation ne sature pas les multiplicités augmentent, les tailles moyennes des fragments diminuent, l'énergie transverse des LCP croît et les événements deviennent de plus en plus isotropes. Cette évolution correspond aux deux premières zones de la figure 7.9 où nous avons vu que les collisions deviennent de plus en plus violentes mais restent fortement binaires.

Une fois la dissipation «maximale» atteinte l'évolution des caractéristiques des réactions (celles présentées sur la figure 8.3) avec la rotation du système θ_{flot} est minimale. Le nombre moyen de fragments, par exemple, est identique que les fragments soient émis à partir de deux sources principales ou d'une source unique. De la même façon les tailles des fragments ne constituent pas des critères qui font que les événements de source unique se distinguent des autres. Au-delà de $\theta_{flot} \approx 70^\circ$ il n'y a plus aucune évolution d'aucune des variables présentées ici (rappelons que la distribution des angles relatifs entre fragments est identique entre $60 \leq \theta_{flot} \leq 70^\circ$ et $70 \leq \theta_{flot} \leq 90^\circ$, fig. 8.1.c et g).

Nous pouvons voir que les valeurs moyennes des variables associées aux autres méthodes de sélection (IPS et GSV) augmentent faiblement avec θ_{flot} tandis que les caractéristiques cinématiques des réactions changent de collisions «binaires» en événements de source unique⁽³⁾. La forme des événements montre plus d'évolution que les multiplicités ou l'énergie transverse totale des LCP, mais comme nous le verrons au paragraphe suivant cette évolution est négligeable devant **la largeur des distributions** (pas indiqué sur la figure) et donc les IPS et les GSV ne permettent pas de distinguer des événements de source unique des collisions binaires très dissipatives.

En tenant compte de l'ensemble des informations présentées au cours des paragraphes précédents (distribution des angles de flot fig. 8.1.a, angles relatifs entre fragments fig. 8.1.c, et fig. 8.3) nous concluons que

les événements pour lesquels $\theta_{flot} \geq 70^\circ$ sont compatibles avec la multifragmentation d'une source unique et constituent une seule et unique classe de réactions⁽⁴⁾.

Rappelons que nous nous attendons à ce que de tels événements aient une distribution isotrope des angles de flot. Ils ne sont donc pas limités aux seuls angles $\theta_{flot} \geq 70^\circ$, mais doivent se trouver à tous les angles de flot. Par contre, comme nous l'avons montré, il y a aussi une forte contribution de collisions profondément inélastiques avec une distribution anisotrope de θ_{flot} . Comme il paraît que cette contribution disparaît vers $\theta_{flot} = 60^\circ-70^\circ$, c'est seulement aux grands angles de flot que ressortent les événements de source unique.

³Rappelons que, autant que pour toute autre variable, il n'existe pas de relation biunivoque entre θ_{flot} et le mécanisme de réaction. En regardant «l'évolution des mécanismes en fonction de l'angle de flot», nous définissons des échantillons d'événements pour lesquels $\theta_{flot} \in [\theta, \theta + \Delta\theta]$ et puis nous regardons les caractéristiques **moyennes** des événements de chaque échantillon. L'évolution de ces caractéristiques reflète les compositions différentes des échantillons en fonction de θ_{flot} . Si au-delà d'un certain angle les événements sont (en moyenne) compatibles avec l'émission à partir d'une source unique, c'est parce que toute composante de type «mécanisme binaire» est devenue négligeable.

⁴C'est-à-dire que s'il y a encore mélange avec d'autres mécanismes au-delà de 70° , leur nombre n'évolue plus et doit être tellement faible qu'ils sont négligeables.

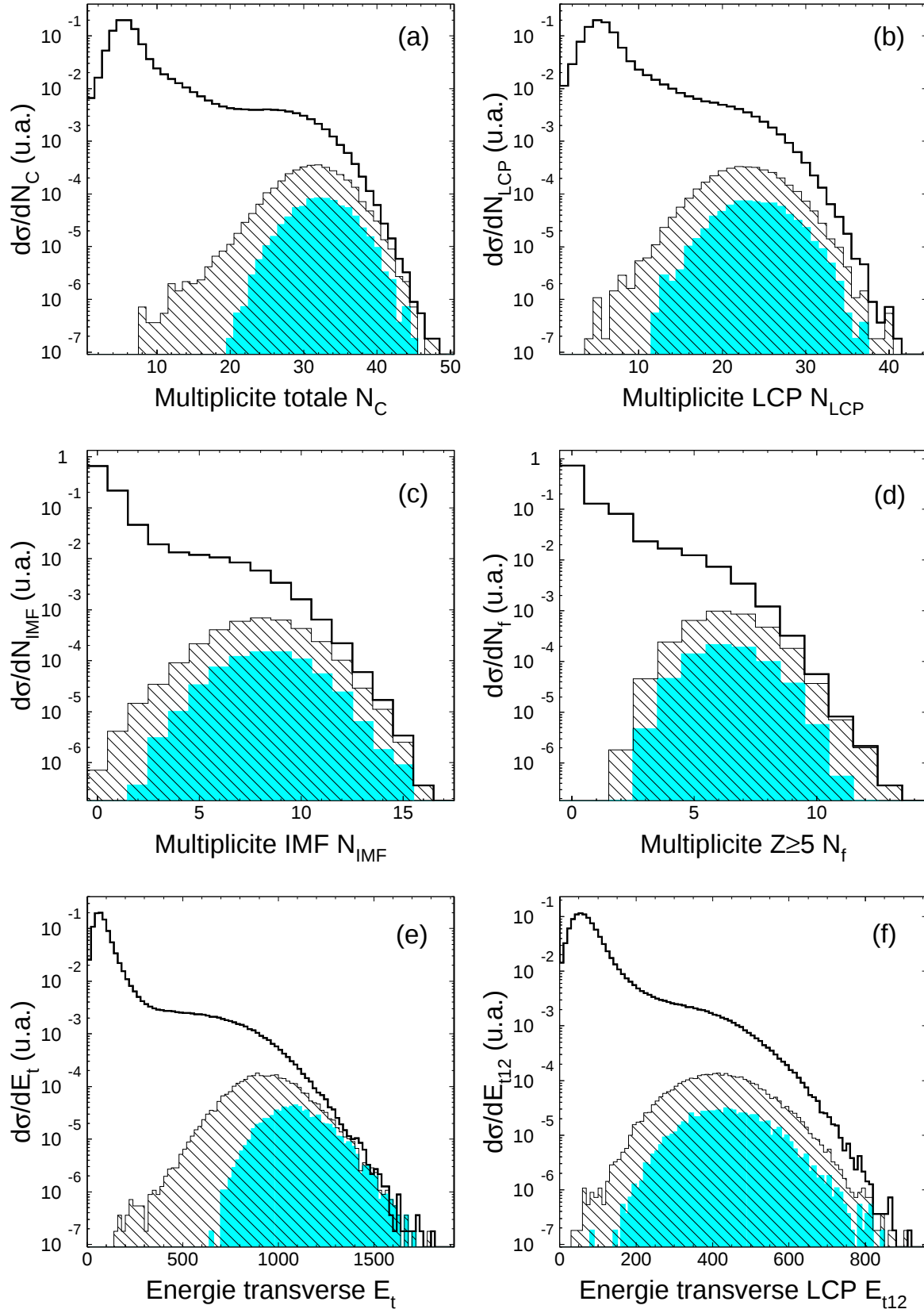


FIG. 8.4 – Distributions des IPS pour tous les événements (histogrammes ouverts), les événements complets correspondant aux collisions les plus dissipatives (histogrammes hachurés) et les événements de source unique $\theta_{flot} \geq 70^\circ$ (histogrammes grisés).

8.1.6 Caractéristiques des événements de source unique (I) – IPS

Regardons plus en détails l'effet de notre sélection sur les variables IPS dans les événements. De nouveau nous nous limitons aux seules particules bien identifiées (ce qui revient à ne considérer que la «branche horizontale» du diagramme de Wilczyński, fig. 7.9, correspondant aux collisions les plus dissipatives). Sur la figure 8.4 nous avons présenté, pour les variables globales associées au paramètre d'impact (7.2), les distributions de chaque variable pour tous les événements, les événements complets (cf. § 7.1), et les événements de source unique.

Ce que nous observons surtout ici, c'est que les événements de source unique ne se distinguent pas des autres événements complets (dont la nature binaire a été clairement démontrée ci-dessus) en termes de «paramètres d'impact» si ce n'est que par l'exclusion de collisions un peu moins «centrales» que les autres (fig. 8.4.a–b, surtout e et f, et fig. 7.10). Hormis celles-là, les collisions qui mènent à la source unique ne produisent pas plus de fragments et/ou de particules légères⁽⁵⁾. En fait, elles ne correspondent pas non plus aux multiplicités de LCP ou de fragments les plus élevées⁽⁶⁾, et l'énergie transverse totale des LCP associée n'est pas plus importante.

L'énergie transverse **totale** se distingue des autres variables, et doit être traitée comme un cas à part. Elle, au contraire des autres, montre l'évolution «espérée», c'est-à-dire au moins si nous faisons confiance à ces variables comme des mesures du paramètre d'impact des collisions : les événements de source unique correspondent aux énergies transverses E_t les plus grandes, et donc aux «paramètres d'impact» les plus petits. Mais comme $E_t \approx E_{t12} + E_t(Z \geq 5)$, **l'énergie transverse totale augmente trivialement avec θ_{flot}** — il s'agit d'une auto-corrélation.

Il faut en conclure que

les événements de source unique ne sont qu'un sous-ensemble des collisions les plus centrales.

Comment pourrait-on arriver à isoler une telle classe d'événements à partir d'un critère de «centralité» ?

8.1.7 Caractéristiques des événements de source unique (II) – GSV

Regardons maintenant de la même façon les caractéristiques de forme des événements de source unique par rapport à tous les événements complets⁽⁷⁾. Nous avons inclu sur la figure 8.5 les variables E_{iso} et R_{iso} calculées par rapport à l'axe du faisceau (b et c). Pour les événements de source unique, remarquons que dans les deux cas la valeur la plus probable

⁵Rappelons que pour ces événements la dissipation est $\sim$ la même : cf. zones 2–4 de fig. 7.9.

⁶Il faut noter que si les événements de $\theta_{flot} \geq 70^\circ$ incluent probablement une faible proportion de collisions ne conduisant pas à la formation d'une source unique, ils n'incluent certainement pas non plus **tous** les événements de source unique (en supposant que la distribution des angles de flot pour ces événements soit isotrope, la sélection $\theta_{flot} \geq 70^\circ$ correspond $\sim$ au tiers de ceux-ci, car $\cos 70^\circ = 0.342$). Les distributions de la figure 8.4 ont été normalisées au nombre total d'événements enregistrés avec le trigger en multiplicité $M_{TRIG} > 8$. Il est clair que pour tous les IPS (sauf E_t – voir note) la seule différence entre les distributions «complets» et «source unique» pour les plus grandes valeurs de chaque variable est un facteur multiplicatif $\approx$ constante, qui dépend des nombres totaux d'événements inclus dans les deux échantillons.

⁷Les analyses en forme n'ayant aucun sens pour des événements incomplets nous ne présentons pas de distribution pour ceux-ci.

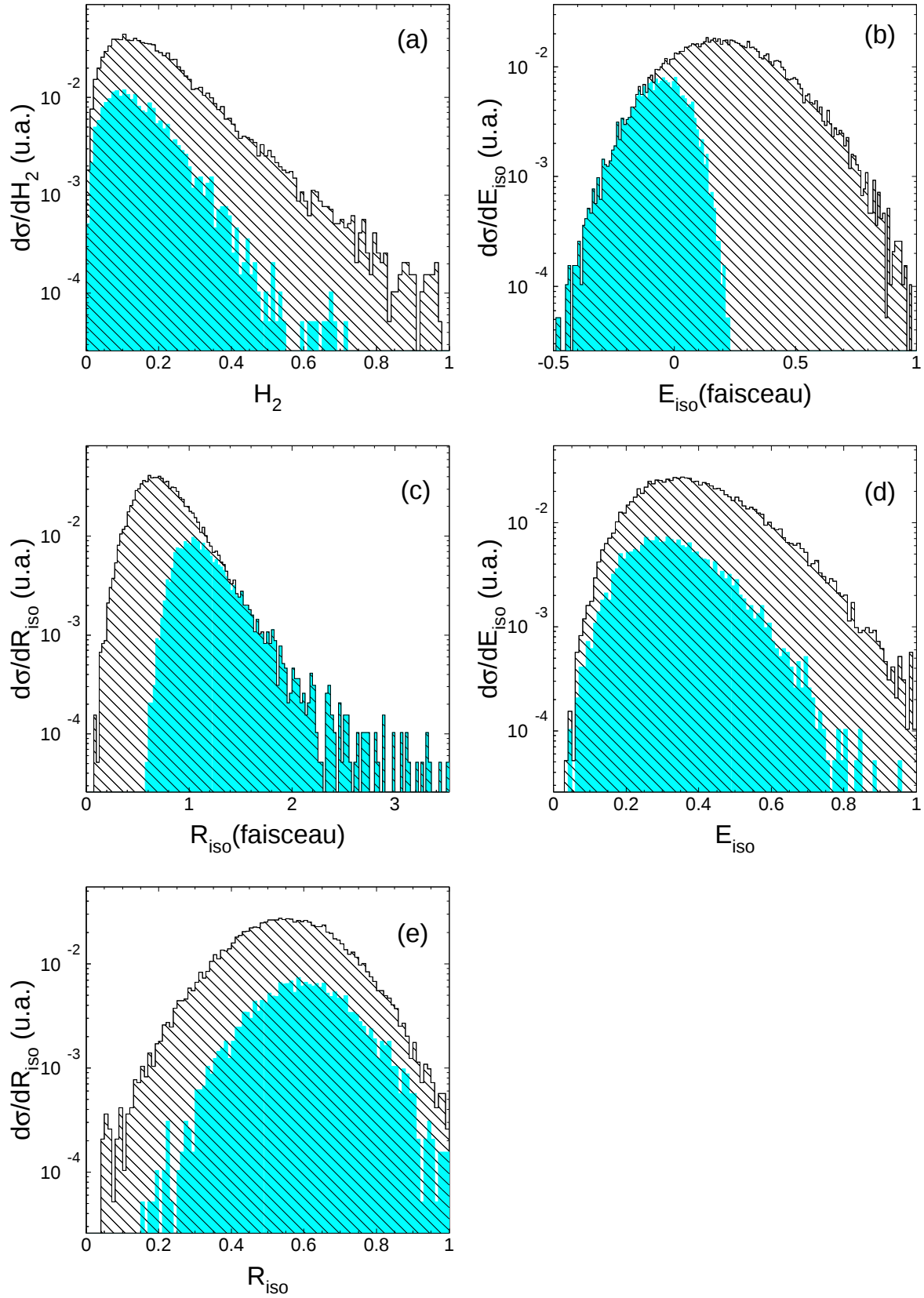


FIG. 8.5 – Distributions des GSV pour les événements complets (histogrammes hachurés) et les événements de source unique $\theta_{\text{flot}} \geq 70^\circ$ (histogrammes grisés).

est celle qui correspond à **l'isotropie parfaite**. Comme nous l'avons déjà signalé (7.3 et fig. A.4), il ne s'agit là que d'événements (anisotropes) ayant une orientation par rapport au faisceau telle que l'on retrouve les valeurs «magiques» de E_{iso} et de R_{iso} . Les événements de source unique se distinguent des autres événements complets (valeurs minimales de E_{iso} , valeurs maximales de R_{iso}), comme c'est le cas avec E_t , et pour la même raison : les deux variables sont trivialement corrélées avec l'angle de flot (7.3) et doivent donc être maniées avec un maximum de précaution (ou même pas du tout).

Nous avons vu (fig. 7.7.c) que la plus sensible des trois GSV est le rapport d'isotropie en impulsion, R_{iso} . Il montre (8.5.e) que les événements de source unique ont des formes très variées, et sont un peu plus isotropes en moyenne que l'ensemble des événements complets ⁽⁸⁾. Par contre,

les événements de source unique ne correspondent pas aux collisions les plus relaxées en forme : ils ne sont qu'un sous-ensemble des événements les plus isotropes.

Comment pourrait-on arriver à isoler une telle classe d'événements à partir d'un critère d'isotropie ?

8.1.8 Conclusions

Nous avons montré que parmi les événements complets, qui paraissent être homogènes en termes de «paramètres d'impact» (variables IPS), d'énergie dissipée, ou encore de relaxations en forme, nous pouvons isoler une classe de réactions bien définie dont la mémoire de la voie d'entrée est minimale. Les caractéristiques cinématiques des fragments produits dans ces réactions sont compatibles avec une émission simultanée à partir d'une «source unique» aux alentours de la vitesse du CM, et donc composée de la presque totalité des nucléons du projectile et de la cible.

La section efficace mesurée correspondant à ces événements est de 2.6 mb. En supposant que les réactions de source unique peuplent de façon isotrope les angles de flot, cet échantillon (supposé être pur) correspond à 34% du nombre total d'événements de ce type. Nous estimons donc que **la section efficace totale des événements de source unique est ≈ 7.5 mb**. Cette estimation n'inclut aucune correction pour l'efficacité de détection de tels événements. Nous verrons au IV § 11 comment on peut estimer ce facteur.

	Nb. d'événements	Section Efficace (mb)
Événements complets	33 846	93.0 (1.49%)
Source unique ($\theta_{flot} \geq 70^\circ$)	931	2.6 (0.04%)
Source unique ($0 \leq \theta_{flot} \leq 90^\circ$) ⁽⁹⁾	–	7.5 (0.12%)

TAB. 8.1 – Tableau résumant les chiffres pour les nombres totaux d'événements et les sections efficaces concernés par les événements complets et de source unique. Les chiffres entre parenthèses donnent les pourcentages par rapport à la section efficace de réaction estimée, 6.26 barn. Pour les événements de source unique seules des particules bien identifiées ont été prise en compte.

⁸Rappelons que, en toute rigueur, cette comparaison ne devrait se faire que pour des événements de la même multiplicité de fragments (Annexe A.2). Cependant la multiplicité moyenne de fragments peut être considérée comme étant constante dans toute la «branche horizontale» du diagramme de Wilczyński (fig. 8.3). Voir fig. 8.1.b pour une comparaison rigoureuse.

Bien que la méthode utilisée pour isoler les événements de source unique (discrimination selon la disparition de mémoire de la voie d'entrée, mesurée par θ_{flot}) ne soit pas nouvelle (voir par exemple [LEC96, MAR97]), elle suscite encore quelques controverses. Nous avons vu que, par rapport aux IPS ou aux variables de forme utilisées plus couramment pour trier les collisions entre ions lourds aux énergies intermédiaires, nous trouvons des résultats qui sont difficilement conciliables avec l'approche habituelle. D'ailleurs, il est toujours préférable de pouvoir arriver au même résultat en utilisant plusieurs méthodes différentes. Regardons donc les résultats de sélections utilisant les IPS ou les variables (simples) de forme. Peut-on isoler les événements de source unique en utilisant une coupure en paramètre d'impact estimé ou en isotropie ?

8.2 Collisions les plus centrales

Essayons donc d'isoler une classe d'événements de source unique en ne considérant que les collisions «les plus centrales» (fig. 8.6). Nous avons défini 4 sélections basées sur les variables IPS, correspondant aux valeurs les plus élevées de celles-ci (cf. fig 8.4), qui sont présentées sur la figure 8.6. Les sélections pratiquées correspondent à ne retenir que les valeurs les plus extrêmes de chaque variable dans la limite de la statistique disponible. Nous présentons pour chaque sélection la distribution des angles de flot des événements retenus, les distributions des angles relatifs entre fragments⁽¹⁰⁾, et les corrélations charge-vitesse des fragments. Afin de voir plus en détails les effets de la sélection par rapport aux événements complets, nous avons encore *sub-divisé* les événements sélectionnés par chaque coupure IPS en fonction de leurs angles de flot.

8.2.1 Multiplicités totale et de LCP, et énergie transverse totale des LCP

Les distributions des angles de flot des événements retenus sont fortement anisotropes et piquées aux angles les plus petits ($\cos \theta_{flot} = 1$)⁽¹¹⁾ : ils sont donc encore dominés (comme les événements complets) par des réactions gardant une forte mémoire de la collision. La nature «binaire» de l'émission des fragments pour ces événements n'est plus à démontrer. Pourtant, comme les événements sélectionnés constituent un sous-ensemble différent des événements complets dans chaque cas, nous avons tenu à vérifier de plus près leur nature.

En redivisant encore les événements sélectionnés en deux sous-ensembles ($\theta_{flot} < 60^\circ$ et $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ ⁽¹²⁾), nous avons d'abord regardé les corrélations angulaires entre fragments comparées à celles des événements de source unique. Si la forme en 'U', caractéristique de l'émission binaire, est clairement visible pour les événements de petit θ_{flot} isolés par E_{t12} (colonne (d)), elle l'est un peu moins pour N_C et N_{LCP} : rappelons que les distributions de θ_{rel} évoluent beaucoup entre $\theta_{flot} = 0^\circ$ et $\theta_{flot} = 60^\circ$ (fig. 8.1(c)–(e)), et qu'ici nous avons donc mélangé beaucoup de réactions différentes, ce qui peut rapidement rendre insensible aux sélections les distributions de θ_{rel} , θ_{cm} , Z , ...

¹⁰Relatives à celle obtenue pour les événements de source unique sélectionnés avec $\theta_{flot} \geq 70^\circ$.

¹¹Sauf pour E_t .

¹²La valeur de $\theta_{flot} = 60^\circ$ a été utilisée parce que la distribution des angles relatifs entre fragments n'évolue plus à partir de 60° , cf. fig. 8.1.g

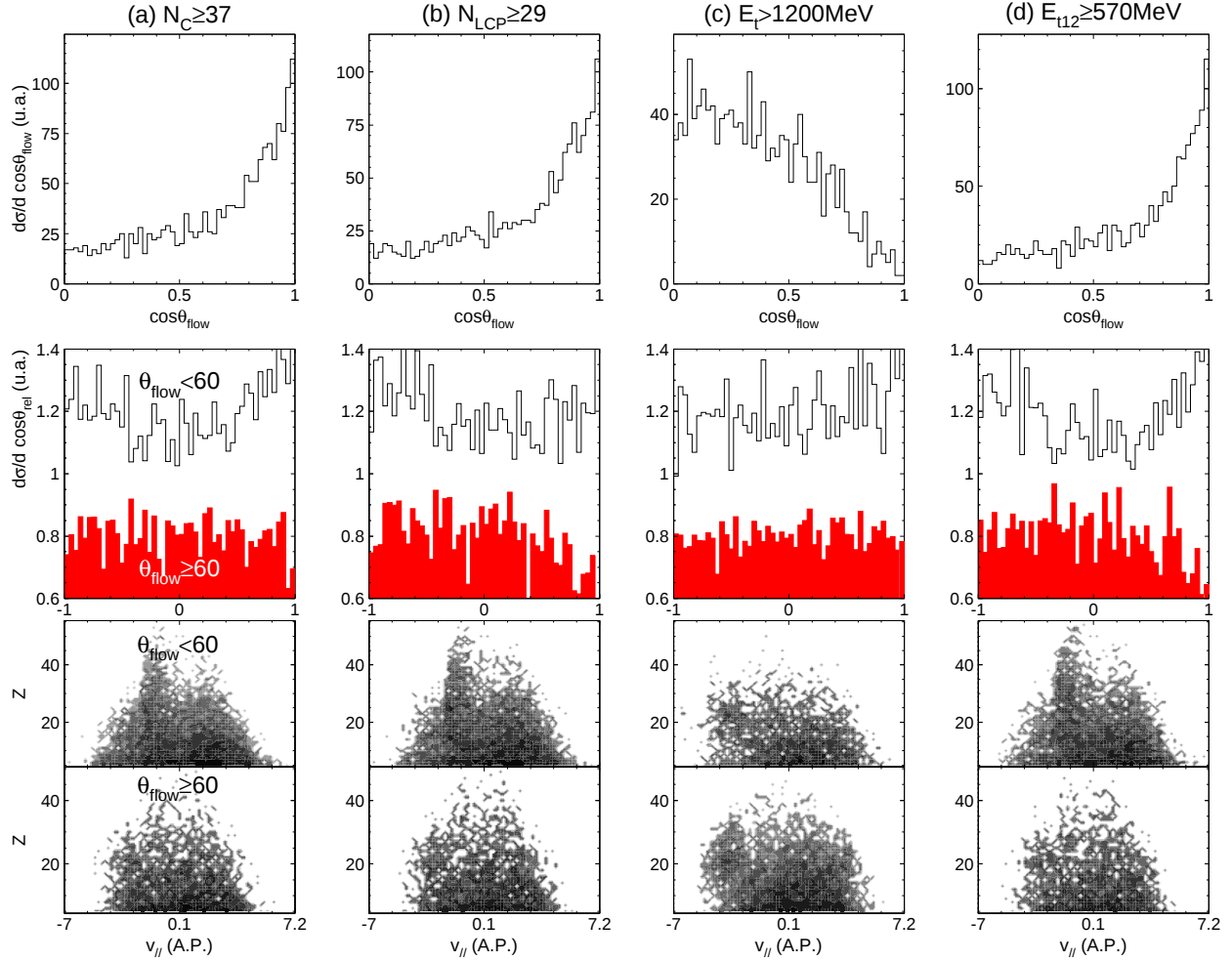


FIG. 8.6 – Dans chaque colonne (a)–(d) pour la sélection des événements complets indiquée : (i) distribution de $\cos \theta_{flow}$; (ii) distributions des angles relatifs entre fragments, normalisées à celle des événements de source unique ($\theta_{flow} \geq 70^\circ$), pour les petits et les grands angles de flot ; (iii) corrélations Z -vitesse parallèle à l'axe principal (A.P.) de l'événement.

Pour les grands angles de flot ($\theta_{flow} \geq 60^\circ$) les distributions d'angles relatifs sont compatibles avec la source unique pour toutes les sélections (colonnes (a)–(d)). Comme nous avons déjà montré que les événements $\theta_{flow} \geq 70^\circ$ constituent une classe homogène de réactions, il est normal que les sélections supplémentaires sur le nombre de LCP, sur l'énergie transverse, etc., n'ait aucun effet sur les caractéristiques de ces événements.

Si nous regardons maintenant les corrélations Z -vitesse des fragments il n'y a plus d'ambiguïté aux angles de flot en-dessous de 60° : la présence de QP et de QC ressort aussi clairement ici que pour les événements complets avec $\theta_{flow} < 30^\circ$ (fig. 8.1(g)).

8.2.2 Énergie transverse totale

L'énergie transverse totale échappe encore une fois à la règle, à cause de sa corrélation avec l'angle de flot. La distribution de $\cos \theta_{flow}$ obtenue avec cette sélection est complètement différente de celles correspondant aux autres IPS. L'effet de demander des grandes E_t est de

favoriser les grands θ_{flot} ⁽¹³⁾. La distribution varie approximativement comme $1 - \cos^2 \theta_{flot}$: si l'on considère les événements comme un flot d'énergie uniquement dirigé suivant l'axe principal (ce qui, d'après l'annexe A.2, est une assez bonne approximation en moyenne quelle que soit la nature de l'événement pour les multiplicités de fragments considérées), alors l'énergie transverse totale est donnée par $E_t \approx E_{tot} \sin^2 \theta_{flot} = E_{tot}(1 - \cos^2 \theta_{flot})$.

Les événements sélectionnés semblent compatibles avec une source unique quel que soit leur angle de flot, que nous regardions les angles relatifs ou les corrélations Z -vitesse des fragments. Rappelons que nous nous attendons à ce qu'il y ait **autant** d'événements de source unique en-dessous de 70° qu'en-dessus, et donc le fait que nous puissions trouver des événements de ce type pour $\theta_{flot} < 70^\circ$ n'est pas surprenant⁽¹⁴⁾. Par contre, comme le montre la distribution de θ_{flot} de 8.6(c), les événements sélectionnés ne sont qu'un sous-ensemble des événements de source unique, correspondant à approximativement la moitié des événements de $\theta_{flot} \geq 70^\circ$ et à $\lesssim 25\%$ aux angles plus petits (s'il s'agit bien ici d'événements de source unique). Disons alors que **la sélection des E_t les plus élevées est au mieux équivalente à la sélection des angles de flot les plus grands**.

Cependant,

quand nous sélectionnons les «collisions les plus centrales» avec N_C , N_{LCP} , ou E_{t12} , nous n'isolons pas une seule classe de réactions mais un mélange tout à fait semblable aux événements complets : des événements «binaires» aux petits angles de flot, des événements de source unique pour $\theta_{flot} \geq 70^\circ$.

Est-ce que nous pouvons comprendre l'échec apparent des méthodes de sélection basées sur les paramètres d'impact calculés des réactions ?

8.2.3 Fluctuations dans la voie d'entrée et paramètres d'impact des réactions

L'expression (éq. 7.9) est exacte ($b_{est} = b$) s'il existe une relation biunivoque entre Φ et b (corrélation sans dispersion). Cette hypothèse était correcte dans le cadre des collisions relativistes, $E_{inc} \gg 100$ MeV/u, où le champ moyen ne joue plus aucun rôle par rapport aux collisions nucléon-nucléon. Dans ce cas les caractéristiques des réactions sont déterminées de façon géométrique par le paramètre d'impact («boule de feu», modèle participant-spectateur. Voir par exemple [BOR90]). La formation d'une «source unique» ne serait alors possible que pour des paramètres d'impact très près de $b = 0$ fm (taille des spectateurs négligeable).

Dans cet esprit, on emploie souvent aux énergies $E_{inc} < 100$ MeV/u une hypothèse dite de «sharp cut-off» qui consiste à considérer que toutes les collisions de paramètre d'impact inférieur à une certaine valeur (déterminée par la masse et la charge du projectile et de la cible et par l'énergie de bombardement) conduisent à la fusion (F) ou à la fusion incomplète (FI)⁽¹⁵⁾, tandis que pour les autres paramètres d'impact on observe uniquement des collisions profondément inélastiques (DIC) (voir figure 8.7).

¹³Remarquons aussi que la figure 8.4 montre qu'aux énergies $E_t > 1200$ MeV il n'y a presque plus que les événements pour lesquels $\theta_{flot} \geq 70^\circ$ qui contribuent.

¹⁴Comment peut-on trouver des événements avec des grandes énergies transverses mais des petits angles de flot ? Il doit s'agir d'événements avec **globalement** des énergies plus grandes que la moyenne, mais dont l'énergie longitudinale totale est comparable à leur énergie transverse.

¹⁵Pour des énergies incidentes supérieures à la barrière de fusion des deux noyaux.

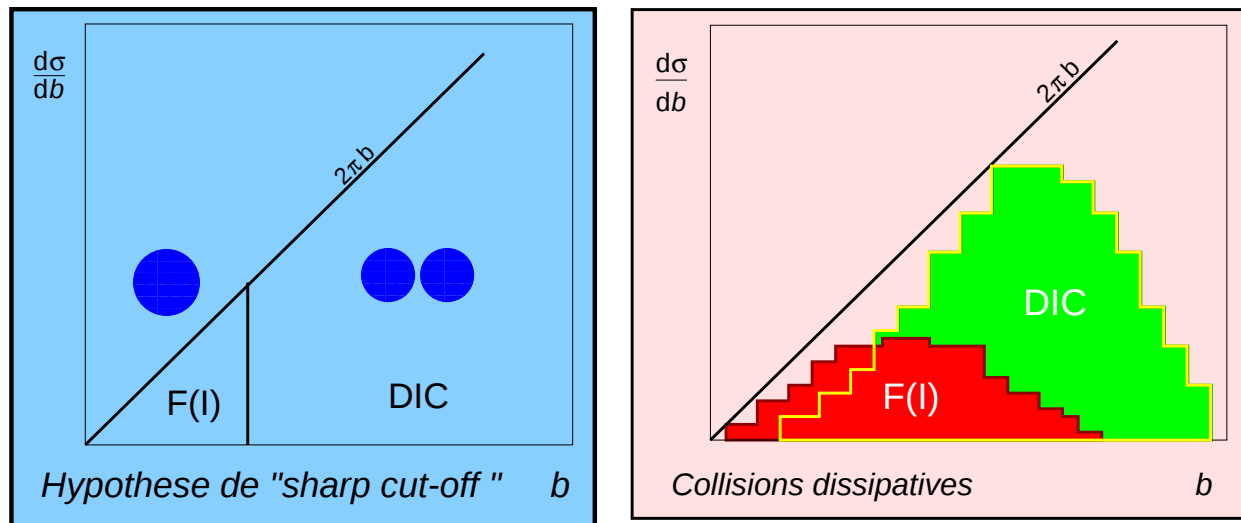


FIG. 8.7 – Vue schématique de l'hypothèse de «sharp cut-off» et du mélange en paramètre d'impact des réactions de «fusion» (F ou FI) avec les collisions profondément inélastiques (DIC) résultant des fluctuations dans la voie d'entrée.

Afin de tenir compte des collisions dissipatives (DIC) observées à basse énergie ($E_{inc} < 10$ MeV/u) on a introduit, dans des modèles à trajectoires classiques⁽¹⁶⁾, le concept de **friction nucléaire** (voir par exemple [FRO98] et références) pour décrire des réactions mettant en jeu un (trop) grand nombre de degrés de liberté microscopiques⁽¹⁷⁾. Le théorème de fluctuation-dissipation [NGO95] nous dit alors que, comme dans toute situation physique décrite par un tel couplage entre les degrés de liberté microscopiques et «macroscopiques» (ici les deux noyaux qui participent à la collision), l'évolution des systèmes considérés possède un caractère **stochastique**.

La conséquence pour les collisions noyau–noyau en-dessous de ~ 100 MeV/u est que

les mécanismes de réaction ne sont déterminés qu'en valeur moyenne par le paramètre d'impact.

En-dessous des énergies de Fermi la «source» de cette stochasticité peut être considérée comme étant les échanges de nucléons entre les deux noyaux en interaction [BOR90]. Aux énergies de Fermi les collisions nucléon–nucléon, qui sont de nature stochastique, commencent, elles aussi, à jouer un rôle. Donc les événements de «fusion» que nous cherchons ne seront pas bien définis en termes du paramètre d'impact seul (fig. 8.7).

8.2.4 Influence des fluctuations sur l'estimation du paramètre d'impact à partir de IPS

Il est possible d'étudier l'effet des fluctuations sur la relation de b avec les mécanismes de réaction et sur l'estimation du paramètre d'impact (éq. 7.9) en se servant de modèles théoriques des collisions autour de l'énergie de Fermi (voir par exemple [PET90]). Nous allons

¹⁶Rappelons que le concept du paramètre d'impact des collisions n'a de sens que dans le contexte de trajectoires classiques des noyaux.

¹⁷C'est-à-dire ceux des nucléons qui sont négligés au profit de la description du comportement «macroscopique» des deux noyaux.

présenter un modèle très simple qui permet d'illustrer schématiquement l'effet de considérer non pas une relation biunivoque entre la variable globale Φ et b mais une corrélation avec dispersion.

Nous calculons, pour chaque paramètre d'impact b , le volume de recouvrement géométrique du projectile avec la cible, V_{geo} (aux énergies relativistes, ce volume correspondrait à la zone «participant» — il serait proportionnel au nombre de nucléons qui participent à la collision). Puis nous supposons que Φ est une variable globale qui varie linéairement avec ce volume,

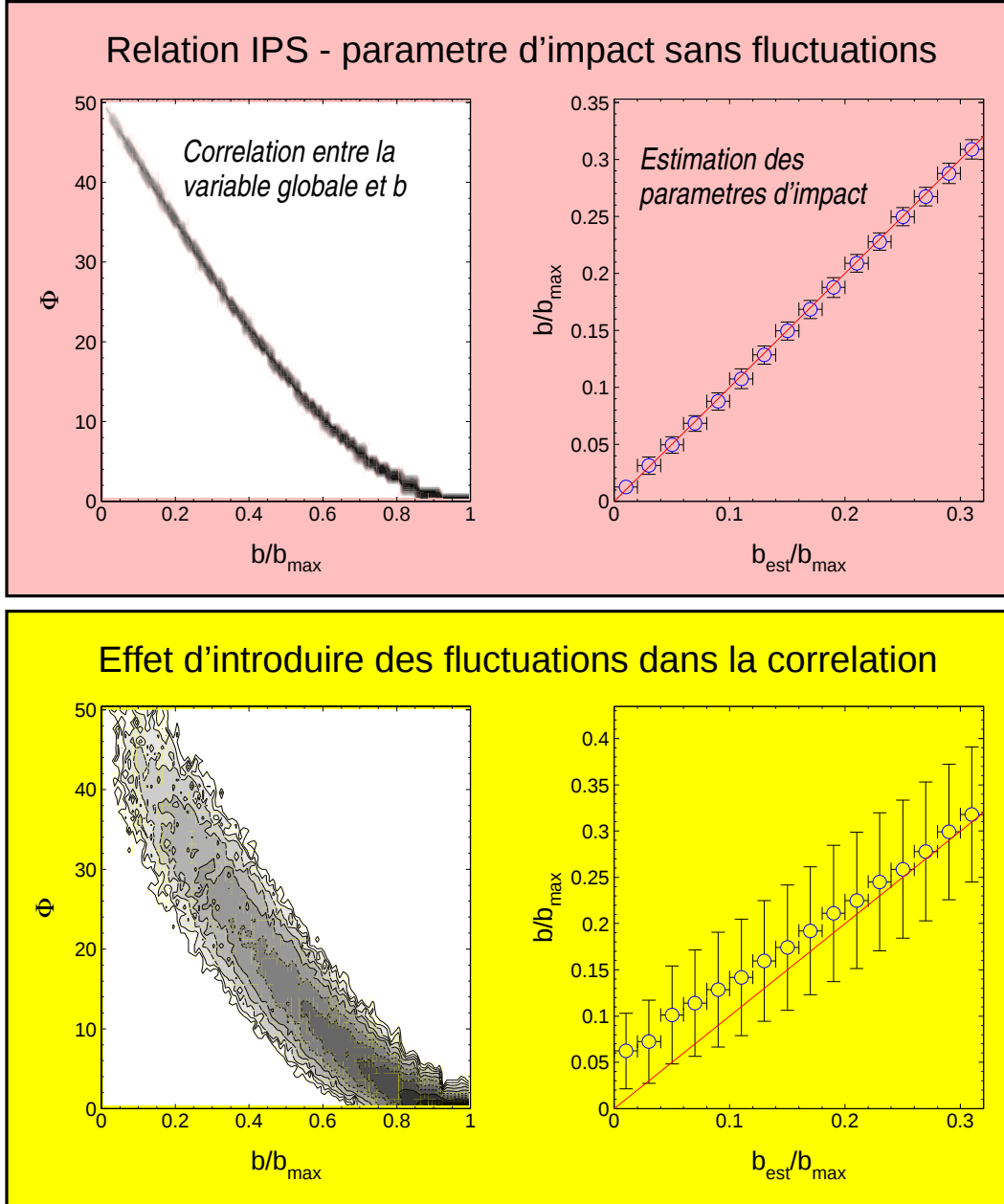


FIG. 8.8 – Illustration de l'effet sur la sélection en paramètres d'impact estimés à partir de (7.9), b_{est} , des fluctuations dans la corrélation entre la variable IPS Φ et b . Colonne de gauche : corrélations entre Φ et le paramètre d'impact réduit b/b_{max} . Les niveaux (logarithmiques) représentent la section efficace $d^2\sigma/dbd\Phi$. Colonne de droite : valeurs moyennes et écarts types des paramètres d'impact réduits correspondant à chaque valeur de b_{est} . La ligne continue correspond à $b_{\text{est}} = b$.

$$\Phi \propto V_{\text{geo}}. \quad (8.1)$$

Φ augmente avec la centralité des collisions. Dans le cas sans dispersion (figure 8.8, en haut) nous voyons bien que le paramètre d'impact estimé est égal à b pour toutes les collisions (les petites déviations pour les collisions les plus périphériques sont dues à la saturation de V_{geo} , et donc de Φ , pour $b \sim b_{\text{max}}$).

Ensuite, nous avons pris (8.1) comme la **valeur moyenne** d'une distribution de Φ pour laquelle nous avons supposé une forme **poissonienne** i.e. la variance de la distribution est égale à sa valeur moyenne. De cette façon plus les «collisions» sont dissipatives (i.e. plus $\langle\Phi\rangle$ est grand) plus les fluctuations sont importantes.

$$\frac{dN}{d\Phi_b} \sim \frac{\langle\Phi_b\rangle^{\Phi_b}}{\Phi_b!} e^{-\langle\Phi_b\rangle} \quad (8.2)$$

où $\langle\Phi_b\rangle$ est la valeur moyenne pour un paramètre d'impact b . Physiquement cela correspond à un nombre d'échanges de nucléons ou de collisions nucléon–nucléon plus élevé. Comme ces processus peuvent être considérés comme des processus stochastiques indépendants (cf. problèmes de marche aléatoire) leurs effets *nets* sur les variables macroscopiques (dissipation, multiplicités, énergies transverses totales etc.) suivent une loi de Poisson [CHO94b, NGO95, AYI88].

L'effet sur la corrélation entre Φ et b est frappant (figure 8.8, en bas à gauche) — elle ressemble toute de suite à une corrélation beaucoup plus «physique» ! Quant aux paramètres d'impact estimés (figure 8.8, en bas à droite, et fig. 8.9), nous pouvons constater deux choses :

- (i) *la dispersion de la corrélation Φ – b se traduit par une incertitude dans l'estimation du paramètre d'impact : chaque valeur de b_{est} correspond à son tour à une **distribution de valeurs de b** ;*
- (ii) *si $b_{\text{est}} = b$ en moyenne pour la plupart de la section efficace, il est clair que pour les collisions les plus centrales ($b < 0.3b_{\text{max}}$), (7.9) correspond à une **sous-estimation du paramètre d'impact moyen**.*

Signalons que nous avons pris pour cette démonstration deux noyaux de taille égale : dans le cas contraire (système asymétrique), V_{geo} sature à sa valeur maximale avant $b = 0$ (occultation totale du noyau le plus petit) et la sous-estimation des paramètres d'impact les plus petits apparaît même avant d'introduire une dispersion.

La figure 8.9 montre les distributions en paramètre d'impact correspondant à des tranches en b_{est} .

Elle constitue une véritable mise en garde pour qui croirait sélectionner «proprement» des collisions avec des paramètres d'impact bien définis par cette méthode.

Nous pouvons constater d'abord les **largeurs** des distributions, qui montre que *les collisions sélectionnées avec b_{est} représentent un mélange de beaucoup de paramètres d'impact différents.*

Plus inquiétant encore est le fait que les collisions sélectionnées pour la tranche la plus centrale ne sont en fait qu'un **sous-ensemble** des collisions appartenant à la tranche voisine. Tout comme les valeurs moyennes montrées sur la figure précédente, ceci implique qu'il y a *une limite à la centralité des collisions que l'on peut isoler avec cette méthode.*

On aura beau réduire la valeur supérieure de la première tranche en b_{est} (c'est-à-dire, ne retenir que les événements ayant des valeurs de plus en plus grandes de Φ), on sélectionnera toujours des événements dans le même domaine en paramètre d'impact.

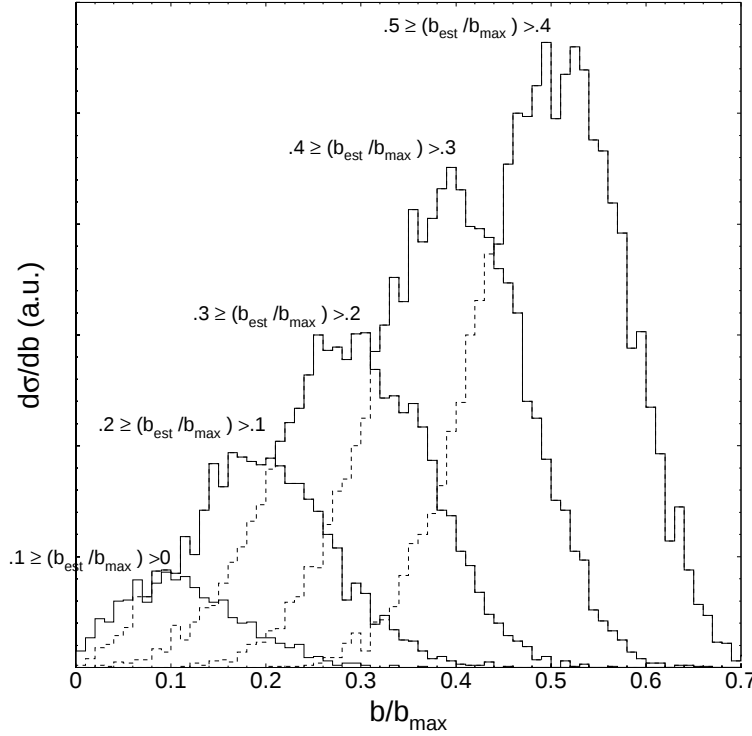


FIG. 8.9 – Distributions en paramètre d'impact réduit $b/b_{\max}$ obtenues pour des tranches en b_{est} de largeur $0.1b_{\max}$.

8.2.5 Conclusions

Nous pouvons résumer ainsi les approches basées sur le paramètre d'impact (IPS) :

1. Aux énergies considérées (et en fait pour toutes les énergies où le champ moyen joue encore un rôle) les différents mécanismes de réaction sont mal définis en termes du paramètre d'impact à cause des fluctuations dans la voie d'entrée.
2. Pour la même raison l'estimation du paramètre d'impact avec une variable globale du type IPS est rendue très approximative.
3. Nous ne sélectionnons pas forcément des collisions toujours plus centrales en s'astreignant à des valeurs de plus en plus extrêmes de la variable IPS.

Nous comprenons donc qualitativement que des réactions à source unique peuvent exister pour des petits paramètres d'impact mais être toujours mélangées avec des événements de natures différentes quand on essaye de les isoler avec une variable telle que N_C , N_{LCP} , ou E_{t12} . D'ailleurs, expérimentalement, il apparaît que les événements complets eux-mêmes correspondent à des collisions très centrales, et nous pouvons comprendre (conclusion 3) pourquoi, quand nous essayons de sélectionner des domaines de plus en plus petits en paramètre d'impact dans ces événements, l'effet semble négligeable.

La faible probabilité de bien estimer le paramètre d'impact, couplé au fait que ce dernier n'est vraisemblablement pas un bon critère pour les événements que nous recherchons, nous amène ainsi à abandonner une approche basée sur les IPS.

Signalons toutefois que nos conclusions restent du domaine du *qualitatif* : pour aller plus loin il faudrait un modèle capable de prédire correctement la corrélation physique entre chaque IPS et b et l'importance des fluctuations induites par les collisions nucléon-nucléon. Dans ce cas encore, la véracité des conclusions dépendrait de la qualité du modèle employé. Plus généralement, nous devons garder à l'esprit l'idée suivante qui est valable non seulement pour le cas des IPS mais aussi pour toutes les sélections que l'on peut pratiquer sur nos données :

les fluctuations inhérentes aux collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi constituent une perte d'information importante sur le mécanisme de réaction pour toutes les variables susceptibles de servir pour la sélection des événements. La conséquence directe de cette perte est que toutes les sélections mélangent des événements de classes différentes — nous ne pouvons qu'essayer de réduire ce mélange au minimum.

8.3 Événements les plus relaxés en forme

Nous avons vu que les événements de source unique sont impossibles à isoler à partir des sélections basées sur une estimation du paramètre d'impact des collisions. Essayons donc de ne garder que les événements les plus isotropes (dans l'espace des impulsions ou des énergies des fragments) et regardons leurs caractéristiques (fig. 8.10.a–c). Encore une fois les sélections pratiquées consistent à ne retenir que les valeurs les plus extrêmes de chaque variable dans la limite de la statistique disponible.

Remarquons tout d'abord que pour les trois GSV considérées (deuxième moment de Fox et les deux rapports d'isotropie calculés par rapport à l'axe principal de l'événement) les distributions des angles de flot ne sont pas isotropes : **les événements les plus isotropes ne peuvent donc pas tous être des événements de source unique**⁽¹⁸⁾. Toutefois, l'émission des fragments à partir de QP et de QC aux petits angles de flot ne ressort clairement ni de leurs angles relatifs ni de leurs corrélations Z -vitesse. En outre les corrélations angulaires sont difficilement interprétables à première vue, n'étant compatibles ni avec l'émission d'une source unique ni avec celle de QP et de QC.

Cependant, comme H_2 contient un terme en $\cos^2 \theta_{\text{rel}}$, il est normal que le rejet des grandes valeurs de cette variable favorise les événements pour lesquels le plus grand nombre des angles relatifs entre fragments soit autour de 90° . Il est quand même surprenant de voir que les coupures en E_{iso} et en R_{iso} aient un effet semblable, car pour ces variables une telle corrélation avec les angles relatifs n'est pas aussi facile à mettre en évidence. Les corrélations angulaires pour les trois variables de sélection ont la même forme pour $\theta_{\text{flot}} < 60^\circ$ et $\theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$.

Si maintenant nous regardons les corrélations Z -vitesse pour les angles de flot inférieurs à 60° , nous voyons une (faible) présence de résidus lourds QC dans le cas des événements sélectionnés avec E_{iso} , tandis que dans les deux autres cas les sélections favorisent des événements où les fragments les plus lourds se trouvent $\approx$ au repos dans le centre de masse (surtout dans le cas de R_{iso} , qui a le même effet aussi pour les $\theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$). Ici nous voyons **l'importance de la distribution de l'angle de flot** qui nous montre immédiatement qu'il ne peut s'agir d'un échantillon d'événements de source unique seuls ou même majoritaires, tandis que le mélange d'événements en-dessous de $\theta_{\text{flot}} = 60^\circ$ fait que les corrélations Z -vitesse des

¹⁸A moins que cette source ait un moment angulaire intrinsèque considérable, cf. IV § 11.

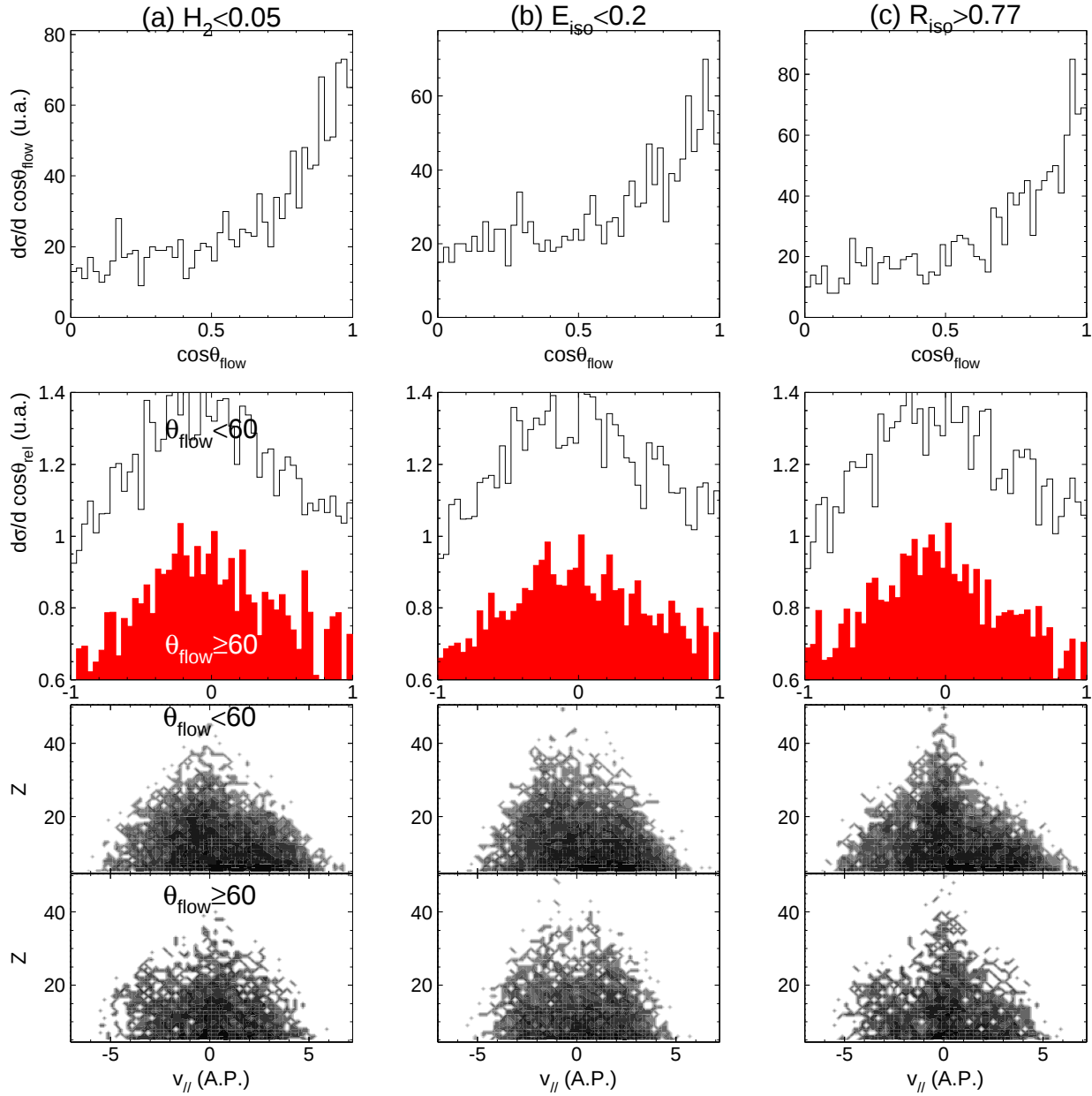


FIG. 8.10 – Distributions de l'angle de flot, des angles relatifs entre fragments (normalisées à la distribution pour les événements de source unique), et les corrélations Z -vitesse parallèle à l'axe principal de l'événement (A.P.), pour les sélections indiquées ; chaque coupure correspond aux derniers ~ 1500 événements de la distribution.

fragments apparaissent comme compatibles avec l'émission d'une source unique, bien qu'elles soient différentes de celles de la figure 8.1.h.

En conclusion,

les événements les plus isotropes sont, encore une fois, un mélange de sources uniques et d'autres réactions ; en outre pour $\theta_{\text{flot}} \geq 70^\circ$ nous isolons un sous-échantillon des événements de source unique avec une topologie bien particulière.

Pourquoi les événements les plus relaxés en forme ne sont-ils pas simplement les événements de source unique ?

8.3.1 Sensibilité des GSV aux conditions spatio-temporelles d'émission des fragments

Comme nous l'expliquons dans l'annexe A.2, la forme des événements reflète assez mal le mécanisme d'émission des fragments à cause des faibles multiplicités de ces derniers. D'ailleurs, plus l'émission devient isotrope (deux sources de plus en plus relaxées en vitesse), plus le mécanisme est mal représenté par la forme. On peut donc se demander si la forme des événements évolue de façon continue avec le degré de relaxation des émetteurs pour atteindre son isotropie maximale quand il n'y a plus qu'une seule source, où si elle arrive à ce maximum avant que les émetteurs soient complètement relaxés [FRA97].

Pour essayer de répondre à cette question, nous avons utilisé le générateur d'événements SIMON (voir Ann. B et IV § 11) pour étudier la compétition entre la focalisation cinématique des fragments due à la vitesse initiale des deux sources (qui favorise des formes allongées) et la répulsion coulombienne (qui favorise, pour un nombre de fragments donné, leur répartition la plus isotrope possible), en fonction du degrés de dissipation des collisions. Les détails de ces simulations peuvent être trouvés dans [FRA97].

Les distributions des GSV obtenues sont présentées sur la figure 8.11. La dissipation E^*/E_{CM} y est reportée pour chaque cas simulé par rapport à celle correspondant à la formation d'une source unique (relaxation totale de la vitesse relative initiale des deux noyaux). Nous y voyons que quelque part entre 72% et 93% de la relaxation totale,

*l'évolution de la forme des événements s'arrête, et il n'y a plus de différence observable avec la forme des événements de source unique, **bien qu'il y ait encore deux émetteurs**⁽¹⁹⁾.*

Nous pouvons donc comprendre pourquoi les événements complets, qui correspondent presque tous à des collisions pour lesquelles une grande partie de l'énergie du faisceau a été dissipée (fig. 7.9), ont $\approx$ exactement les mêmes formes qu'ils soient de source unique ($\theta_{flot} \geq 70^\circ$) ou autre ($\theta_{flot} < 70^\circ$). D'ailleurs, nous n'observons de formes particulières (moins isotropes) que pour des événements aux petits angles de flot – et c'est justement là où se trouvent les quelques collisions qui sont moins dissipatives que les autres.

Avec les mêmes simulations, nous pouvons aussi étudier la réponse de la distribution des angles de flot à des émetteurs de plus en plus relaxés (figure 8.12). Cependant cette étude reste plus qualitative pour θ_{flot} que pour la forme des événements, car sans effectuer une simulation complète des collisions nous ne connaissons pas l'angle que fait l'axe de séparation des deux émetteurs par rapport au faisceau en fonction de la dissipation. Normalement, cette direction doit déterminer en grande partie la valeur de θ_{flot} pour chaque événement (voir 7.3)⁽²⁰⁾. Nous avons donc imposé une direction fixe pour tous les cas (10° par rapport à la direction du

¹⁹Rappelons quand même qu'il s'agit ici de tester la réponse de la forme des événements dans le pire des cas : quelle que soit la vitesse initiale des deux émetteurs dans ces simulations, ils sont toujours placés, déjà fragmentés, au contact suivant la formule de goutte liquide pour leurs rayons à **densité normale**, bien que le volume de chaque «source» une fois les fragments placés soit tel qu'il implique une densité de l'ordre de $\rho_0/6$. Les deux «sources» sont donc en recouvrement partiel au début du calcul, et ressemblent quelque peu à une seule source déformée. D'ailleurs, dans le cas d'une émission à partir de deux sources principales, il est peut-être plus probable que les émetteurs soient séparés dans l'espace avant de fragmenter, comme il a été observé expérimentalement pour des collisions de $^{208}\text{Pb}(29\text{ MeV/u}) + ^{197}\text{Au}$ [DUR95a].

²⁰Les GSV que nous avons testés étant toutes les trois indépendantes de l'angle de flot, le fait de ne pas connaître sa valeur n'est pas gênant.

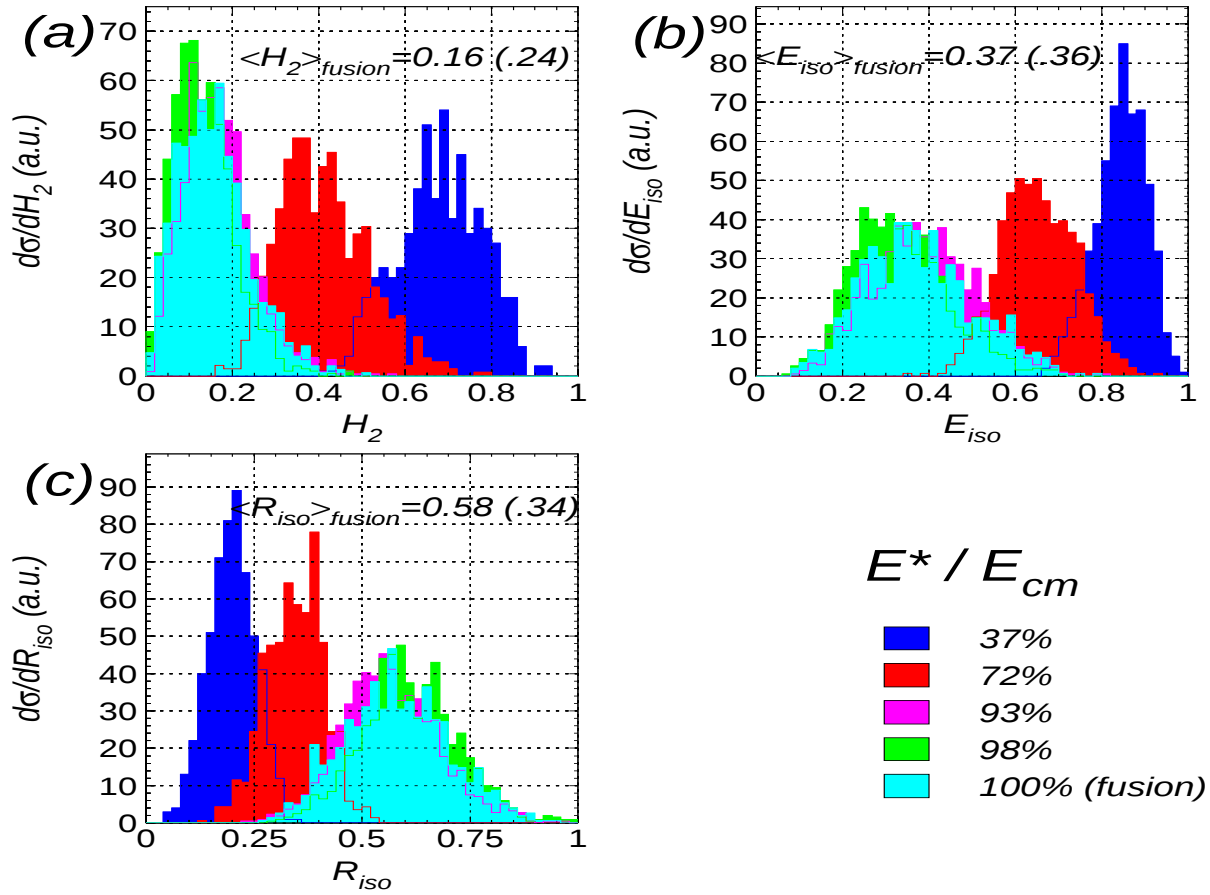


FIG. 8.11 – Distributions des GSV obtenues avec le générateur d'événements SIMON, après traitement par un programme qui simule la réponse de *INDRA*, pour une émission de fragments à partir de deux sources de plus en plus relaxées en vitesse initiale ($E^*/E_{CM} < 100\%$) et pour l'émission d'une source de «fusion» (source unique – $E^*/E_{CM} = 100\%$), pour le système $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$. Tous les événements correspondent à une multiplicité de fragments $N_f = 6$. Les valeurs moyennes (variances) de chaque variable sont données pour la source unique.

faisceau), afin de voir si la relaxation des deux sources peut faire disparaître le lien entre θ_{flot} et cette direction initiale.

Comme le montre la figure 8.12,

la distribution des angles de flot ne devient isotrope⁽²¹⁾ que dans le cas d'une émission de source unique.

Tant qu'il y a deux émetteurs la largeur de la distribution de θ_{flot} augmente avec leur relaxation en vitesse, mais la valeur moyenne de l'angle de flot reste assez proche de la direction initiale.

Cette figure nous aide à comprendre pourquoi les événements de source unique apparaissent et deviennent dominants quand on regarde des angles de flot de plus en plus élevés, si nous supposons que les collisions profondément élastiques⁽²²⁾ sont assez focalisées autour de la direction du faisceau. D'ailleurs elle montre que de grands angles de flot peuvent être atteints

²¹Ici représenté par une distribution en $\sin \theta_{flot}$.

²²Réactions menant à un QP et à une QC excités dans la voie de sortie.

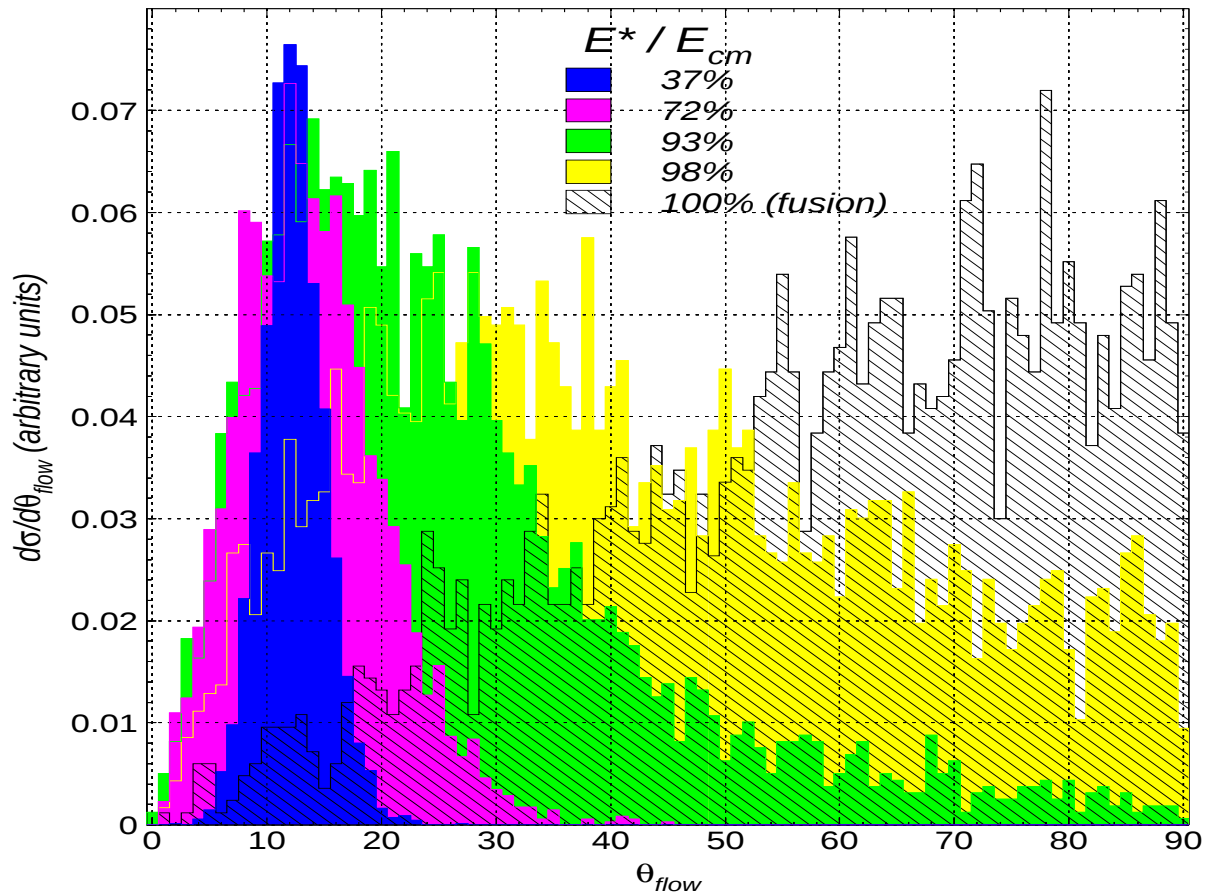


FIG. 8.12 – Distributions de l'angle de flot θ_{flot} obtenues pour les mêmes simulations que 8.11. Dans tous les cas l'axe des deux émetteurs faisait un angle initial de 10° avec la direction du faisceau. La normalisation relative des différents histogrammes est arbitraire.

sans que le système ait vraiment tourné (pour une direction de re-séparation donnée, la valeur moyenne de θ_{flot} augmente avec le degré de relaxation des collisions ; pour les collisions très dissipatives tous les angles de flot sont accessibles – mais pas de façon isotrope – pour une direction initiale fixe et proche du faisceau). Ainsi les «diagrammes de Wilczyński» pour les collisions profondément inélastiques aux énergies intermédiaires (cf. figure 7.9), qui montrent une «branche horizontale» pour les collisions les plus dissipatives, ne constituent pas une preuve suffisante de l'«orbiting» du système [WIL73].

Chapitre 9

Conclusions

Dans cette partie nous avons montré que les collisions les plus dissipatives de $^{155}\text{Gd}(36\text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$ sont dominées par des réactions semblables aux collisions profondément inélastiques connues à basse énergie, où les caractéristiques cinématiques des fragments présentent les signes d'une émission «binaire» à partir de quasi-projectiles (QP) et de quasi-cibles (QC) excités formés dans la collision.

Pour une partie faible de la section efficace ($\sim 7\text{ mb}$, sans correction pour l'efficacité de détection), il existe des réactions où la «fusion» quasi-complète du projectile et de la cible dans les collisions produisent des systèmes nucléaires très lourds ($A \approx 350\text{--}400$) qui décroissent par multifragmentation – nous les appelons les événements de source unique.

La mise en évidence des événements de source unique requiert une approche adaptée, basée sur la disparition de toute mémoire de la collision (θ_{flot}), et nous avons montré que les méthodes utilisées le plus couramment pour classer les différentes réactions (un tri selon le paramètre d'impact ou selon la forme de l'événement) ne sont pas suffisamment sensibles pour isoler ces événements. Nous avons présentés des arguments pour expliquer cette contradiction, qui peuvent être résumés ainsi :

Les méthodes basées sur les paramètres d'impact calculés des collisions ou sur les formes des événements sont inadaptées à la physique que nous étudions :

- (i) Les méthodes que nous appelons IPS sont valables pour les collisions d'ions lourds à des énergies $\gg 100\text{ MeV/u}$, où les mécanismes de réaction sont déterminés de façon quasi-géométrique par le paramètre d'impact à cause de l'influence négligeable du champ moyen nucléaire et du mouvement des nucléons devant les vitesses des deux noyaux incidents.

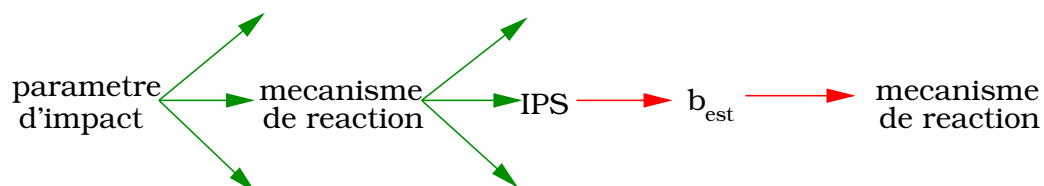
Autour de l'énergie de Fermi, les mécanismes de réaction ne sont déterminés que de façon probabiliste par le paramètre d'impact.

- (ii) Les méthodes d'analyse en forme des événements (GSV) ne sont fiables qu'avec une grande multiplicité de particules ($N \geq 100$), comme c'est le cas dans les événements de production de «jets» hadroniques où ces méthodes ont d'abord été appliquées.

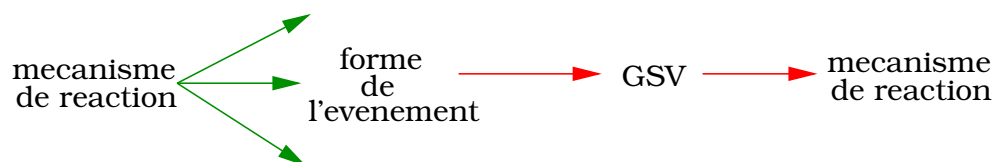
Pour les multiplicités de fragments mises en jeu dans les réactions de multifragmentation ($N \lesssim 15$), une analyse en forme des événements n'a presque pas de sens.

Nous essayons de résumer schématiquement les différentes méthodes de sélection sur la figure 9.1, et ci-dessous :

Selection basee sur le parametre d'impact des reactions



Selection basee sur la forme des evenements



Selection basee sur la distribution des angles de flot observee

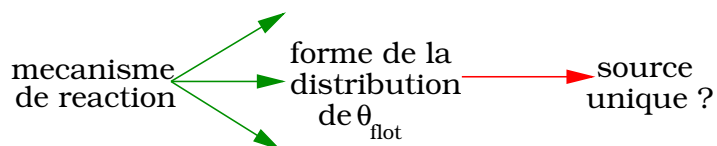


FIG. 9.1 – Schéma récapitulatif des trois approches discutées dans cette partie : sélection suivant le paramètre d'impact, sélection suivant la forme, et sélection suivant l'angle de flot.

Sélection basée sur le paramètre d'impact :

- Le but est de classer les collisions par paramètre d'impact. On suppose que les événements de source unique résultent des collisions les plus centrales.

Chaque paramètre d'impact engendre une distribution de mécanismes de réaction différents. Chaque mécanisme produit à son tour une distribution de la variable IPS. Ensuite on estime le paramètre d'impact de la collision b_{est} en supposant une relation biunivoque (sans fluctuations) entre le paramètre d'impact et l'IPS.

Résultat : impossible d'éviter un mélange avec des réactions binaires très dissipatives.

Sélection basée sur la forme des événements :

- Le but est de classer les différents mécanismes suivant la forme de l'événement (collision peu dissipative, collision profondément inélastique, source unique). On suppose que les événements de source unique sont les événements les plus isotropes.

Chaque mécanisme de réaction engendre une distribution de formes différentes. La forme d'un événement représente d'autant moins bien le mécanisme de la réaction que celle-ci résulte en une thermalisation importante du système (relaxation grandissante de QP et QC). On mesure correctement la forme de l'événement avec un GSV.

Résultat : impossible d'éviter un mélange avec des réactions binaires très dissipatives, ou au mieux on sélectionne des événements avec une topologie très particulière.

Sélection basée sur la distribution des angles de flot observée pour les événements :

- On suppose que les événements de source unique ont une distribution isotrope des angles de flot, tandis que les collisions profondément inélastiques favorisent des angles de flot près de la direction du faisceau.

La distribution des angles de flot présente des évidences d'une composante isotrope aux grands angles ($\theta_{flot} \gtrsim 70^\circ$). L'étude détaillée des événements correspondants montre qu'ils sont compatibles avec l'émission de fragments à partir d'une source unique.

Résultat : L'angle de flot θ_{flot} permet de bien séparer deux classes de réactions avec un minimum de mélange entre les deux : collisions binaires profondément inélastiques aux petits angles ($\theta_{flot} \lesssim 30^\circ$ et événements de source unique aux grands angles ($\theta_{flot} \geq 70^\circ$)).

Quatrième partie

La multifragmentation des systèmes très lourds : confrontation avec des calculs théoriques

Chapitre 10

Introduction

Nous avons montré lors de la partie III de cette thèse, que pour les événements (complets) ayant la plus faible mémoire de la voie d'entrée de la collision ($\theta_{flot} \geq 70^\circ$) les fragments ($Z \geq 5$) observés ont des caractéristiques compatibles avec une émission quasi-simultanée à partir d'un système nucléaire constitué de la grande majorité des nucléons des deux noyaux incidents initiaux. Nous appelons ce système «source unique». La confrontation de ces événements avec deux types de calcul théorique fera l'objet de cette partie. En premier lieu, il s'agira de chercher à mieux comprendre les propriétés des fragments émis et, à travers eux, certaines propriétés de la source qui les émet. Nous utiliserons pour cela un calcul simulant le résultat d'une multifragmentation : des fragments chauds en équilibre thermique qui se désexcitent de façon statistique et qui se propagent dans leur champ coulombien mutuel. Ensuite une comparaison avec un modèle beaucoup plus ambitieux sera réalisée. Il s'agira d'essayer de comprendre l'essentiel : la phase de collision des noyaux incidents, la cause de la multifragmentation et la formation des fragments avec leurs énergies d'excitation.

Mais tout d'abord, nous allons résumer et compléter la présentation des caractéristiques observées des événements de source unique. La mise en évidence de tels événements ne dépend que des observables cinématiques des fragments (angles relatifs des paires de fragments émis, corrélations entre le numéro atomique et la vitesse de chaque fragment, etc.), et nous avons pris toutes les précautions nécessaires afin d'éviter de considérer des observables qui dépendent de notre sélection (auto-corrélations). Par contre, les caractéristiques des particules légères (LCP : $p, d, t, {}^3He, \alpha$), ignorées dans notre analyse jusqu'à présent, sont indépendantes de la méthode de sélection employée, et nous les regarderons pour la première fois dans ce chapitre. Nous nous en servirons notamment pour présenter une estimation expérimentale de la taille et l'énergie d'excitation de la source unique avec les événements que nous avons sélectionnés.

10.1 Caractéristiques expérimentales des événements de source unique

Nous présentons dans le tableau 10.1 les valeurs moyennes de quelques grandeurs caractérisant les événements de source unique. En moyenne, 6.3 fragments ($Z \geq 5$) sont détectés en coïncidence avec 24.5 particules légères chargées (LCP). La charge totale moyenne de ces fragments, Z_{bound} , correspond à $\approx 55\%$ de la charge totale du système.

$\langle N_C \rangle$	$\langle N_{LCP} \rangle$	$\langle N_f \rangle$	$\langle Z_{bound} \rangle$	$\langle Z \rangle$	$\langle Z_{max1} \rangle$	$\langle Z_{max2} \rangle$	$\langle Z_{max3} \rangle$
33.2	24.5	6.3	86.5	14.2	26.9	18.8	14.0

TAB. 10.1 – Valeurs moyennes des multiplicités de fragments ($Z \geq 5$) et de particules légères, de la charge totale des fragments Z_{bound} , du numéro atomique des fragments, et des numéros atomiques des trois fragments les plus lourds de chaque événement.

Sur la figure 10.1 nous avons reporté la distribution différentielle des multiplicités de tous les produits de réaction détectés dans ces événements. Nous y présentons aussi les distributions

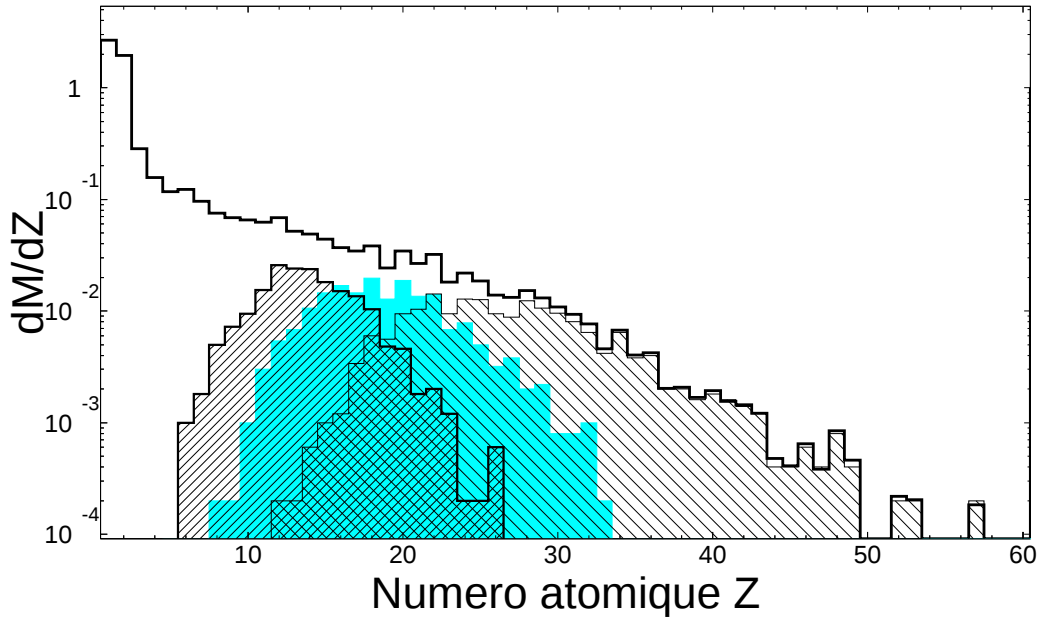


FIG. 10.1 – Distribution de multiplicité différentielle des événements de source unique pour le système $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$ en fonction de Z . Les histogrammes grisés/hachurés représentent les distributions de taille des trois fragments les plus lourds de chaque événement.

de Z des trois fragments les plus lourds de chaque événement, Z_{max1} , Z_{max2} et Z_{max3} . Les numéros atomiques moyens de ces fragments sont donnés dans le tableau 10.1.

La distribution angulaire des fragments dans le centre de masse de réaction est présentée sur la figure 10.2. Nous remarquons une distribution $\sim$ isotrope avec un dépeuplement des grands angles $\theta_{CM} > 120^\circ$ que nous pouvons imputer aux seuils de détection. Signalons toutefois que **nous ne nous attendons pas à une distribution parfaitement isotrope** à cause de la sélection des angles de flot des fragments. En effet comme nous avons privilégié des événements pour lesquels le flot global d'énergie cinétique des fragments est dirigé dans des directions autour de $\theta_{CM} = 90^\circ$ ($\theta_{flot} \geq 70^\circ$), nous «détruisons» l'isotropie dans le centre de masse et devons nous attendre à une émission préférentielle des fragments dans la direction perpendiculaire au faisceau, comme le montre la figure A.1 de § A.3.1. Cependant l'effet exact observé dépend de la forme de la distribution de θ_{flot} entre 70° et 90° , et la figure A.1 ne tient pas compte des effets de détection sur cette auto-corrélation.

Le numéro atomique moyen (fig. 10.2) et l'énergie cinétique moyenne (fig. 10.3) des fragments dépendent peu de leur angle d'émission dans le centre de masse. Nous pouvons remar-

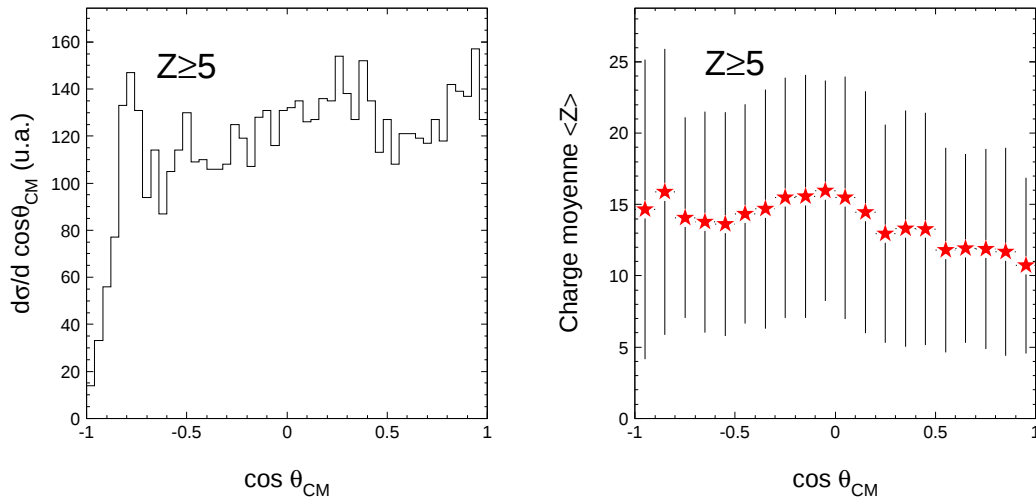


FIG. 10.2 – Distribution angulaire des fragments dans le centre de masse de la réaction. Numéro atomique moyen des fragments en fonction de leur angle d'émission dans le centre de masse.

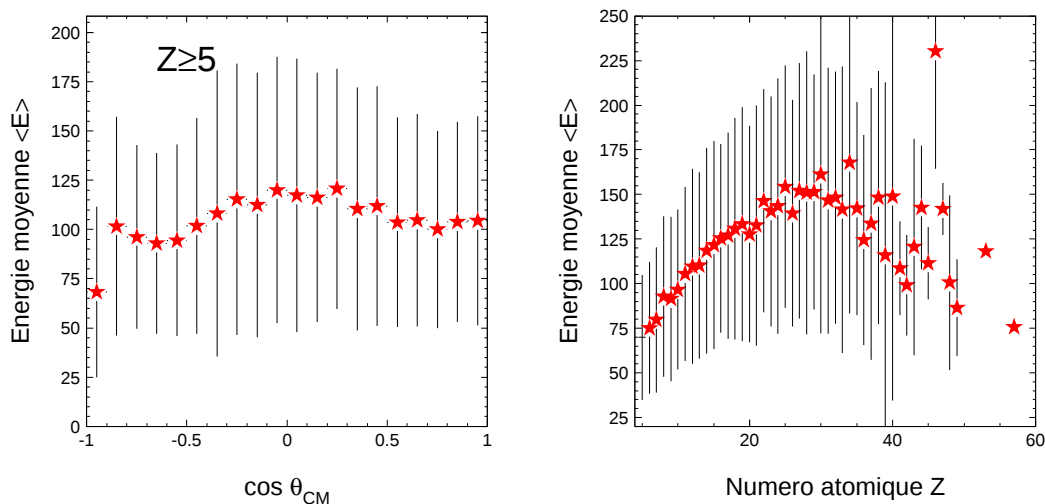


FIG. 10.3 – Energie moyenne des fragments en fonction de leur angle d'émission dans le centre de masse de réaction, et en fonction de leur numéro atomique Z .

quer toutefois que le Z et l'énergie moyens des fragments sont légèrement supérieurs autour de $\theta_{CM} = 90^\circ$, probablement à cause de la sélection en θ_{flot} (cf. paragraphe précédent).

La corrélation entre l'énergie cinétique et le numéro atomique des fragments (fig. 10.3) est d'un intérêt particulier et servira comme une observable contraignante (au même titre que les angles relatifs entre fragments) pour les modèles théoriques (voir chapitres suivants). Nous observons que $\langle E \rangle$ augmente avec Z jusqu'à $Z \approx 30$, puis redescend (les derniers points correspondent à une faible statistique).

10.2 Emission de particules légères chargées (LCP)

Dans les événements de source unique l'émission de plusieurs fragments ($\langle N_f \rangle = 6.3$) s'accompagne de bon nombre de particules légères chargées ($\langle N_{LCP} \rangle = 24.5$), témoins de la violence des collisions et/ou des énergies d'excitation élevées atteintes par les systèmes nucléaires mis en jeu. Ces particules, que nous n'avons pas considérées jusqu'ici, sont particulièrement intéressantes pour les informations qu'elles sont susceptibles d'apporter sur **toutes les étapes de la réaction**. En effet, elles peuvent avoir de multiples origines :

- (i) l'émission dynamique, ou «émission de pré-équilibre» lors des premiers instants de la collision. Elle concerne surtout des nucléons qui peuvent soit s'échapper du champ moyen attractif à l'approche des deux noyaux sans avoir subi de collision, soit être émis lors de la phase de recouvrement à partir de collisions primaires ;
- (ii) l'émission à partir du système formé par la «fusion» des deux noyaux, avant que des fragments ne commencent à se former. Le système peut être comprimé puis en expansion pendant cette phase, et atteindre ou non un état d'équilibre thermodynamique ;
- (iii) l'émission de particules avant que les fragments ne deviennent indépendants les uns des autres, i.e. l'évaporation à partir des fragments naissants, ou la formation d'un gaz de particules libres dans un scénario de séparation de phases ;
- (iv) la désexcitation statistique (évaporation) des fragments après leur émission à partir de la source. Elle peut continuer jusqu'à l'épuisement de l'énergie d'excitation des fragments, sur une échelle de temps beaucoup plus ($\gtrsim 10^2$ fois) longue que la durée de la réaction.

Bien sûr, nous ne pouvons observer séparément chacune de ces composantes dans les données expérimentales, mais plusieurs travaux ont déjà été entrepris au sein de la collaboration *INDRA* ([GOU96], [LEF97], [MAR95, MAR98]) et ailleurs pour essayer d'extraire et/ou de mesurer l'importance de l'une ou de l'autre des origines possibles des LCP, avec des analyses adaptées. Nous nous contenterons ici de regarder les informations que peuvent apporter les particules légères sur les propriétés globales de la source unique.

10.3 Taille moyenne de la source

Nous présentons sur la figure 10.4 les distributions angulaires des particules émises dans les événements de source unique. Elles présentent presque toutes la même allure, apparemment due à la superposition de deux contributions distinctes : des émissions très focalisées à l'avant et à l'arrière du CM, d'une part ; et une émission isotrope qui est dominante entre 60° et 120° , de l'autre⁽¹⁾. Nous supposons par la suite que nous pouvons diviser les LCP émises dans les événements de source unique en deux classes, suivant leur angle d'émission dans le centre de masse :

Emission «équilibrée» : *toutes les particules émises dans le domaine angulaire $60^\circ \leq \theta_{CM} \leq 120^\circ$ proviennent de la source (équilibrée) des fragments ou des fragments eux-mêmes ;*

Emission de pré-équilibre : *aux angles les plus à l'avant/arrière ($\theta_{CM} < 60^\circ$, $\theta_{CM} > 120^\circ$) l'émission «équilibrée» est mélangée avec des particules émises avant la formation de la source (émission de pré-équilibre).*

¹Les t et surtout les ^3He souffrent beaucoup des seuils d'identification isotopique, plus élevés à l'arrière du centre de masse à cause de la cinématique des collisions.

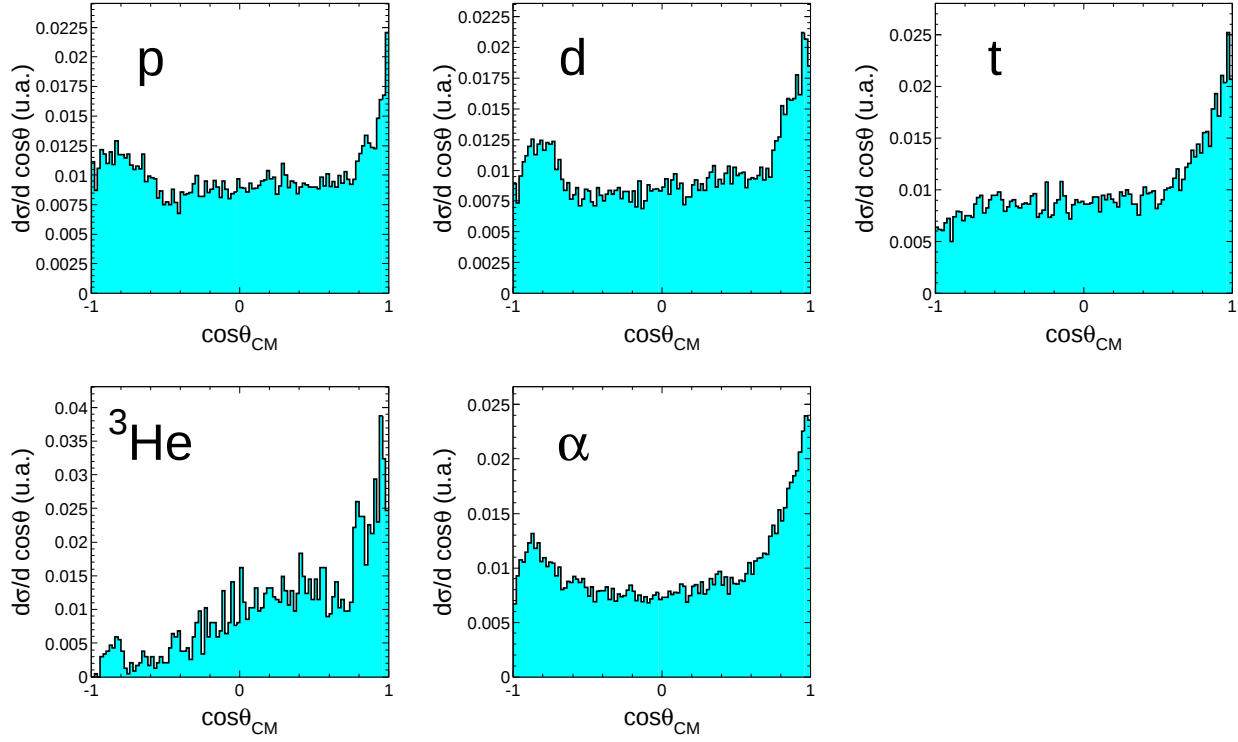


FIG. 10.4 – Distributions angulaires, dans le centre de masse (CM), des LCP détectées en coïncidence dans les événements de source unique ($\theta_{flot} \geq 70^\circ$).

Les fragments sont supposés provenir uniquement de la source en multifragmentation.

Notons que l'asymétrie avant–arrière observée de cette émission de pré-équilibre est en accord qualitatif avec les prédictions d'un calcul microscopique (Landau-Vlasov ; voir § C.1.1) pour le système $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}[\text{SQU96}]^{(2)}$.

Ainsi pouvons-nous estimer, expérimentalement, la taille moyenne du système qui multifragmente dans les événements [RIV97b]. En traitant la partie isotrope des distributions comme un «fond» et en la soustrayant à l'ensemble du domaine angulaire, il ne reste plus dans les spectres que la contribution hors équilibre focalisée autour du faisceau. La multiplicité moyenne des particules de pré-équilibre est alors donnée en divisant l'intégrale du spectre résiduel par le nombre d'événements (voir tableau 10.2).

	n	p	d	t	^3He	α
$\langle M_{pe} \rangle$	3.16	0.63	0.66	0.62	0.05	1.95
$\langle E_{CM}^{pe} \rangle$ (MeV)	23.0	38.3	39.5	39.5	68.9	50.5

TAB. 10.2 – Multiplicités et énergies cinétiques moyennes estimées des particules de pré-équilibre pour les événements de source unique, extraite avec la méthode décrite dans le texte et dans [RIV97b].

²Signalons toutefois que le dispositif expérimental peut avoir des effets non-négligeables sur de telles distributions – une partie de l'anisotropie observée peut-être due, par exemple, à la variation des seuils de détection/identification effectifs avec l'angle θ_{CM} , en raison de la cinématique.

Pour les neutrons, nous estimons leur nombre en supposant que le pré-équilibre a le même rapport N/Z que le système total. Finalement, la taille de la source «équilibrée» est estimée en enlevant la masse et la charge moyennes du pré-équilibre de celle du système total. Ainsi, nous trouvons que la source unique peut être caractérisée par :

$$\text{Taille moyenne de la source unique} \quad < A > = 378, < Z > = 150 \quad (10.1)$$

En d'autres termes,

*nous estimons que le système en multifragmentation, mis en jeu dans les événements que nous avons sélectionnés, constitue en moyenne **96%** de la masse totale disponible.*

10.4 Energie d'excitation moyenne de la source

Regardons maintenant les propriétés cinématiques des LCP (figure 10.5). Pour une émission équilibrée (hors effets de spin) l'énergie de ces particules ne devrait pas dépendre de l'angle d'émission (dans le repère de la source). C'est ce que nous observons expérimenta-

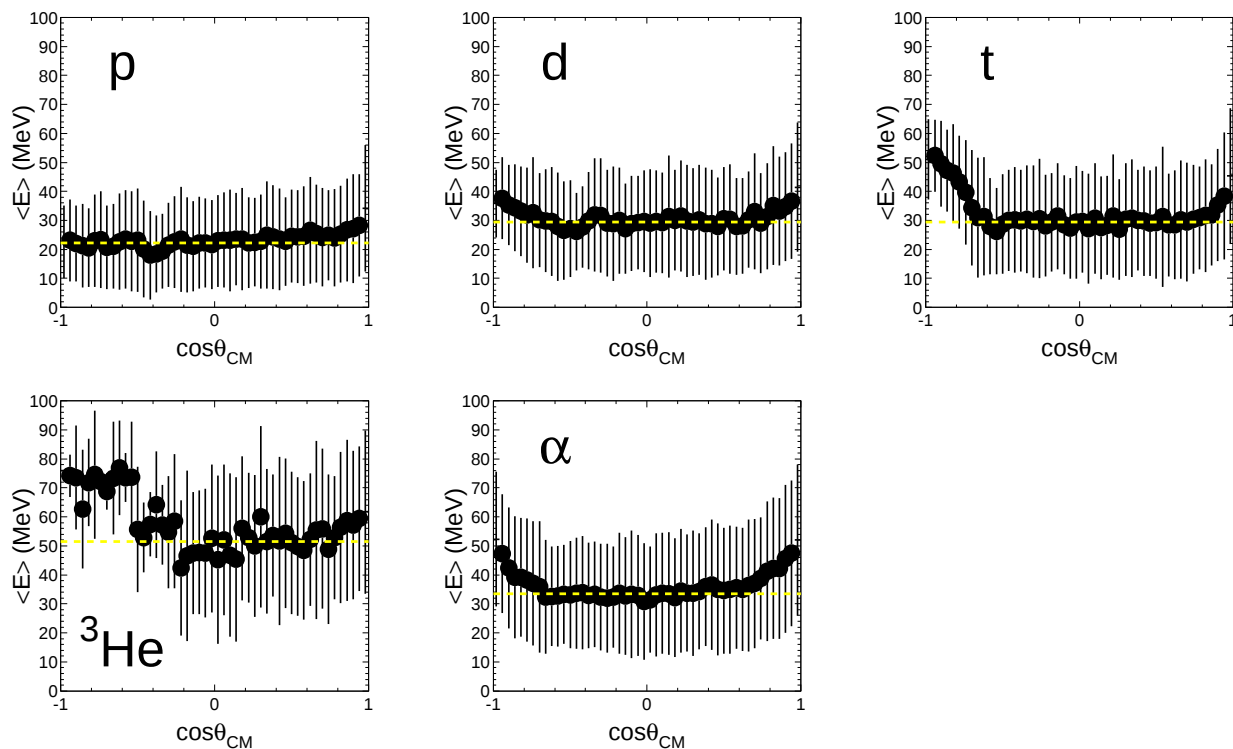


FIG. 10.5 – Energie moyenne dans le centre de masse (CM), en fonction de leur angle de détection, des LCP émises dans les événements de source unique ($\theta_{flot} \geq 60^\circ$). Les lignes en tirets représentent l'énergie moyenne pour chaque espèce des particules émises dans le domaine angulaire $60^\circ \leq \theta_{CM} \leq 120^\circ$.

lement, du moins pour les particules émises entre 60° et 120° . Les énergies moyennes des particules émises aux angles les plus à l'avant/arrière augmentent par rapport à cette émission «équilibrée», ce qui confirme notre hypothèse d'une composante provenant de l'émission

de pré-équilibre⁽³⁾.

Procédant de manière analogue à la méthode qui a servi pour estimer les multiplicités des particules de pré-équilibre, nous estimons leurs énergies à partir des nombres moyens de particules détectées dans chaque domaine angulaire, et de leurs énergies moyennes mesurées. Ainsi trouvons-nous les énergies moyennes des émissions de pré-équilibre reportées dans le tableau 10.2. L'énergie des neutrons a été estimée à partir de celle des protons, en lui soustrayant une valeur raisonnable pour la répulsion coulombienne entre les p et la source (donnée par la systématique de [RIV82] pour les barrières d'évaporation des protons). Connaissant la multiplicité et l'énergie moyenne de chaque particule nous pouvons calculer l'énergie totale (y compris le Q de réaction/bilan en masse) emporté par l'émission de pré-équilibre qui vaut 303 MeV. Nous estimons donc qu'à partir des 6.97 MeV/u d'énergie d'excitation disponible, la source mise en jeu dans nos événements a une

$$\text{Energie d'excitation moyenne} \quad < \varepsilon^* > = 6.45 \text{ MeV/u} \quad (10.2)$$

10.5 Energies cinétiques des LCP «équilibrées»

Les spectres énergétiques des LCP émises entre 60° et 120° sont présentés sur la figure 10.6⁽⁴⁾. En divisant encore ces particules entre deux sous-domaines angulaires, nous observons que chaque espèce a un spectre identique qu'elle soit émise à l'avant (60° à 90°) ou à l'arrière (90° à 120°) du CM⁽⁵⁾. Ceci confirme notre hypothèse que ces particules constituent une émission équilibrée, bien que pour le moment nous ne sachions pas s'il s'agit d'une émission à partir du système en multifragmentation ou bien de l'évaporation à partir de fragments chauds. En fait les deux contributions, si elles existent, sont présentes et mélangées l'une avec l'autre dans ces spectres. Nous ne pouvons donc pas en extraire directement des informations sur l'une ou l'autre étape de la réaction.

Rappelons ici la forme des spectres attendue dans les deux cas. Pour des particules produites lors de la fragmentation de la source, nous devons considérer une émission de volume dont le spectre a la forme d'une distribution de Maxwell pour un gaz de particules chargées :

$$P(E) = \frac{2\sqrt{E - B_V}}{\sqrt{\pi}T^{\frac{3}{2}}} \exp\left(-\frac{(E - B_V)}{T}\right), \quad (10.3)$$

$$\langle E \rangle = B_V + \frac{3}{2}T \quad (10.4)$$

$$\overline{E} = B_V + \frac{1}{2}T, \quad (10.5)$$

³Remarquons de nouveau que, au moins aux angles arrières, l'effet peut aussi être dû aux seuils de détection. D'ailleurs, dans le cas des ^3He et des t , il est probable que ce soit l'effet dominant pour $\theta_{CM} > 120^\circ$ – plus ces particules sont émises vers l'arrière, plus leur énergie doit être élevée afin de dépasser le seuil d'identification isotopique. En-dessous du seuil tous les ^3He sont identifiés comme étant des alphas, tandis que pour les tritons, les deutons et les protons il y a deux seuils : en-dessous du seuil le plus élevé tous les tritons sont identifiés comme étant des d ; en-dessous du deuxième seuil, les d et les t sont traités comme des protons. Par conséquent l'énergie moyenne des t aux angles arrières (et des ^3He) augmente de façon importante, tandis que les «protons» et les «deutons» de grand angle CM comprennent bon nombre de deutons et/ou de tritons d'énergie trop basse pour être identifiés correctement.

⁴Les ^3He étant trop fortement affectés par les seuils d'identification, nous ne présentons pas leurs spectres ici, et dans la suite nous nous concentrerons sur p , d , t et α , pour lesquels les données sont de bonne qualité.

⁵Quantitativement les énergies moyennes et les pentes à haute énergie (voir ci-dessous) de ces spectres sont identiques à $\sim 10\%$ près.

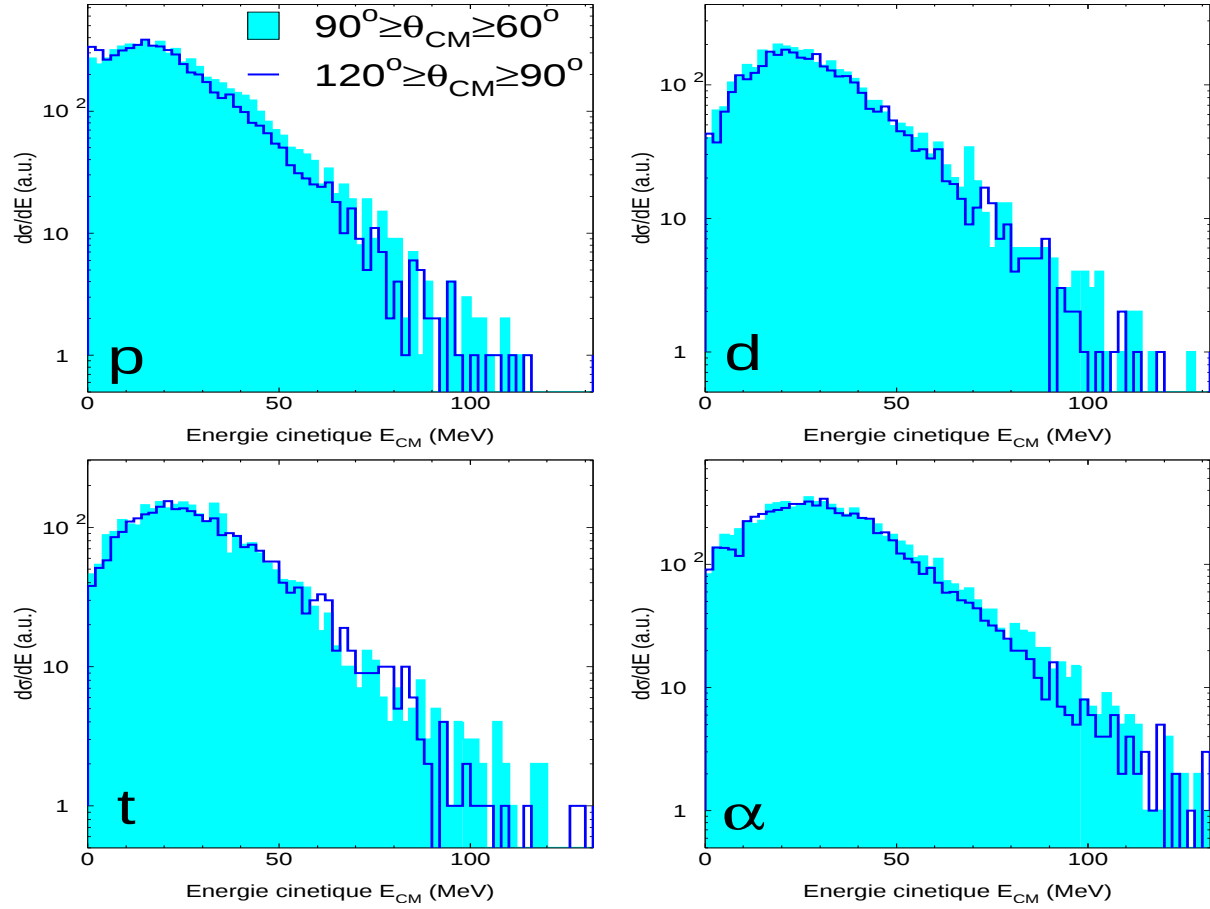


FIG. 10.6 – Spectres d'énergie cinétique des LCP émises dans les deux domaines angulaires $60^\circ \leq \theta_{CM} \leq 90^\circ$ et $90^\circ \leq \theta_{CM} \leq 120^\circ$.

où E est l'énergie cinétique de la particule, $\bar{E}$ son énergie la plus probable, B_V est la barrière coulombienne de l'émission de volume et T est la température de l'émetteur.

Par contre la forme du spectre pour des particules évaporées par les fragments eux-mêmes est donnée par la théorie de Weisskopf [BLA52] :

$$P(E) = \frac{(E - B_{ev})}{T^2} \exp\left(-\frac{(E - B_{ev})}{T}\right), \quad (10.6)$$

$$\langle E \rangle = B_{ev} + 2T \quad (10.7)$$

$$\bar{E} = B_{ev} + T, \quad (10.8)$$

où B_{ev} est la barrière coulombienne d'évaporation de la particule⁽⁶⁾. Des systématiques de B_{ev} pour l'émission de protons et de particules α sont données dans les références [RIV82, ALE82].

Dans les deux cas les spectres à haute énergie sont de forme exponentielle avec une «pente» égale à l'inverse de la température d'émission. Les différences de forme dues aux deux mécanismes n'interviennent que dans la partie basse énergie du spectre (déplacement du maximum du spectre, $\bar{E}$).

Supposant que nous pourrions séparer les composantes d'émission de volume et de surface, il serait encore hasardeux d'en tirer des informations absolues à cause des multiples origines

⁽⁶⁾Dans la théorie de Weisskopf, la température T est celle de l'émetteur *après* émission de la particule.

possibles des LCP et de l'énergie d'excitation élevée mise en jeu. Nous pouvons résumer les pièges à éviter ainsi :

- mélange de particules provenant de différents émetteurs ($\neq B, \neq T$) ;
- mélange de particules émises par le même émetteur à différents stades de sa décroissance ($\neq B, \neq T$) ;
- déformation des spectres due au mouvement de l'émetteur⁽⁷⁾ ;
- évaporation préférentielle de certaines espèces à différentes températures ;
- décroissance d'états excités discrets dans les fragments légers par émission de particules.

Nous pouvons néanmoins caractériser les émissions présentées sur la figure 10.6 par leur énergie moyenne et par l'inverse de la pente de leur spectre à haute énergie, que nous appellerons τ , sans savoir si nous avons le droit d'appeler cette quantité «température», ni à quel objet elle se rapporte.

	p	d	t	3He	α
$\langle M_{eq} \rangle$	6.2	3.2	2.6	0.5	7.1
$\langle E_{CM}^{eq} \rangle$ (MeV)	22.12	29.48	29.46	51.02	33.59
τ (MeV)	12.82	15.54	14.68	19.83	15.77

TAB. 10.3 – Caractéristiques de l'émission «équilibrée» des LCP. Multiplicités moyennes ($= 2 \times$ la multiplicité moyenne des particules émises entre 60° et 120°), énergies cinétiques moyennes dans le centre de masse, et pentes inverses τ des spectres à haute énergie (cf. texte).

⁷Les équations (10.3) et (10.6) sont valables dans le repère de l'émetteur.

Chapitre 11

Confrontation avec le code de désexcitation statistique SIMON : vers une compréhension de la cinématique des fragments

11.1 Introduction

Dans une première confrontation des événements de source unique avec un calcul théorique, nous allons utiliser le code SIMON (décrit en annexe, p. 171) afin de tester différents scénarii pour l'origine des fragments. Ce code simule la désexcitation statistique des noyaux chauds par des cassures binaires séquentielles (de l'évaporation à la fission symétrique) et la propagation des noyaux résultants (à chaque étape du calcul) dans leur champ coulombien mutuel.

Dans un premier temps nous vérifierons la validité de l'hypothèse d'une «source unique» pour les fragments en simulant la désexcitation de quasi-projectiles et de quasi-cibles excités résultant de collisions binaires fortement dissipatives ($\approx$ dissipation complète de l'énergie cinétique relative des deux partenaires).

Ensuite nous verrons quelles sont les contraintes imposées par les caractéristiques cinématiques des fragments dans le cas d'une multifragmentation de la source unique. En effet, le code SIMON permet de simuler la multifragmentation par la construction d'une «source» initiale qui est un assemblage de plusieurs noyaux chauds («préfragments») contenus dans un certain volume. Cette source est supposée correspondre au système qui multifragmente au moment où les (pré)fragments cessent d'interagir sous l'action de la force nucléaire. L'utilisateur doit spécifier la masse, la charge, l'énergie d'excitation, le volume⁽¹⁾, la géométrie et le nombre de préfragments de la source. Chaque préfragment est considéré comme sphérique. On peut éventuellement ajouter une expansion radiale auto-similaire ou du moment angulaire. Nous montrerons l'influence de certains de ces paramètres.

Pour permettre une comparaison directe avec les événements expérimentaux, les résultats du code ont été filtrés par un ensemble de programmes simulant le dispositif expérimental et

¹A travers une distance minimale entre fragments avoisinants dans la source, d_{crit} . Etant donné la portée de la force nucléaire ($\sim 1-1.8$ fm) nous utilisons la valeur $d_{crit} = 2$ fm.

les conditions particulières de l'expérience $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ (épaisseur de la cible, pressions des chambres d'ionisation, etc.) [CUS98]. Ces programmes ont pour but de reproduire l'effet sur la vitesse et sur la trajectoire des noyaux produits par le générateur lorsqu'ils traversent la cible de l'expérience, la géométrie d'*INDRA* (position des détecteurs, zones mortes, etc.), les énergies déposées par les noyaux dans les différents détecteurs (calcul de pertes d'énergie dans de la matière) et finalement, les effets des procédures d'identification et d'étalonnage en énergie utilisées. A la fin du filtrage, les événements générés sont traités de façon identique aux données expérimentales, y compris au niveau des programmes d'analyse, ce qui permet une comparaison correcte entre les deux.

Dans la suite les événements simulés que nous comparons aux événements de source unique ont été

- filtrés par la simulation du dispositif expérimental et son étalonnage ;
- triés pour rejeter les événements incomplets suivant les conditions de III § 7.1 ;
- sélectionnés en fonction de leur angle de flot $\theta_{\text{flot}} \geq 70^\circ$.

11.2 Validité de l'hypothèse de source unique

Il se peut qu'il n'y ait nullement besoin d'invoquer l'existence d'un objet aussi exotique et éphémère que «la source unique» pour expliquer les fragments observés provenant des événements pour lesquels $\theta_{\text{flot}} \geq 70^\circ$, puisque la quasi-totalité de la section efficace de réaction correspond à des collisions qui produisent en premier lieu des quasi-projectiles et des quasi-cibles fortement excités (cf. «diagramme de Wilczyński» fig. 7.9, III § 7.3.2). D'ailleurs, du couple QP–QC complètement relaxé (i.e. dissipation complète de l'énergie cinétique de la voie d'entrée et énergie d'excitation maximale) à la «source unique» n'y aurait-il pas qu'un pas sémantique à franchir ? D'autre part si nous admettons l'existence de la source unique, nous aimerions connaître les effets qu'aurait la pollution éventuelle de nos événements par des réactions binaires, et donc leur simulation est utile.

Des collisions binaires très relaxées ont été simulées avec SIMON. La masse et le numéro atomique du quasi-projectile (QP) et de la quasi-cible (QC) étaient tirées au hasard en respectant la conservation de la masse et de la charge totales (celles du système $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}^{(2)}$). En plus nous avons imposé une masse minimum $A = 100$ pour chacun des deux partenaires. La séparation spatiale initiale de QP et de QC correspond à la distance provoquant une répulsion coulombienne égale à l'énergie relative de fission [VIO85] (voir Annexe B). La dissipation incomplète de l'énergie cinétique de la voie d'entrée est simulée en imposant une énergie cinétique relative initiale ε_{rel} aux deux noyaux. Ensuite la désexcitation séquentielle et propagation coulombienne du QP et de la QC sont calculées jusqu'aux détecteurs.

La figure 11.1 présente les distributions en angle de flot obtenues pour ces simulations. Nous voyons que dans les trois cas tous les angles de flot sont accessibles et peuplés de façon

²Le code SIMON (dans la version utilisée ici) n'incluant pas de voie d'entrée l'émission de pré-équilibre n'est pas traitée. Il est donc laissé à l'utilisateur de spécifier les masses, les énergies d'excitation et les vitesses des noyaux résultant des collisions. Comme nous avons estimé au chapitre précédent que la source unique comprend $\approx 96\%$ de la masse du système $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$, nous avons préféré, pour cette étude, négliger l'émission de pré-équilibre et utiliser la masse, la charge et l'énergie d'excitation totale disponible du système pour les simulations. Ceci évite le besoin d'adapter la sélection des événements complets (basée sur la charge totale détectée) en fonction de la taille de la(les) source(s) dont nous simulons la désexcitation, ainsi que celui d'estimer la vitesse de la(les) source(s) après émission du pré-équilibre.

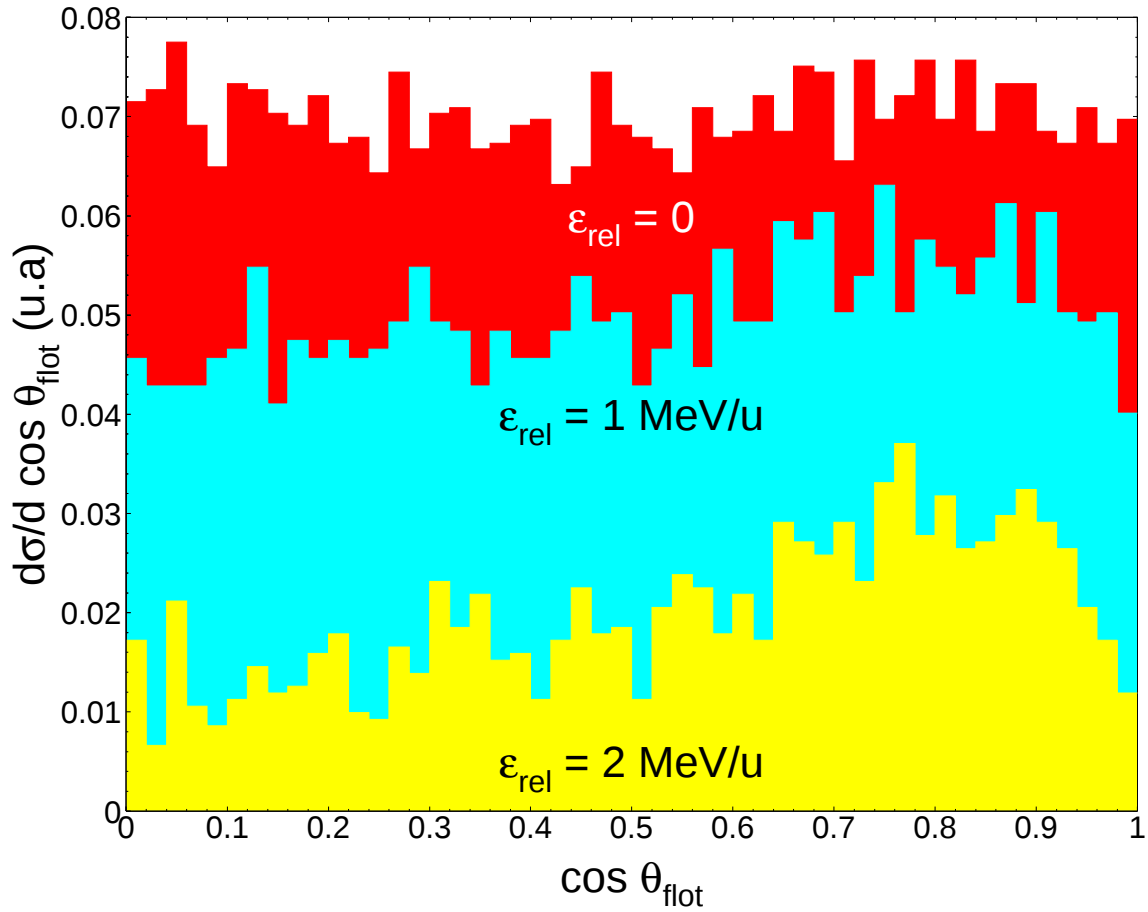


FIG. 11.1 – Distributions de l'angle de flot θ_{flot} obtenues pour les simulations de collisions binaires très relaxées effectuées avec le code SIMON.

quasi-isotrope, une préférence pour les petits angles de flot commençant à apparaître pour les collisions moins relaxées⁽³⁾. Ainsi notre méthode de sélection de l'échantillon d'événements «de source unique» ne peut pas *a priori* exclure des collisions binaires où la quasi-totalité de l'énergie cinétique initiale a été dissipée. Il faut donc que nous nous assurons que de telles réactions ne sont pas compatibles avec la cinématique des fragments observés expérimentalement.

Regardons d'abord la corrélation entre l'énergie cinétique moyenne des fragments en fonction de leur numéro atomique Z . Elle est présentée pour les trois simulations (après sélection des événements pour lesquels $\theta_{flot} \geq 70^\circ$) et comparée aux événements expérimentaux sur la figure 11.2. Les énergies moyennes des fragments sont bien reproduites par la simulation mettant en jeu une énergie relative $\varepsilon_{rel} = 1$ MeV/u entre les deux partenaires de la collision. La relaxation complète de l'énergie relative initiale ($\varepsilon_{rel} = 0$) sous-estime l'énergie des fragments tandis que pour des collisions moins dissipatives ($\varepsilon_{rel} = 2$ MeV/u) les fragments produits sont

³La différence entre ces simulations et celles qui sont fournies sur la figure 8.12 (III § 8.3.1, p.98) concerne l'orientation initiale de l'axe QP–QC. Dans III § 8.3.1 la direction de cet axe était arbitrairement fixée à 10° par rapport à l'axe du faisceau ; ici elle prend toutes les orientations possibles par rapport au faisceau de façon isotrope. Pour permettre des comparaisons, signalons que les énergies relatives $\varepsilon_{rel} = 1$ MeV/u et $\varepsilon_{rel} = 2$ MeV/u correspondent à une dissipation $\approx 85\%$ et 70% , respectivement, de la relaxation complète des deux partenaires de la collision (cf. fig. 8.12, p.98).

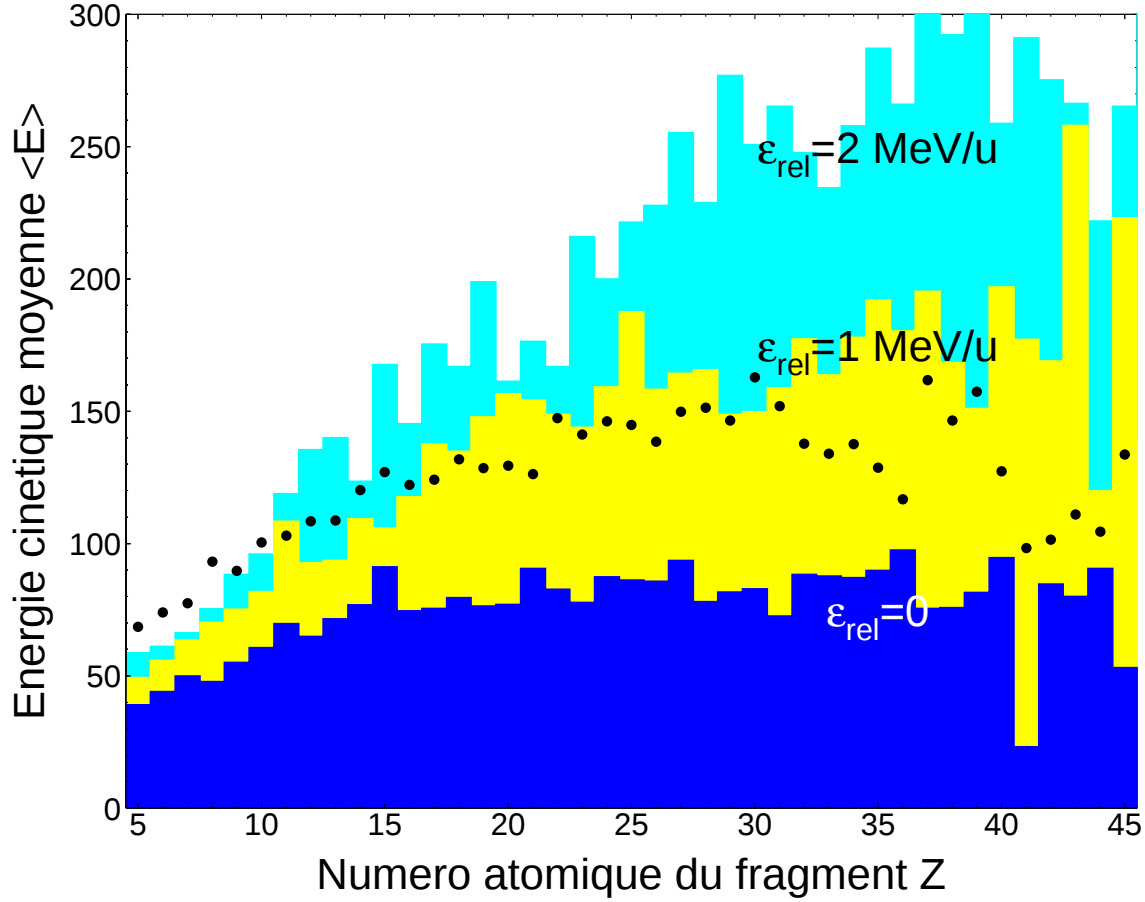


FIG. 11.2 – Energies cinétiques moyennes des fragments dans le centre de masse en fonction de leur numéro atomique Z . Points : données expérimentales, événements de source unique ($\theta_{flot} \geq 70^\circ$). Histogrammes : simulations de collisions très dissipatives effectuées avec le code SIMON.

émis avec des énergies trop importantes.

Les énergies cinétiques moyennes des fragments dans les événements de source unique sont donc compatibles avec leur émission par désexcitation statistique des quasi-projectiles et des quasi-cibles résultant de collisions binaires incomplètement relaxées en énergie. Cependant si nous examinons de plus près les caractéristiques cinématiques de cette émission nous nous apercevons du désaccord qui existe avec les événements expérimentaux (fig. 11.3). Les événements simulés sont beaucoup moins isotropes ($\langle R_{iso} \rangle$ plus petit) que les événements de source unique expérimentaux, ayant des formes plutôt allongées. Cette forme reflète la relaxation incomplète de l'énergie cinétique relative entre projectile et cible.

De même les angles relatifs entre fragments n'ont pas la même distribution dans les deux cas (fig. 11.3.b). Pour les événements de source unique nous avons vu (fig. 8.1.c, p. 78) que tous les angles relatifs sont peuplés de façon isotrope sauf les angles les plus petits, défavorisés par la répulsion coulombienne entre fragments émis par la même source. Par contre pour des fragments émis par deux sources (QP et QC) des grands angles relatifs sont favorisés pour les fragments provenant de sources différentes tandis que le mouvement relatif des deux émetteurs contrebalance les effets coulombiens. La figure 11.3.b montre que, par rapport aux événements de source unique, la simulation des collisions binaires incomplètement relaxées

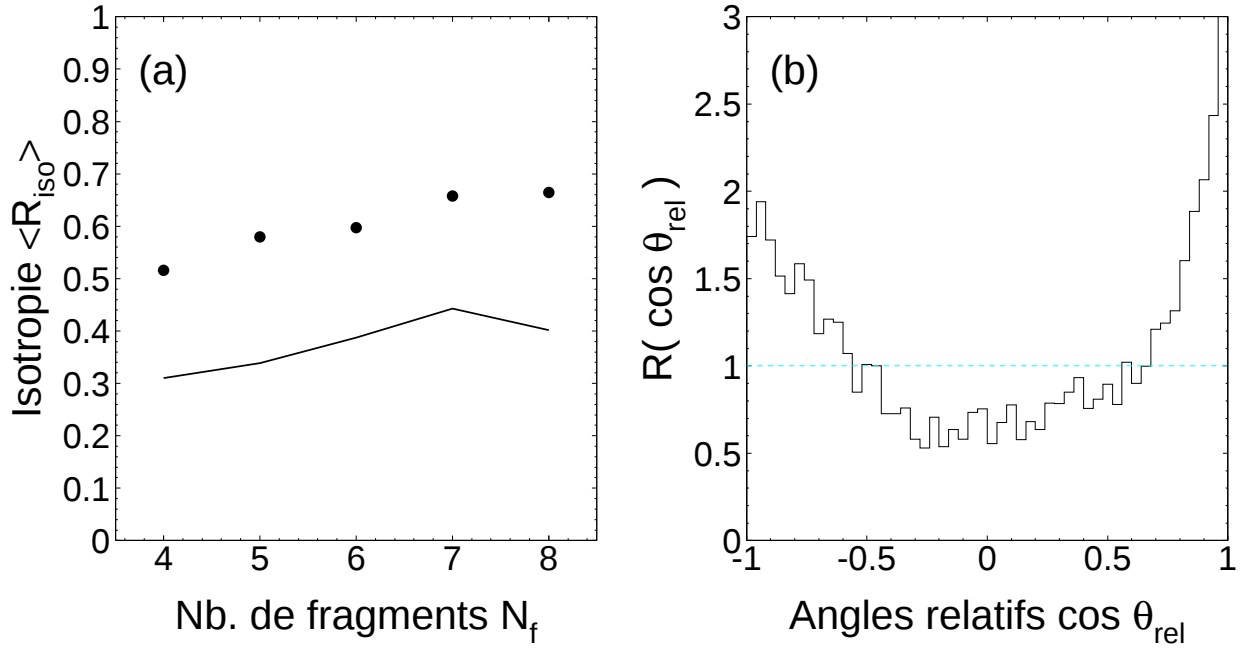


FIG. 11.3 – (a) Comparaison entre la forme des événements de source unique (points) et la simulation de collisions binaires incomplètement relaxées, $\varepsilon_{rel} = 1$ MeV/u(ligne) (rapport d'isotropie $\langle R_{iso} \rangle$ en fonction du nombre de fragments émis N_f). (b) Rapport $R(\cos \theta_{rel})$ entre la distribution des angles relatifs θ_{rel} de la simulation et celle des événements de source unique (simulation ÷ expérience).

favorise beaucoup plus les grands et les petits angles relatifs entre fragments, et ne reproduit pas les corrélations expérimentales.

La simulation avec le code SIMON de collisions binaires très dissipatives permet donc de montrer que l'interprétation des caractéristiques cinématiques des fragments dans les événements pour lesquels $\theta_{flot} \geq 70^\circ$ en termes d'émission à partir d'une source unique est correcte. La différence de formes et d'angles relatifs observée est tellement importante que nous pouvons négliger la possibilité d'une pollution de cet échantillon par des réactions binaires avec une grande confiance. Nous avons aussi vu que la corrélation entre les énergies cinétiques des fragments et leur taille n'est pas spécifique aux événements de source unique, et ne permet pas d'exclure d'autres mécanismes. Seules des observables plus contraignantes basées sur la détection quasi-complète dans 4π des produits émis dans chaque événement offerte par *INDRA* permet de bien cerner expérimentalement l'origine des fragments.

11.3 Simulations de l'émission de fragments par une source unique

Nous allons maintenant essayer d'extraire des informations sur la source unique à travers les contraintes placées sur la simulation par la cinématique des fragments observés expérimentalement. Ayant d'abord vérifié qu'une désexcitation séquentielle statistique de la source unique ne reproduit pas les données (voir annexe § B.7) nous allons considérer uniquement la multifragmentation.

Comme nous l'avons signalé ci-dessus nous allons fixer la taille et l'énergie d'excitation de la source, prenant les valeurs maximales disponibles de la voie d'entrée ($A = 393$, $Z = 156$, $\varepsilon^* = 7$ MeV/u) au lieu des estimations expérimentales de ces grandeurs ($A = 378$, $Z = 150$, $\varepsilon^* = 6.5$ MeV/u) (cf. § 10.3 et § 10.4). De même la séparation minimum entre préfragments dans la source a été fixée à $d_{crit} = 2$ fm afin de pouvoir négliger l'interaction nucléaire. Il nous reste donc à fixer le nombre de préfragments, leur géométrie et éventuellement le moment angulaire et/ou une expansion radiale de la source. Nous allons regarder les effets de ces paramètres dans les paragraphes suivants.

11.3.1 Multiplicité et distribution en Z des fragments

Comme le montre la figure 8.4 (III § 8.1.6, p. 83) les multiplicités de fragments les plus probables pour les événements de source unique sont $N_f = 6$ et $N_f = 7$. Nous avons donc simulé la multifragmentation de sources uniques ayant 6 ou 7 préfragments. La figure 11.4 présente la comparaison de ces simulations avec les données.

La simulation avec 6 préfragments sous-estime la multiplicité moyenne observée⁽⁴⁾ qui est reproduite de façon satisfaisante par la simulation avec 7 préfragments. La charge totale des fragments ($Z_{bound}(Z \geq 5)$, fig. 11.4.b) est en accord avec l'expérience pour les deux simulations.

Avant de considérer les distributions en Z des fragments, rappelons que (cf. Annexe B) dans le code de désexcitation statistique SIMON les masses des préfragments sont tirées de façon **aléatoire** quand on simule une multifragmentation⁽⁵⁾. Le but de notre étude en utilisant ce code n'est pas d'obtenir le meilleur accord possible avec les données, mais de reproduire de façon raisonnable le nombre et les numéros atomiques des fragments afin de voir quelles sont les contraintes imposées sur le modèle par la cinématique des fragments émis par la source unique.

Nous observons que les deux simulations reproduisent raisonnablement bien la distribution en Z des fragments (fig. 11.4.f) jusqu'à $Z \approx 30$. Le désaccord observé pour les grands Z est dû principalement à la sous-estimation de la taille du plus gros fragment de chaque événement, Z_{max1} (fig. 11.4.c). Nous allons donc par la suite considérer qu'une simulation avec 7 préfragments reproduit de façon acceptable le nombre et le type des fragments émis dans chaque événement, pour $5 \leq Z \leq 30$.

11.3.2 Géométrie de la source et angles relatifs entre fragments

Le code SIMON prévoit de faire multifragmenter des sources de formes géométriques différentes : sphère, disque, bulle, tore... Nous nous sommes limités dans cette étude à des sources sphériques. Cependant les angles relatifs observés entre chaque paire de fragments dans les événements de source unique impose une contrainte supplémentaire sur la construction de ces sources.

⁴Des comparaisons antérieures à cette thèse ([SQU96, RIV97a]) montraient un bon accord avec la multiplicité moyenne expérimentale en utilisant 6 préfragments. La différence est due à des modifications récentes effectuées sur le filtre *INDRA*.

⁵Nous avons imposé une masse minimum de $A = 20$. Des simulations effectuées en imposant une masse minimum supérieure ne modifient pas de façon significative les distributions en Z des fragments finals.

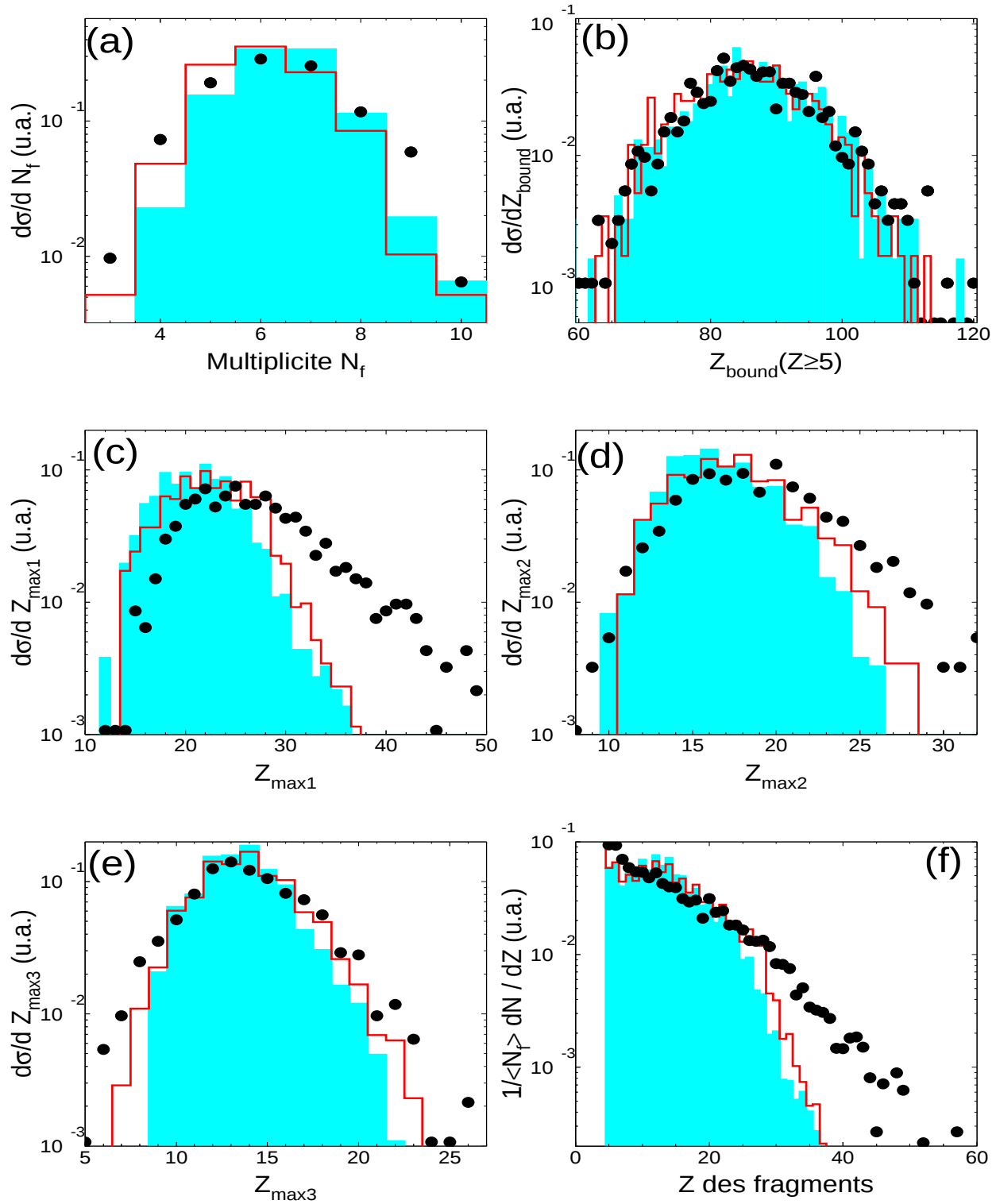


FIG. 11.4 – Comparaison des événements de source unique expérimentaux (points) avec des simulations effectuées avec SIMON mettant en jeu une source avec 6 (histogrammes ouverts) ou 7 (histogrammes grisés) préfragments. (a) Multiplicité de fragments $Z \geq 5$, N_f . (b) Charge liée sous forme de fragments, $Z_{\text{bound}}(Z \geq 5)$. (c)–(e) Numéros atomiques des trois fragments les plus lourds dans chaque événement, Z_{max1} , Z_{max2} et Z_{max3} . (f) Distribution en numéro atomique Z différentielle des fragments.

Si nous imposons une géométrie sphérique à la source, la simulation cherche à construire la source la plus compacte possible en plaçant les préfragments d'abord aux coins d'un tétraèdre régulier, puis au centre de chaque face de celui-ci. Pour des sphères de taille égale, ceci correspond bien à la configuration la plus compacte. Par contre avec des préfragments de tailles différentes le résultat est une source dont le profil de densité n'est pas celui d'une

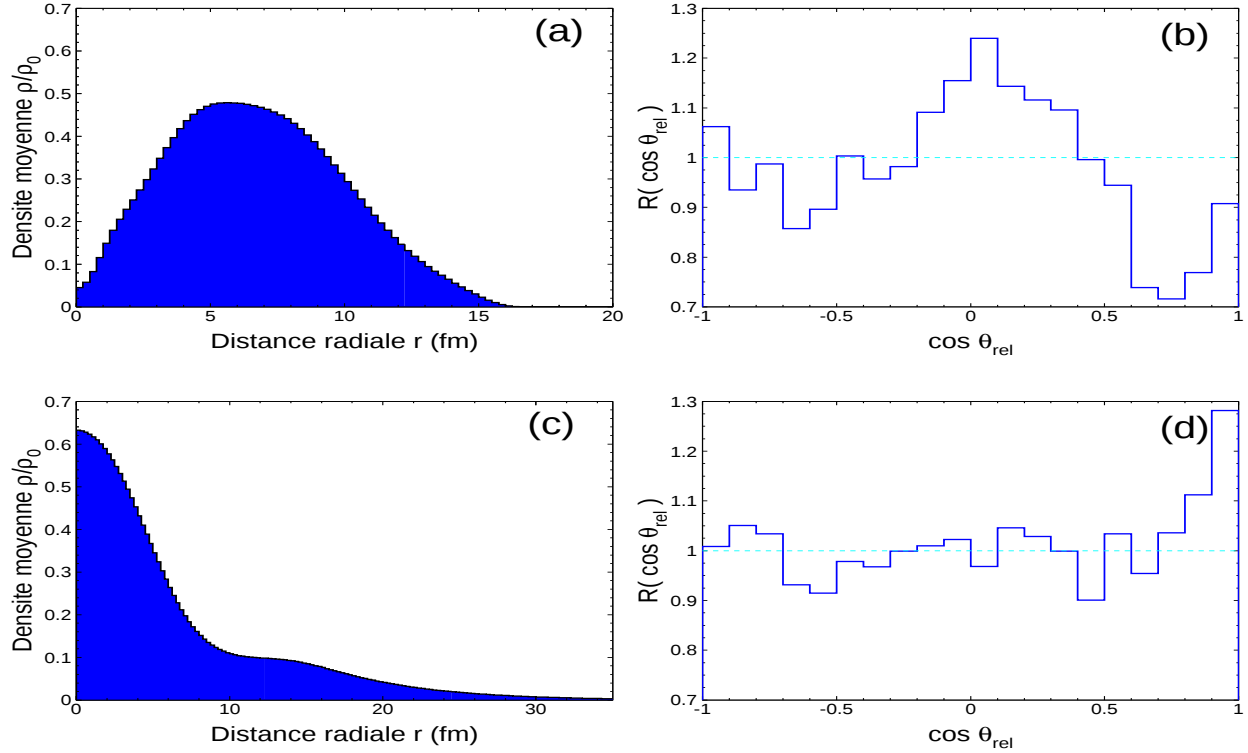


FIG. 11.5 – (a) Profil de densité moyenne d'une source construite sur un tétraèdre (voir texte) (7 préfragments). (b) Comparaison des angles relatifs entre les fragments émis par cette source avec les événements de source unique expérimentaux. (c) et (d) : Mêmes figures pour une source construite en plaçant le préfragment le plus lourd systématiquement au centre.

source homogène mais plutôt celui d'une source en forme de bulle (fig. 11.5.a). Les effets coulombiens sur les trajectoires des fragments dans ce cas ne sont pas les mêmes que pour une source homogène, et les angles relatifs entre chaque paire de fragments à la fin de la simulation s'en ressentent. La comparaison avec les événements de source unique expérimentales (fig. 11.5.b) montre un désaccord, effet fin par rapport à celui de la figure 11.3, qui nous contraint à modifier la construction de la source. L'effet des interactions coulombiennes entre fragments confinés à une bulle se manifeste par un dépeuplement plus important des petits angles relatifs par rapport aux événements expérimentaux.

Une autre façon de construire une source sphérique est de placer les préfragments autour du plus gros d'entre eux. Dans ce cas (fig. 11.5.c) la source est moins compacte et le préfragment le plus lourd se trouve systématiquement près de son centre (la densité de la source est beaucoup plus élevée au centre qu'ailleurs). Une source ayant cette forme reproduit bien la distribution expérimentale des angles relatifs entre fragments (fig. 11.5.d). Dans la suite nous fixons ainsi la géométrie de la source.

11.3.3 Energies cinétiques des fragments et moment angulaire de la source

Les énergies cinétiques moyennes des fragments émis à partir de cette source sont beaucoup plus basses que celles que nous observons expérimentalement (fig. 11.6, histogramme en trait épais). Seules les contributions thermiques et coulombiennes aux énergies des frag-

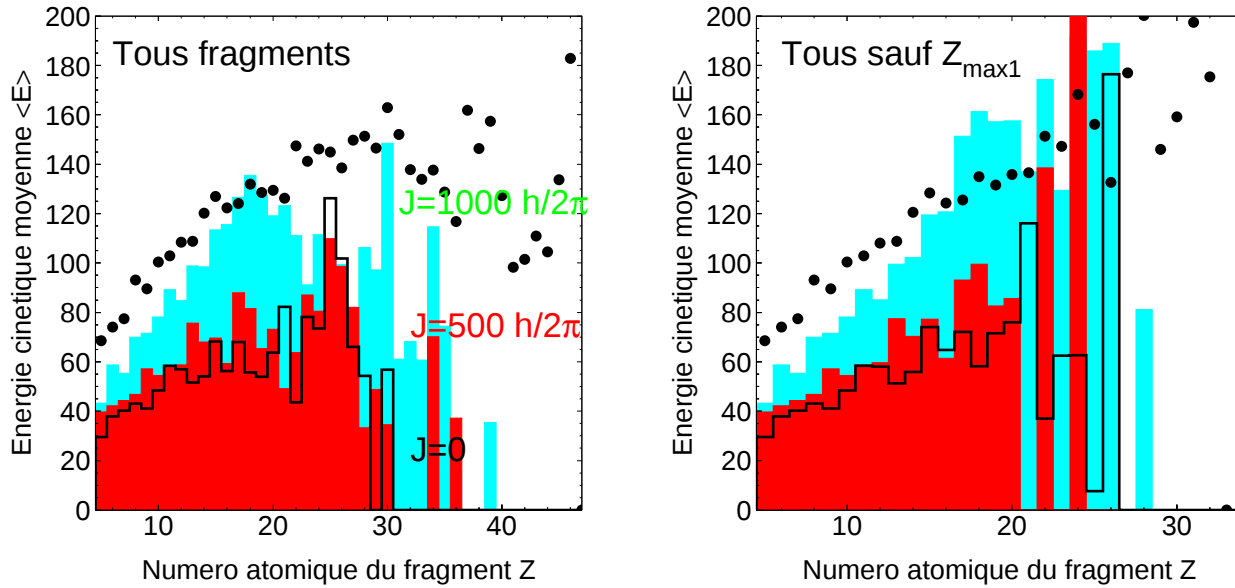


FIG. 11.6 – Energies cinétiques moyennes des fragments en fonction de Z . Comparaison des valeurs expérimentales (points) avec des simulations SIMON mettant en jeu une source unique avec 7 préfragments arrangés dans une géométrie sphérique autour du plus lourd d’entre eux. Les histogrammes grisés correspondent à un moment angulaire non-nul de la source. A gauche : tous les fragments de chaque événement sont considérés. A droite : tous sauf le fragment le plus lourd de chaque événement sont inclus.

ments sont considérées dans cette simulation. Comme nous l’avons indiqué ci-dessus le code de désexcitation statistique SIMON offre la possibilité de rajouter une contribution de mouvement collectif dans les caractéristiques de la source. Nous commençons par considérer la contribution de son moment angulaire.

Des simulations ont été effectuées qui mettent en jeu différentes valeurs hypothétiques du moment angulaire de la source en multifragmentation. Rappelons que dans une description classique des collisions le moment angulaire de la voie d’entrée est donné par

$$\mathcal{J} = \sqrt{2\mu E_{CM}} \cdot b, \quad (11.1)$$

où μ est la masse réduite des deux noyaux et E_{CM} est l’énergie cinétique totale dans le centre de masse de la collision. Comme la section efficace est nulle pour $b = 0$ il n’existe pas de réactions pour lesquelles le moment angulaire $\mathcal{J} = 0$.

La figure 11.6 montre que les énergies cinétiques des fragments sont correctement reproduites si le moment angulaire de la source $\mathcal{J} = 1000\hbar$. Cette valeur (énorme) correspondrait à des paramètres d’impact $b \approx 8$ fm d’après (éq. 11.1), ce qui n’est pas du tout réaliste. Si nous comparons les angles relatifs entre fragments avec les événements de source unique, par

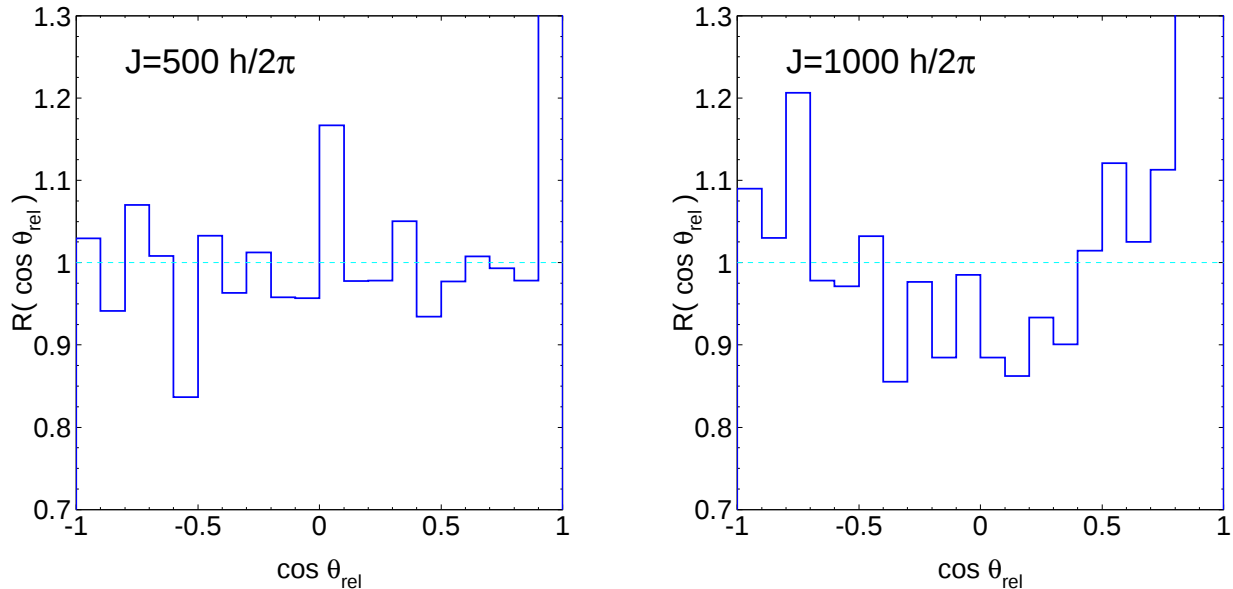


FIG. 11.7 – Comparaison des angles relatifs entre fragments pour les simulations de source unique mettant en jeu un moment angulaire non-nul, avec les événements expérimentaux.

contre, nous observons (fig. 11.7.b) un désaccord semblable en forme à celui observé pour des collisions binaires très amorties (fig. 11.3). La forme de la distribution de θ_{rel} pour les événements simulés à haut spin (surpopulation des grands et des petits angles relatifs par rapport à l'expérience) est due à la favorisation d'une émission dans le plan perpendiculaire au moment angulaire de la source [ERI60]. Même si le désaccord n'est pas aussi prononcé dans le cas actuel il sert à confirmer qu'un tel scénario est non seulement irréaliste mais incompatible avec nos données.

Une simulation mettant en jeu un moment angulaire $\mathcal{J} = 500\hbar$ ($b \approx 4$ fm, $b/b_{max} \approx 0.3$) ne semble pas contredire les données expérimentales au niveau des angles relatifs entre fragments (fig. 11.7)⁽⁶⁾. Si nous regardons les énergies cinétiques correspondantes des fragments (fig. 11.6) nous voyons qu'elles n'augmentent guère par rapport aux seules contributions thermiques et coulombiennes. Par conséquent nous allons considérer que le moment angulaire de la source unique que nous avons isolée dans les données expérimentales est au maximum $\approx 500\hbar$, et que sa contribution aux énergies cinétiques moyennes des fragments est négligeable. Regardons maintenant quels sont les effets d'une expansion radiale de la source.

11.3.4 Energies cinétiques des fragments et expansion radiale de la source

Nous pouvons rajouter aux énergies cinétiques initiales des fragments un mouvement collectif correspondant à une expansion radiale auto-similaire de la source. Chaque fragment acquiert ainsi une vitesse radiale proportionnelle à sa distance du centre de la source, et une

⁽⁶⁾Une simulation avec $\mathcal{J} = 750\hbar$ fait apparaître le même genre de désaccord que celui observé pour $\mathcal{J} = 1000\hbar$.

énergie proportionnelle à sa masse (voir Annexe B) :

$$\mathbf{v}_i = \sqrt{2\varepsilon_{rad}} \frac{\mathbf{r}_i}{Q} \quad (11.2)$$

$$E_i = m_i \varepsilon_{rad} \frac{r_i^2}{Q^2}. \quad (11.3)$$

Ici, ε_{rad} est l'énergie totale du mouvement collectif de la source exprimée en MeV/u, et $Q = \sqrt{\langle r_i^2 \rangle}$. Physiquement, une telle expansion signerait l'importance des effets de compression de la matière lors des collisions menant à la source unique. Dans ce cas, il se peut que le système atteigne des basses densités avant de fragmenter. Nous étudierons en détails un tel scénario dans le chapitre suivant.

La figure 11.8 compare les énergies expérimentales des fragments avec les résultats de deux simulations mettant en jeu des énergies d'expansion de $\varepsilon_{rad} = 1$ MeV/u et $\varepsilon_{rad} = 1.5$ MeV/u. Une valeur de l'expansion de 1 MeV/u sous-estime les énergies des fragments⁽⁷⁾. Pourtant la

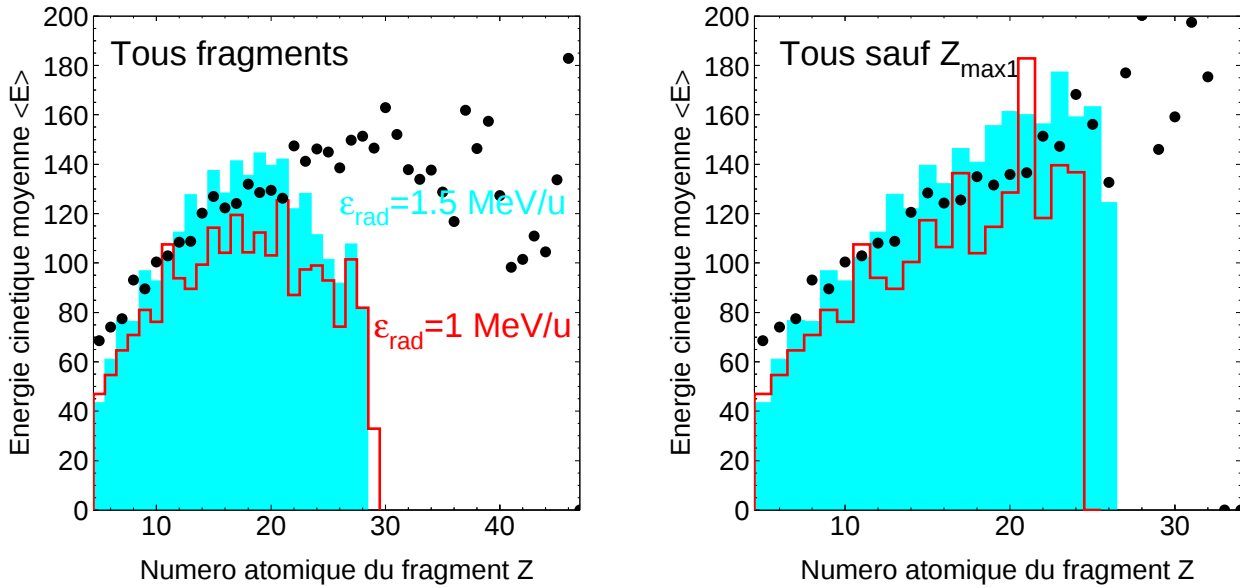


FIG. 11.8 – Energies cinétiques moyennes des fragments en fonction de Z . Comparaison des valeurs expérimentales (points) avec des simulations SIMON mettant en jeu une source unique avec 7 préfragments arrangés dans une géométrie sphérique autour du plus lourd d'entre eux, et deux valeurs différentes de l'expansion radiale ε_{rad} . A gauche : tous les fragments de chaque événement sont considérés. A droite : tous sauf le fragment le plus lourd de chaque événement sont inclus.

⁷Par rapport aux résultats publiés précédemment ([SQU96, RIV97a]) où cette valeur de l'expansion reproduisait les énergies expérimentales, trois facteurs peuvent expliquer que ce ne soit plus le cas : (i) les améliorations apportées au filtre *INDRA* ; (ii) la différence des énergies expérimentales par rapport aux publications antérieures due à la nouvelle calibration des énergies *CsI* à $\theta_{lab} > 45^\circ$ (cf. I § 3.1.4 et IV Ch. 10) ; (iii) l'utilisation de 7 préfragments afin d'obtenir la bonne multiplicité de fragments finals (elle-même une conséquence de (i)). En effet, si on diminue le nombre de préfragments l'énergie d'expansion nécessaire pour obtenir les $\approx$ mêmes énergies finales diminue. Ceci est dû à l'augmentation du volume de la source et à la diminution de la taille (charge) des préfragments quand on augmente leur nombre, ce qui diminue l'énergie potentielle initiale.

penne de la corrélation $\langle E \rangle - Z$ semble être correctement reproduite, surtout si nous excluons le fragment le plus lourd de chaque événement (fig. 11.8, à droite), et l'écart avec les données est ≈ 20 MeV pour tous les fragments, quel que soit leur Z .

La pente est reliée à l'expansion puisque l'énergie radiale de chaque fragment augmente avec sa masse (et donc avec son Z) (éq. 11.3). Par contre l'énergie thermique est la même pour tous. Nous pouvons donc nous interroger sur l'attribution des énergies cinétiques thermiques initiales des fragments dans le code SIMON. Celles-ci suivent une distribution exponentielle (cf. Annexe § B.4), dont l'énergie moyenne est donnée par la température T ⁽⁸⁾ de la source. Mais nous pourrions aussi bien utiliser une distribution de Maxwell-Boltzmann (correspondant à une émission de volume des fragments, cf. § 10.5), d'énergie moyenne $\frac{3}{2}T$. La température moyenne des sources préparées dans cette simulation est $T = 8.2$ MeV. L'énergie gagnée par les fragments avec une distribution à la Maxwell-Boltzmann serait donc $\frac{1}{2}T \approx 4$ MeV. Ceci ne peut expliquer l'écart observé avec les valeurs expérimentales.

Nous observons qu'une simulation mettant en jeu une expansion de 1.5 MeV/u permet d'obtenir un accord plus satisfaisant avec les données, mais sur-estime les énergies des fragments de $Z \gtrsim 20$. Comme l'expansion (éq. 11.3) est isotrope elle ne modifie pas les angles relatifs entre les fragments, ni la forme des événements. Nous concluons donc que les événements de source unique sont compatibles avec une énergie d'expansion auto-similaire de 1–1.5 MeV/u.

11.3.5 Emission de particules légères chargées

Dans le code SIMON, les préfragments chauds initiaux se dés excitent principalement par évaporation de particules légères chargées (LCP). Comme nous avons imposé une masse minimum $A = 20$ aux préfragments de la source, les LCP résultent uniquement de la dés excitation secondaire. Par confrontation des données avec la simulation SIMON qui reproduit raisonnablement bien la cinématique observée des fragments ($\varepsilon_{rad} = 1.5$ MeV/u) nous pouvons voir si les propriétés énergétiques d'émission des LCP sont compatibles avec l'évaporation à partir des fragments chauds. Comme l'émission de pré-équilibre n'est pas traitée dans le code nous n'allons considérer que les particules émises entre 60° et 120° dans le repère du centre de masse (cf. § 10.3).

Les spectres des LCP sont comparés sur la figure 11.9. Nous pouvons voir que, globalement, les particules de haute énergie (dans les queues exponentielles des distributions) sont assez bien reproduites par la simulation. Cette partie des spectres est reliée à la température d'émission des particules (cf. § 10.5), moyennée le long de la chaîne de dés excitation des préfragments. Dans cette simulation l'énergie d'excitation moyenne des préfragments est $\varepsilon^* = 5.8$ MeV/u⁽⁹⁾ et leur température moyenne $T = 7.9$ MeV. Nous remarquons que cette température est très différente de celle obtenue à partir de la «pente» des spectres à haute énergie (cf. tab. 10.3, § 10.5).

Cependant, à l'exception des particules α , la dés excitation de ces préfragments dans le code sur-estime le nombre de particules de basse énergie. Ce dés accord pourrait être relié aux barrières d'émission (cf. § 10.5) c'est-à-dire à la taille (Z) des préfragments, ou il pourrait signifier que d'autres processus que l'évaporation jouent un rôle dans la production de particules légères.

⁸ Calculée dans une approximation de gaz de Fermi, $\varepsilon^* = T^2/10$.

⁹ Cf. (éq. B.16).

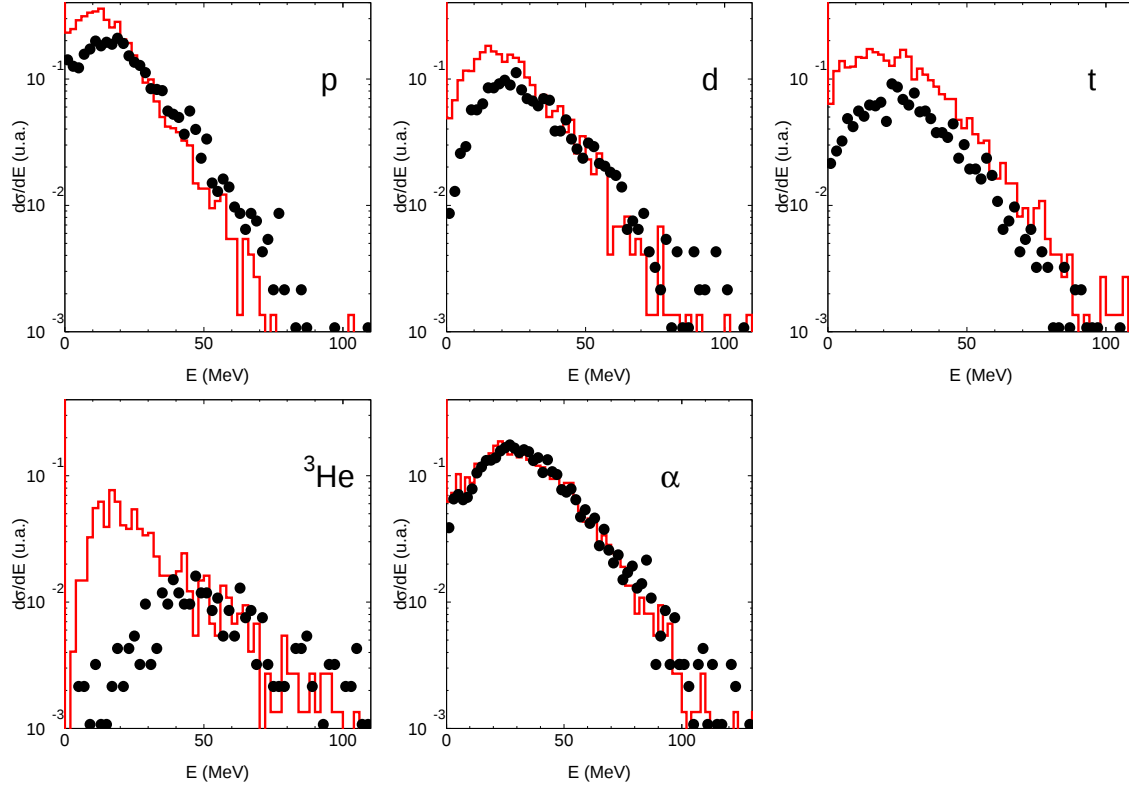


FIG. 11.9 – Spectres énergétiques des LCP émises entre 60° et 120° dans le CM de réaction : (points) événements de source unique ; (histogrammes) simulation avec le code SIMON mettant en jeu une énergie d'expansion de $\varepsilon_{rad} = 1.5$ MeV/u. Les spectres sont normalisés aux nombres d'événements.

11.4 Estimation de la section efficace totale associée aux événements de source unique

Pour conclure cette comparaison avec le code SIMON, nous allons estimer la section efficace des événements de source unique en tenant compte de l'efficacité de détection et des sélections effectuées pour obtenir des événements expérimentaux «complets».

La figure 11.10 montre les corrélations entre la charge totale détectée, Z_{tot} , et l'impulsion totale, P_{tot} , ou la multiplicité totale, N_C , détectées qui résultent du traitement des événements simulés par le filtre expérimental. Ces figures sont à comparer avec fig. 7.1 de III § 7.1, p. 60. La charge totale moyenne détectée est approximativement 100 et l'impulsion totale moyenne $\approx 60\%$ de l'impulsion du projectile. La grande majorité des événements simulés est donc rejetée par la condition qui définit les événements «complets» (représentée sur la figure par des boîtes) (cf. tab. 11.1).

Ce taux de rejet élevé engendré par l'exigence d'avoir des événements bien détectés est peut-être dû aux multiplicités élevées associées aux événements de multifragmentation d'un système aussi lourd que $^{155}Gd + ^{238}U$. *INDRA* a été conçu pour une détection optimale (taux minimum de double comptage dans un même détecteur) d'événements mettant en jeu

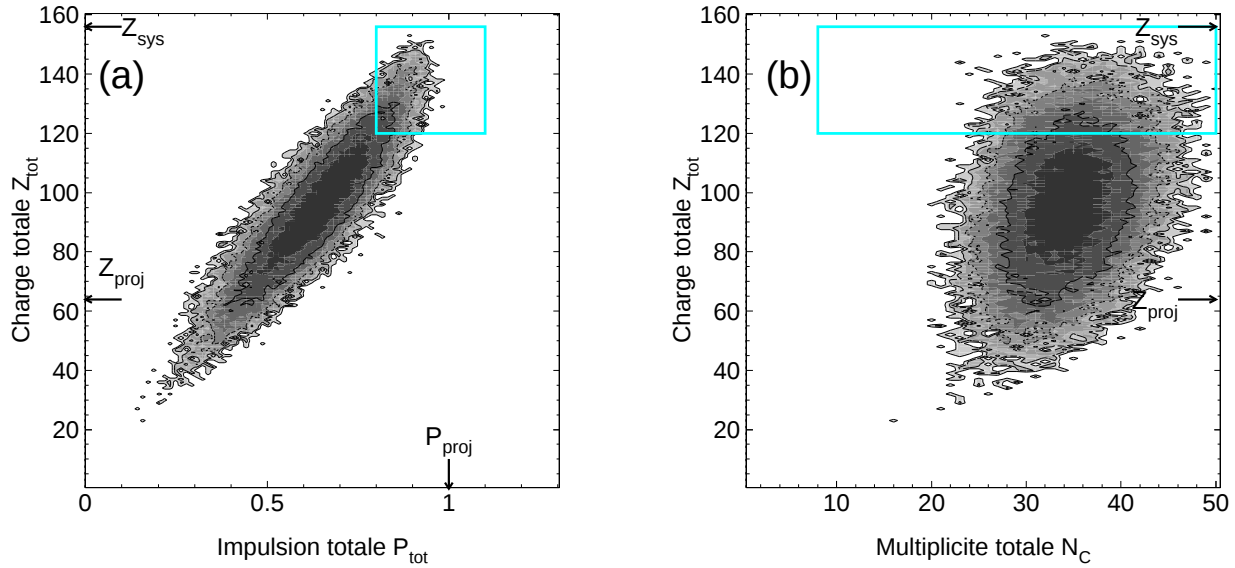


FIG. 11.10 – Corrélations événement par événement entre la charge totale, l’impulsion totale, et la multiplicité de produits chargés, «détectées» après traitement par le filtre expérimental de la simulation de la source unique effectuée avec SIMON ($\varepsilon_{rad} = 1.5$ MeV/u) (contours logarithmiques). Les boîtes entourent les événements définis comme «complets».

		%
Événements simulés	36 308	–
Événements complets	2 153	6
Sélection des événements de source unique ($\theta_{flot} \geq 70^\circ$)	739	2

TAB. 11.1 – Effet de l’application du filtre expérimental et des sélections que nous effectuons sur les données expérimentales, sur les événements de source unique simulés par le code SIMON.

au maximum 10 fragments et 40 particules légères (cf. II § 2.1). Cependant la simulation SIMON que nous considérons ici dépasse ces multiplicités (elle produit notamment beaucoup plus de LCP que ne sont observées expérimentalement), et conduit à un taux assez important de détection dans le même télescope d’un fragment en coïncidence avec une ou plusieurs LCP. Signalons que des simulations effectuées avec le code de multifragmentation statistique SMM [BOND95], qui ne traite pas de la même façon que SIMON les corrélations spatio-temporelles entre fragments et particules évaporées, ne conduit pas à un taux de rejet aussi élevé [BAC98].

L’échantillon d’événements sélectionné par la condition $\theta_{flot} \geq 70^\circ$ correspond à $\approx 2\%$ du nombre total d’événements simulés (cf. tab. 11.1). Comme les événements de source unique ont une distribution isotrope des angles de flot, cet échantillon compte pour le tiers des événements retenus par la sélection des événements complets. Nous avons précédemment utilisé ce fait (III § 8.1.8) pour estimer le nombre total d’événements de source unique parmi les événements complets **expérimentaux**, à partir du nombre que nous isolons des réactions binaires prédominantes avec la sélection $\theta_{flot} \geq 70^\circ$. Nous pouvons maintenant estimer la

section efficace totale pour des réactions conduisant à la multifragmentation d'une source unique grâce à la comparaison avec le code SIMON.

Réactions de source unique pour
 $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$

Section efficace mesurée : 2.6 mb

Section efficace estimée : 130 mb

11.5 Conclusions

Par comparaison de nos données avec les prévisions du code SIMON qui simule la désexcitation statistique et la propagation coulombienne des noyaux dans la voie de sortie d'une collision entre ions lourds, nous avons pu vérifier la validité de l'hypothèse d'une source unique pour les fragments émis dans les événements pour lesquels $\theta_{flot} \geq 70^\circ$. Nous estimons que les réactions de ce type ont une section efficace totale $\sigma_{SU} = 130 \text{ mb}$.

Les énergies cinétiques moyennes des fragments et leurs angles relatifs constituent ensemble des observables contraignantes pour les caractéristiques de la source en multifragmentation. Pour reproduire correctement les corrélations induites par les effets coulombiens dans la voie de sortie, il faut une source (sphérique) très diluée ($\langle R \rangle \sim 30 \text{ fm}$) dans laquelle le fragment le plus lourd de chaque événement se trouve systématiquement près du centre de masse du système. Cette préférence pourrait être liée à des raisons de symétrie lors de la multifragmentation de la source.

Le mouvement thermique des fragments et leur répulsion coulombienne dans la source ne suffisent pas pour expliquer les énergies cinétiques moyennes observées. Le code SIMON permet d'estimer que la contribution à ces énergies moyennes du moment angulaire de la source est négligeable, et que le moment angulaire maximum compatible avec les données correspond à un paramètre d'impact $b \lesssim 4 \text{ fm}$.

Supposer une expansion radiale auto-similaire de la source de 1–1.5 MeV/u permet de reproduire de façon qualitative les énergies expérimentales des fragments. Ce mouvement collectif, et la taille de la source diluée que nous avons été amenés à considérer, est compatible avec un scénario dans lequel la formation de la source unique mettrait en jeu une compression suffisamment forte pour qu'elle soit entraînée par l'expansion vers de basses densités avant de multifragmenter. Dans ce cas le processus de multifragmentation pourrait trouver son origine dans des instabilités de volume de la matière nucléaire. C'est cette voie que nous allons suivre dans le chapitre suivant, en confrontant nos données à un modèle théorique complet simulant les réactions qui conduisent aux événements de source unique.

Chapitre 12

Confrontation avec des calculs microscopiques : vers une compréhension de l'origine des fragments

Nous avons vu au Chapitre 11 les prédictions d'un calcul quasi-statistique tel que SIMON. Elles permettent de décrire les conditions qui pourraient regner au moment de la multifragmentation, grâce au concept de «freeze-out» : on suppose qu'à partir d'un certain instant (correspondant aux conditions initiales considérées dans le calcul) le système en multifragmentation peut être décrit comme un assemblage de noyaux chauds équilibrés indépendants qui n'ont plus d'interactions nucléaires les uns avec les autres. Une confrontation avec les données expérimentales a notamment permis de mettre en évidence un mouvement d'expansion collective qui suggère que la matière nucléaire explore des régions de basse densité.

Cependant, ce type de description ne nous renseigne pas (et ce n'est d'ailleurs par son ambition) sur le mécanisme de formation des fragments. Seul un modèle dynamique complet, traitant la collision depuis son début jusqu'à la formation des fragments peut nous permettre d'avancer sur ce point et de faire des prédictions, que l'on pourra ensuite confronter à l'expérience.

Dans ce chapitre nous allons présenter un tel modèle. Il met en jeu les instabilités de la matière nucléaire à basse densité. Ses prédictions, en apparente contradiction avec un scénario statistique, seront comparées aux données expérimentales.

12.1 Instabilité de volume et multifragmentation

Les simulations semi-classiques des équations de transport nucléaires (simulations numériques de l'équation de Boltzmann : VUU [KRU85, MOL85, MOL87] ; BUU [BER88, CAS90] ; BNV [BONA94] ; Landau-Vlasov [GRE87a, GRE87c]) prédisent une compression de la matière lors des collisions d'ions lourds à $E/A < 100$ MeV/u. A basse énergie le résultat est une oscillation monopolaire (cycles de compression/expansion) qui est amortie par le champ moyen. Par contre si la compression initiale est suffisante, l'expansion qui suit peut être tellement violente que rien ne peut l'empêcher d'entraîner le système vers des densités de plus en plus faibles.

Les propriétés de la force nucléaire (attraction à longue portée, cœur répulsif à très courte portée) suggèrent une analogie de la matière nucléaire avec un fluide de Van der Waals. Par exemple, les forces effectives de type Skyrme [ZAM73] couramment utilisées pour reproduire bon nombre de résultats expérimentaux conduisent à une équation d'état de la matière nucléaire analogue à celle de Van der Waals. Nous pourrions donc nous attendre à retrouver certains aspects identiques dans le cas nucléaire et pour les fluides de tous les jours : deux phases, liquide et gaz, avec au moins une transition de phase possible entre les deux, température critique, etc.

A l'intérieur de la surface de coexistence des fluides de Van der Waals se trouve une région d'instabilité de volume appelée **région spinodale (RS)**. Cette instabilité est caractérisée par une incompressibilité *négative* de la matière,

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s < 0, \quad (12.1)$$

ce qui conduit à l'effondrement de la matière dans les régions de densité légèrement supérieure à la moyenne, évacuant ainsi des régions de plus faible densité. Les systèmes se trouvant dans la RS sont donc instables par rapport à des fluctuations de densité, qui provoquent leur séparation en deux phases stables (**décomposition spinodale (DS)**) : des gouttes de liquide entourées de vapeur.

L'interprétation de la multifragmentation comme une décomposition spinodale a été suggérée par les auteurs de [BER83] : les fragments correspondraient aux gouttes de liquide nucléaire formées dans des systèmes dilués résultant des collisions noyau-noyau.

12.1.1 Instabilité de la matière nucléaire

Dans une approche de type champ moyen semi-classique on peut montrer (§ C.1.2 et [COL94]) que dans certaines conditions de densité et de température (eq.(C.15) p.183) des fluctuations de la densité $\delta\rho$ seront amplifiées exponentiellement par le champ moyen, devenu instable. Dans ce cas la croissance rapide des fluctuations initiales conduira à la formation de fragments entourés de vapeur nucléonique.

On peut décomposer les fluctuations de densité du système en modes collectifs de longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$ et de fréquence ω . Chaque mode $\delta\rho_k$ a une région d'instabilité différente, à cause de la portée finie de la force nucléaire⁽¹⁾. La région du plan ρ - T correspondant à **la région d'instabilité spinodale nucléaire statique** ($\lambda = \infty$) est représentée sur les figures 12.1 par une courbe en trait plein, pour une force effective de type Skyrme. On peut voir que la RS est située à basse densité, $\rho \lesssim 0.6\rho_0$, et qu'elle est moins étendue pour les températures les plus élevées. Nous avons aussi porté la limite de la RS pour une longueur d'onde finie, $\lambda = 10$ fm, (courbe en tirets) : elle est moins étendue que la région spinodale statique ($\lambda = \infty$), et pour des longueurs d'onde plus petites encore la RS diminue très rapidement. Les longueurs d'onde plus courtes que la portée de la force ne sont pas instables.

Pour chacun des modes instables on peut définir un **temps de croissance** τ_k du mode k ⁽²⁾.

⁽¹⁾La force de Skyrme eq.(C.3) est de portée nulle. Dans les calculs dynamiques que nous présenterons par la suite une portée finie a été introduite par convolution de la densité, et ajustée pour bien reproduire les énergies de surface. Le terme de surface, $\nabla^2\rho$, rajouté à la force de Skyrme de portée finie fait apparaître un terme en $k^2\rho$ dans la transformée de Fourier $U(k)$, et donc la condition eq.(C.15) dépend de la longueur d'onde de la fluctuation.

⁽²⁾Ce temps est défini par la **relation de dispersion**, (eq. C.14) p.183.

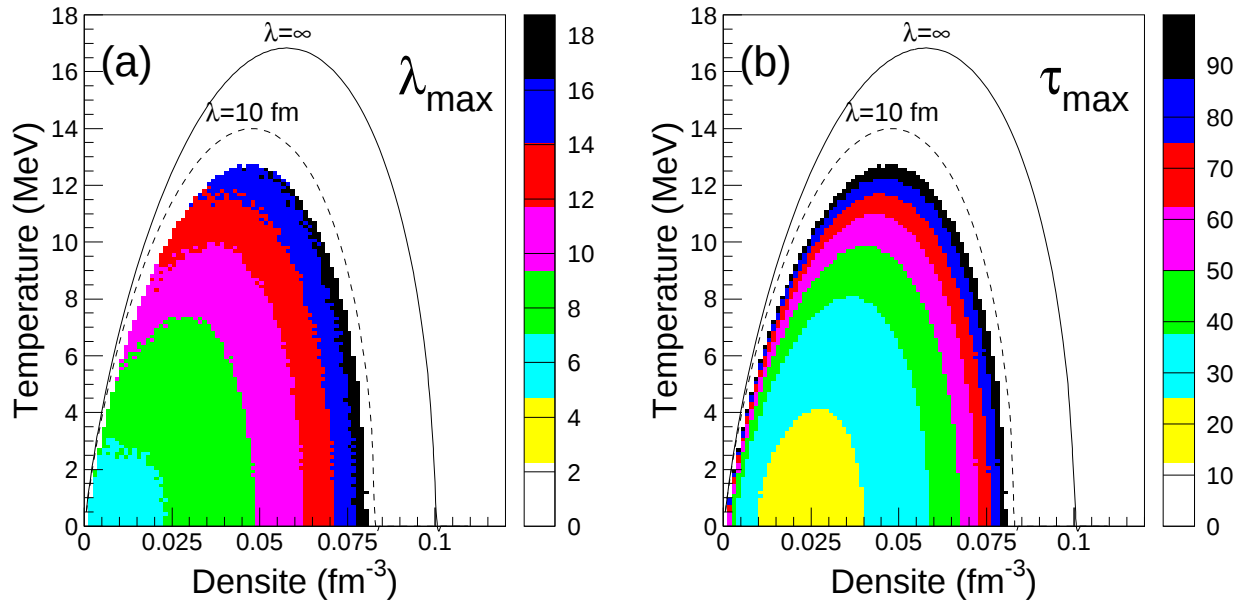


FIG. 12.1 – Traits pleins : région spinodale de la matière nucléaire (force de Skyrme) dans le plan ρ - T ($\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$). Tirets : la région d'instabilité pour des fluctuations de longueur d'onde 10 fm. Les contours (niveaux de gris) représente : (a) la longueur d'onde du mode le plus instable λ_{max} pour (ρ, T) données, à condition que son temps de croissance τ_{max} (b) soit inférieur à l'échelle de temps typique d'une collision entre noyaux lourds autour de l'énergie de Fermi, $\tau_{max} < 100 \text{ fm}/c$. Les échelles de niveau de gris sont indiquées en fm (a) et en fm/c (b).

Ce temps est infiniment grand à la limite de la RS du mode : il diminue lorsque la densité et la température du système deviennent plus faibles. L'amplification de ces fluctuations dans un milieu instable (qui se superposent à la densité moyenne faible du milieu) permet d'atteindre localement des densités proches de la densité normale et est associée à la formation de fragments de rayon $R \approx \lambda/4$, séparés d'une distance λ (fig. 12.2).

On ne peut considérer comme candidats pour expliquer l'origine de la multifragmentation que les instabilités ayant un temps de croissance inférieur à la durée de la collision, τ_{coll} . Dans les collisions entre noyaux lourds aux énergies de Fermi $\tau_{coll} \sim 100 \text{ fm}/c$, et donc nous définissons les modes **dynamiquement instables** par la condition $\tau_k < 100 \text{ fm}/c$.

Pour chaque point (ρ, T) à l'intérieur de la RS il existe *un* mode dont le temps de croissance est plus court que tous les autres. Celui-ci va donc dominer l'évolution du système, conduisant à la formation de fragments avec une taille $\sim$ unique. Sur la figure 12.1.a les niveaux de gris représentent, pour les modes dynamiquement instables, la longueur d'onde λ_{max} du mode le plus instable pour chaque (ρ, T) . Nous pouvons remarquer que la région d'instabilité dynamique est très réduite en taille par rapport à celle de la RS statique. A l'extérieur de cette zone les longueurs d'onde et les temps d'instabilité deviennent rapidement beaucoup plus grands, $(\lambda_{max}, \tau_{max} \rightarrow \infty)$.

Ainsi un système arrivant dans la région spinodale traverse d'abord des zones où tous les modes sont effectivement stables i.e. $\tau_{max} \gg \tau_{coll}$. Des instabilités ne peuvent se développer avant que le système n'ait atteint la région d'instabilité dynamique, dont la frontière se trouve proche de la limite d'instabilité du mode $\lambda = 10 \text{ fm}$ (fig. 12.1).

Formation de fragments dans un système instable

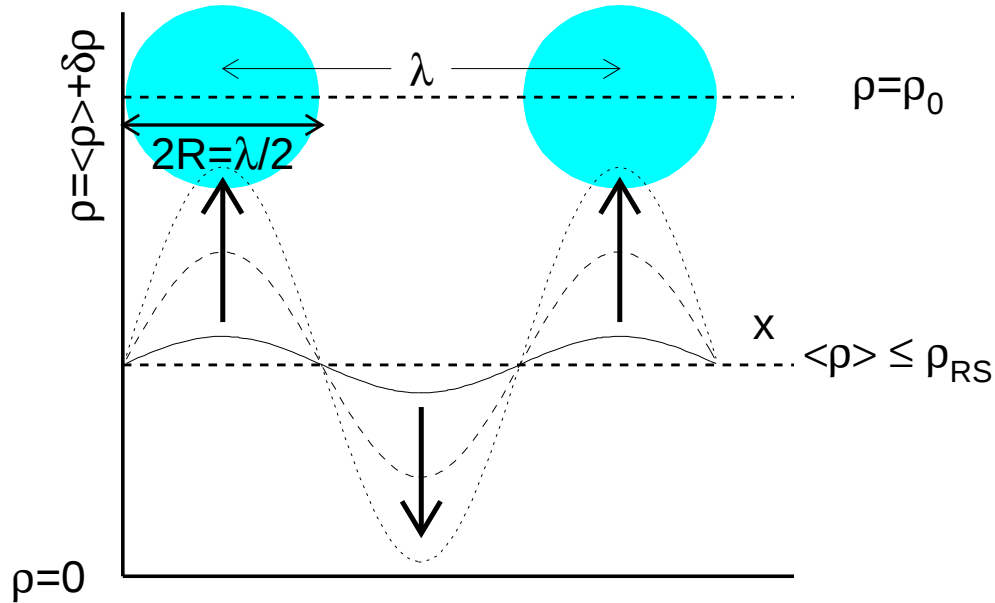


FIG. 12.2 – Dans la région d'instabilité spinodale (RS) des fluctuations de la densité peuvent être amplifiées exponentiellement, conduisant à la formation de fragments.

12.1.2 Loi d'échelle de la multifragmentation

Sur un large domaine en ρ et en T à l'intérieur de la région spinodale les modes les plus instables ont des tailles $\lambda_{max} \approx 8-12$ fm et leurs temps de croissance (fig. 12.1.b) sont comparables, de l'ordre de 30–50 fm/c, compatibles avec les échelles de temps des collisions que nous étudions. Ces longueurs d'onde correspondent à la formation de fragments avec $Z \sim 10-15$ à densité normale.

Si un système nucléaire produit par une collision entre ions lourds traverse cette région d'instabilité, l'amplification préférentielle des fluctuations de densité avec ces longueurs d'onde conduira à la formation de fragments avec des tailles similaires. Des phénomènes de battement entre les modes les plus instables ainsi que la coalescence des fragments naissants dans la voie de sortie peuvent conduire à la formation de fragments plus lourds, avec une probabilité qui décroît exponentiellement (typique d'un processus combinatoire mettant en jeu des composantes élémentaires de taille unique [COL98]). En même temps la formation de petits fragments est supprimée par la stabilité des modes de courte longueur d'onde, liée à la portée de la force nucléaire.

Un signal possible de la décomposition spinodale est donc **la préférence du système pour la partition en fragments de $Z \sim 10-15$** [GUA96a]. Il faut souligner que ce «signal» est complètement différent des prédictions des modèles statistiques de la multifragmentation, basés sur le scénario d'une transition de phase liquide-gaz. La raison en est que la DS est un **mécanisme dynamique** de séparation de phases. Elle procède sans l'établissement d'un équilibre entre les deux phases et par conséquent elle est plus rapide que la transition de phase supposée par les modèles statistiques.

Toutefois il ne faut pas négliger la désexcitation secondaire des (pré)fragments résultant de la DS, qui peuvent être formés chauds. L'évaporation de particules légères peut modifier la distribution des tailles des fragments finals jusqu'à effacer tout signal éventuel de la DS comme mécanisme de multifragmentation. Néanmoins, pour les températures atteintes dans les collisions autour de l'énergie de Fermi on peut espérer en garder des traces.

Par contre si nous considérons **deux systèmes de taille différente**, chacun ayant subi une DS dans des conditions de densité et de température similaires, leurs fragments primaires ainsi que leur désexcitation secondaire seront les mêmes : **la distribution en taille des fragments finals sera donc la même dans les deux cas**⁽³⁾. De plus, comme les fragments primaires sont préférentiellement formés avec des tailles similaires **le nombre moyen de fragments observés sera en proportion des tailles des deux systèmes**.

Cette **loi d'échelle** constitue un signal plus robuste et plus facile à vérifier expérimentalement que la forme de la distribution en taille des fragments produits par un seul système. Parmi les systèmes étudiés avec *INDRA* lors de sa première campagne de mesures on trouve deux candidats susceptibles de permettre un test expérimental de cette prédiction. Il s'agit des **sources uniques** formées lors des réactions $^{129}\text{Xe}(32 \text{ MeV/u}) + ^{119}\text{Sn}$ et $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$. Notre intérêt se porte sur ces deux systèmes parce que :

- (i) ils sont tous les deux des systèmes lourds, pour lesquels des effets de volume devraient être dominants ;
- (ii) les énergies d'excitation disponibles estimées pour les événements de source unique sont très proches, et donc il est plausible que les systèmes formés explorent des régions similaires du plan ρ - T ;
- (iii) leurs masses sont différentes d'un facteur ~ 1.6 (masse).

Pour savoir si les systèmes formés dans les deux réactions peuvent traverser des régions de densité et de température similaires à l'intérieur de la région spinodale nous avons fait appel à des calculs BNV.

12.2 Calculs microscopiques à 1-corps (BNV)

Des calculs BNV ont été effectués (voir § C.1.1) pour les deux systèmes, $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$ et $^{129}\text{Xe}(32 \text{ MeV/u}) + ^{119}\text{Sn}$. Les détails du code utilisé sont donnés dans l'annexe § C.2. Brièvement, les ingrédients sont une force de Skyrme avec une équation d'état «molle» ($K = 200 \text{ MeV}$), plus des termes d'isospin et de surface qui reproduisent les termes correspondants de la formule de Bethe–Weizsäcker. La répulsion coulombienne entre protons est aussi prise en compte. Une portée finie est introduite par convolution de la densité, et ajustée pour avoir les bonnes propriétés de surface. Le terme de collisions est calculé suivant [BONA94] avec la section efficace de diffusion nucléon-nucléon prise égale à sa valeur «libre», sans dépendance en énergie, en isospin ou en angle⁽⁴⁾.

Dans un premier temps un seul paramètre d'impact a été considéré, $b = 0 \text{ fm}$. Pour les deux systèmes l'histoire est pratiquement identique. Une source unique comprimée est formée

³Nous supposons que λ_{max} est $\sim$ indépendant de la taille d'un système fini. Ceci est plus probable pour des systèmes lourds, quand le volume domine par rapport aux effets de surface (cf. [GUA96a]).

⁴Dans les collisions entre ions lourds aux énergies de Fermi, la thermalisation est principalement due à des collisions entre nucléons ayant une impulsion relative $\approx p_F$. Dans ce cas la section efficace de diffusion libre est 41 mb [BER78].

	Compression Maximale				Région Spinodale				
	A	Z	ρ/ρ_0	$T(\text{MeV})$	A	Z	ρ/ρ_0	$T(\text{MeV})$	v_{max}/c
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$	247	103	1.25	8.3 ⁽⁵⁾	238	100	0.41	4.0	.09
$^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$	389	154	1.27	8.3 ^(a)	360	142	0.41	4.0	.10

TAB. 12.1 – Caractéristiques des sources uniques extraites des calculs BNV effectués pour les deux systèmes $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ et $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$, au moment de la compression maximale atteinte ($t = 40$ fm/c après le début du calcul) et au moment de l'équilibration des systèmes formés ($t = 100$ fm/c). La vitesse d'expansion v_{max} correspond à la vitesse radiale mesurée à la périphérie de la source. $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$.

avec une très faible émission de pré-équilibre (voir tableau 12.1) dans les premiers 40 fm/c de la collision. Ensuite elle se dilate et se refroidit, atteignant l'équilibre après 100 fm/c. Pendant cette phase d'expansion nous pouvons remarquer une émission assez importante de particules, surtout pour $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ ($\approx 7\%$ de la masse totale). La densité et la température de la source après cette phase la placent à l'intérieur de la région d'instabilité dynamique. Le mode le plus instable correspondant est (cf. fig. 12.1)

$$\lambda_{max} = 10 \text{ fm} \quad \tau_{max} = 40 \text{ fm/c}.$$

D'après ces calculs, les deux systèmes satisfont bien aux critères d'un test de l'hypothèse spinodale. Dans les deux cas un système très lourd est formé qui rencontre la région de forte instabilité à la même température et densité. A partir de ce moment leur évolution va être dominée par les mêmes modes instables conduisant à la formation de fragments, après l'amplification des fluctuations de densité initiales. Regardons maintenant quels sont les résultats expérimentaux.

12.3 Comparaison des sources uniques observées pour deux systèmes de taille différente

Les sources uniques observées dans les collisions de $^{129}\text{Xe}(32 \text{ MeV/u}) + ^{119}\text{Sn}$ ont été étudiées dans [SAL97]. En appliquant la méthodologie développée au III-§ 8.1, nous trouvons que les événements pour lesquels $\theta_{flot} \geq 70^\circ$ correspondent à une seule classe de réactions compatibles avec la désexcitation d'une source unique⁽⁶⁾. L'énergie d'excitation disponible estimée⁽⁷⁾ est la même ($\varepsilon^* \sim 7 \text{ MeV/u}$) que pour $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$. Par contre le rapport des tailles des deux systèmes est 1.58 (masse) ou 1.50 (charge).

Les distributions de multiplicité et de Z des fragments ($Z \geq 5$) produits dans les événements de source unique pour les deux systèmes sont présentées sur la figure 12.3. **Les distributions des tailles des fragments pour les deux systèmes sont identiques.** Il est donc

⁽⁶⁾La sélection $\theta_{flot} \geq 70^\circ$ est imposée par l'étude de l'évolution de la distribution des angles relatifs entre fragments ($Z \geq 5$ comme pour $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$) et des valeurs moyennes des variables globales en fonction de l'angle de flot. *A priori*, nous n'attendions pas à ce que les événements de source unique soit isolés avec la même sélection (même θ_{flot}) dans les deux cas.

⁽⁷⁾ $\varepsilon^* = (E_{CM} - Q_{fusion})/A_{tot}$ avec le bilan de masse Q_{fusion} pour la réaction de «fusion» estimée par extrapolation de la formule de masse trouvée dans [BRA85].

	A	Z	ε_{max}^* (MeV/u)
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$	248	104	6.83
$^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$	393	156	6.97

TAB. 12.2 – Masses et charges totales, et énergie d’excitation disponible estimée associées aux sources uniques formées par les réactions $^{129}\text{Xe}(32 \text{ MeV/u}) + ^{119}\text{Sn}$ et $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$.

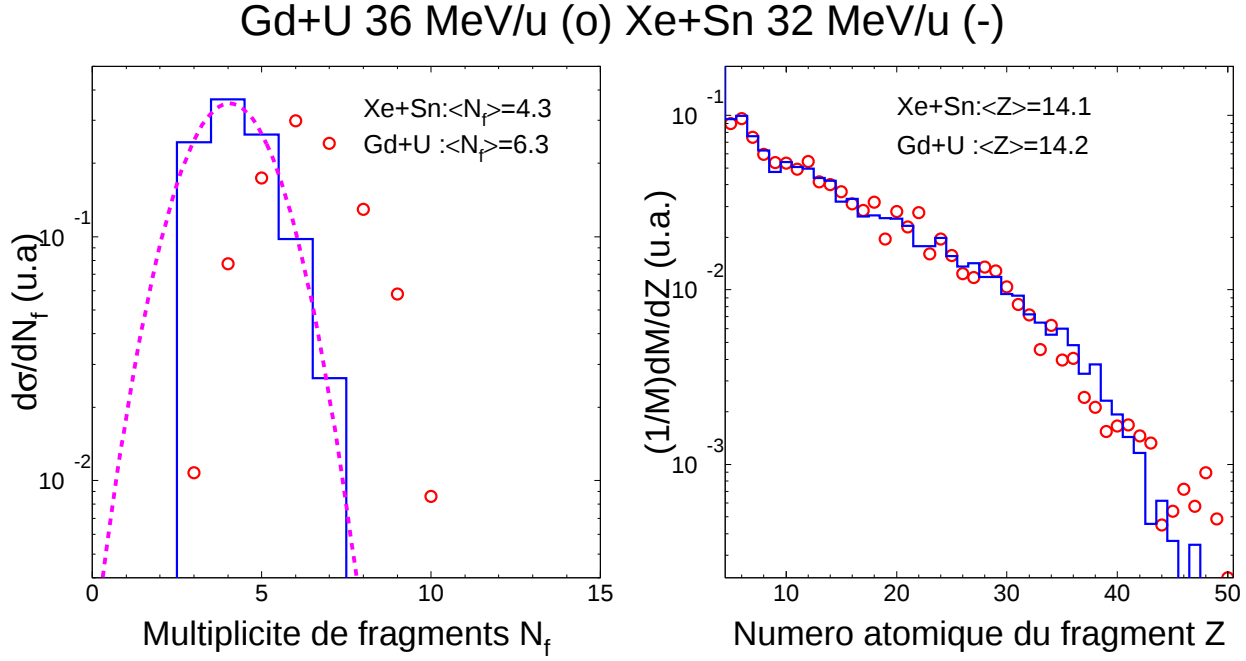


FIG. 12.3 – Comparaison des fragments produits dans les événements de source unique concernant les systèmes $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ (histogrammes) et $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ (points). L’histogramme en tirets correspond à une gaussienne ajustée sur les données de $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ (voir texte).

naturel qu’en moyenne le système le plus lourd produise plus de fragments ($\langle N_f \rangle_{\text{Gd+U}} = 6.3$, $\langle N_f \rangle_{\text{Xe+Sn}} = 4.3$). La condition $N_f \geq 3$ utilisée pour définir les événements complets supprime les événements de basse multiplicité pour le système $^{129}\text{Xe}(32 \text{ MeV/u}) + ^{119}\text{Sn}$. La multiplicité expérimentale $\langle N_f \rangle_{\text{Xe+Sn}} = 4.3$ est donc une limite supérieure. Nous pouvons, par ajustement d’une fonction gaussienne sur les données (fig. 12.3, courbe en tirets), estimer une valeur inférieure pour la multiplicité moyenne de *tous* les événements de source unique. Elle vaut $\langle N_f \rangle_{\text{Xe+Sn}, \text{est.}} = 4.0$.

D’après les calculs BNV présentés au paragraphe précédent le rapport des masses des systèmes rentrant dans la région d’instabilité spinodale est

$$\frac{A_{\text{Gd+U}}^{RS}}{A_{\text{Xe+Sn}}^{RS}} = 1.51. \quad (12.2)$$

C’est ce rapport, celui des tailles des systèmes qui vont multifragmenter, qui est important pour la loi d’échelle. C’est lui qui doit relier les multiplicités moyennes de fragments. Nous pouvons remarquer que ce rapport est le même que celui des charges totales des deux systèmes.

Rapport des masses des systèmes rentrant dans la RS (calcul BNV)	Rapport des multiplicités moyennes de fragments expérimentale
1.51	$1.52 \pm .04$

(8)

En conclusion, en comparant la multifragmentation de deux systèmes lourds de taille différente à énergie d'excitation $\approx$ constante, nous observons les mêmes distributions de la taille (Z) des fragments et la multiplicité moyenne N_f est proportionnelle à la charge totale des deux systèmes, ou aux masses des systèmes rentrant dans la région spinodale prédits par un calcul BNV.

Nous observons expérimentalement la loi d'échelle prédite par le scénario de décomposition spinodale.

Ceci constitue aussi la première mise en évidence d'un effet de volume dans la multifragmentation des systèmes nucléaires.

12.4 Calculs de type champ moyen stochastique

Les calculs BNV pour les deux systèmes $^{129}\text{Xe}(32 \text{ MeV/u}) + ^{119}\text{Sn}$ et $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$ prédisent la formation de sources uniques thermalisées avec les mêmes caractéristiques de densité et de température à l'intérieur de la région d'instabilité dynamique. Expérimentalement nous observons que les fragments issus de tels événements obéissent à la loi d'échelle attendue pour la décomposition spinodale, qui, si l'on peut estimer le temps de formation des fragments comme $2-3\tau_{max}$, s'achèverait $\lesssim 120 \text{ fm/c}$ après que les systèmes aient atteint l'équilibre. Une interprétation de la multifragmentation observée dans ces deux réactions en termes d'instabilité de volume de la matière nucléaire à basse densité semblerait donc être plausible.

Cependant l'étude de la RS nucléaire présentée au § 12.1 se situe dans le cadre de la matière infinie homogène. La validité de son application aux systèmes formés lors des collisions noyau-noyau est loin d'être certaine. Il faut donc simuler l'évolution des systèmes instables prédits par BNV et leur éventuelle fragmentation afin de comparer les prédictions d'une DS en matière finie avec l'expérience.

Les fluctuations nécessaires pour décrire ce processus ne sont pas incluses dans les modèles de type BNV basés sur l'équation de Boltzmann. Les modèles sont incapables de traiter des situations où des bifurcations ou des brisures de symétrie peuvent se produire comme dans le cas de la multifragmentation. L'hypothèse du chaos moléculaire qui conduit à l'équation de Boltzmann néglige les corrélations à 2 corps et plus qui agissent comme une force stochastique sur la fonction de distribution à 1-corps [AYI88] (cf. § C.1.1). L'intégration de cette composante non-déterministe de l'évolution dans les équations de transport conduit à la théorie dite de **Boltzmann-Langevin** [BIX69] (BL). Elle rend possible le traitement de systèmes (instables) où les fluctuations peuvent avoir une importance capitale.

Toutefois l'application de BL à des collisions nucléaires à 3 dimensions reste actuellement trop compliquée à mettre en œuvre. Guarnera et al. [GUA96a] ont donc développé des méthodes approchées permettant de reproduire approximativement la dynamique des systèmes

⁸Le rapport expérimental donné ici correspond à la valeur moyenne des rapports calculés avec les deux estimations de la multiplicité pour $^{129}\text{Xe}(32 \text{ MeV/u}) + ^{119}\text{Sn}$ données ci-dessus.

traversant la région d'instabilité spinodale. Notamment, il est fait l'hypothèse que **seuls les modes les plus instables sont importants pour l'évolution du système**, et on introduit les fluctuations BL projetées sur ces modes dans un calcul de type BNV/BUU.

En collaboration avec Ph. Chomaz, M. Colonna et A. Guarnera nous avons appliqué deux méthodes de simulation aux sources uniques formées dans les réactions $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ et $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$. La première et la plus approximative des deux méthodes consiste à introduire «à la main» les fluctuations de densité du système dans les conditions initiales du système ; la deuxième constitue une tentative d'implémenter un véritable traitement «à la Langevin» du problème.

12.5 Stochastic Initialisation Method (SIM)

Le comportement de la matière nucléaire instable sous l'action d'une source de fluctuations est tel (cf. éq.(C.17) p.184) qu'après un temps de l'ordre du temps de croissance d'un mode de longueur d'onde donnée, la source de fluctuations et les fluctuations présentes initialement contribuent de façon égale à l'amplitude du mode. Il est donc envisageable, dans une première approximation, de remplacer cette source (terme de collisions fluctuant dans BL : cf. § C.1.1, p.182) par des fluctuations dans les conditions initiales dont l'amplitude est correctement choisie. La méthode SIM (= Stochastic Initialisation Method) consiste à procéder ainsi pour reproduire l'évolution du mode le plus instable d'un système préparé à l'intérieur de la région spinodale.

Pour nos deux systèmes l'amplitude requise est équivalente au bruit numérique de 10 particules test par nucléon. L'inhomogénéité voulue est réalisée en regroupant les p.t. par quatre lors de l'initialisation du système. Remarquons que les fluctuations qui résultent de notre utilisation de 40 p.t. pour la résolution des équations BNV sont négligeables devant l'amplitude physique du mode le plus instable au moment de l'entrée du système dans la zone d'instabilité dynamique. Donc dans le calcul BNV nous n'observons pas la formation de fragments si nous le laissons continuer au-delà de cet instant.

En partant donc du système préparé à l'intérieur de la RS avec les fluctuations de densité prescrites ci-dessus, le calcul semi-classique est continué par le code TWINGO⁽⁹⁾ pendant que l'instabilité conduit à la fragmentation du système. Après la formation des fragments (200 fm/c après l'entrée dans la RS, ou 300 fm/c depuis le début de la collision) la partie désexcitation du code SIMON (Annexe B) sert pour leur désexcitation secondaire et propagation coulombienne⁽¹⁰⁾. La comparaison avec les données est présentée sur la figure 12.4 [RIV98].

Les résultats de ces premiers calculs étaient assez satisfaisants en ce qui concerne le nombre et la taille des fragments produits pour les deux systèmes (voir figs. 12.4 et 12.5) : la distribution de charge différentielle $(1/N_f)dN/dZ$ et les distributions de la taille des trois fragments les plus lourds dans chaque événement étaient raisonnablement bien reproduites, ainsi que les multiplicités moyennes de fragments observés.

⁹Il s'agit d'une simulation de l'équation de Boltzmann nucléaire plus rapide que celle de BNV. Voir Annexe C.2.4.

¹⁰Ces calculs ont été effectués par A. Guarnera et M. Colonna. Beaucoup de détails de la mise en œuvre des simulations sont communs aux deux méthodes, et seront présentés lors de la discussion des calculs BoB que nous avons effectués en collaboration avec M. Colonna au Laboratorio Nazionale del Sud (Catania).

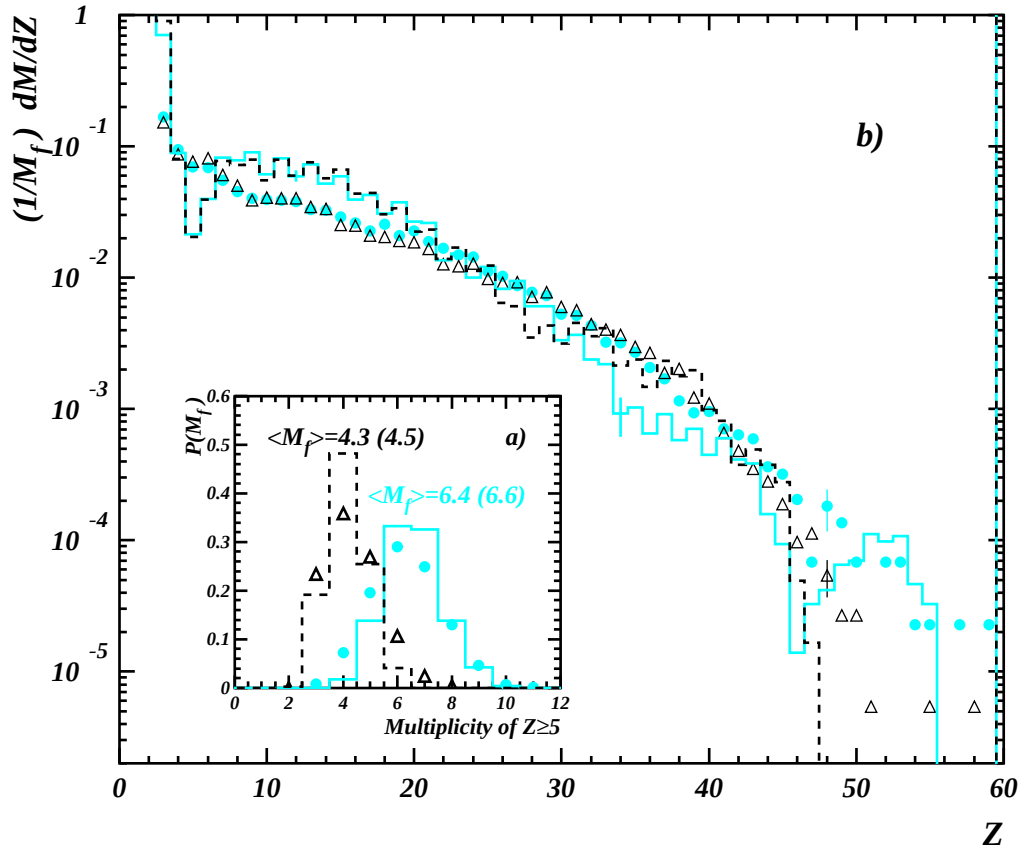


FIG. 12.4 – Résultats des premiers calculs de type champ moyen stochastique (histogrammes) comparés aux événements de source unique (symboles) pour les systèmes $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ (lignes continues et ronds) et $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ (tirets et triangles), de [RIV98]. (a) Distributions de la multiplicité de fragments observés. Les valeurs moyennes des distributions sont indiquées pour les données (calculs). (b) Distributions de charge différentielle pour chaque système, normalisées au nombre d'événements et à la multiplicité de fragments.

Cependant les énergies cinétiques des fragments (fig. 12.5) se sont avérées largement sous-estimées par les calculs, ce qui empêche de conclure fortement sur le processus de multifragmentation mis en jeu dans nos événements. La sous-estimation des énergies cinétiques est due au fait que les temps de formation des fragments sont surestimés avec la méthode SIM : l'expansion du système s'arrête avant que les fragments ne soient formés et ces derniers se freinent mutuellement par interaction nucléaire.

Le problème de la méthode SIM est que l'évolution TWINGO fait disparaître les fluctuations initiales pour ne laisser que le bruit numérique des 40 p.t. utilisées dans la simulation, avant qu'elles n'aient le temps de former les fragments. Des calculs préliminaires ont été effectués par M. Colonna en utilisant 10 particules test seulement afin de s'affranchir du problème de disparition précoce des fluctuations. Les résultats [FRA98] ont montré qu'il était possible d'augmenter les énergies cinétiques des fragments sans affecter l'accord du nombre de fragments et de leurs tailles avec l'expérience. Un tel nombre de particules test implique que le traitement du champ moyen est très approximatif. Nous avons donc effectués en collaboration avec M. Colonna, au LNS de Catania (Sicile), de nouveaux calculs utilisant la méthode BOB.

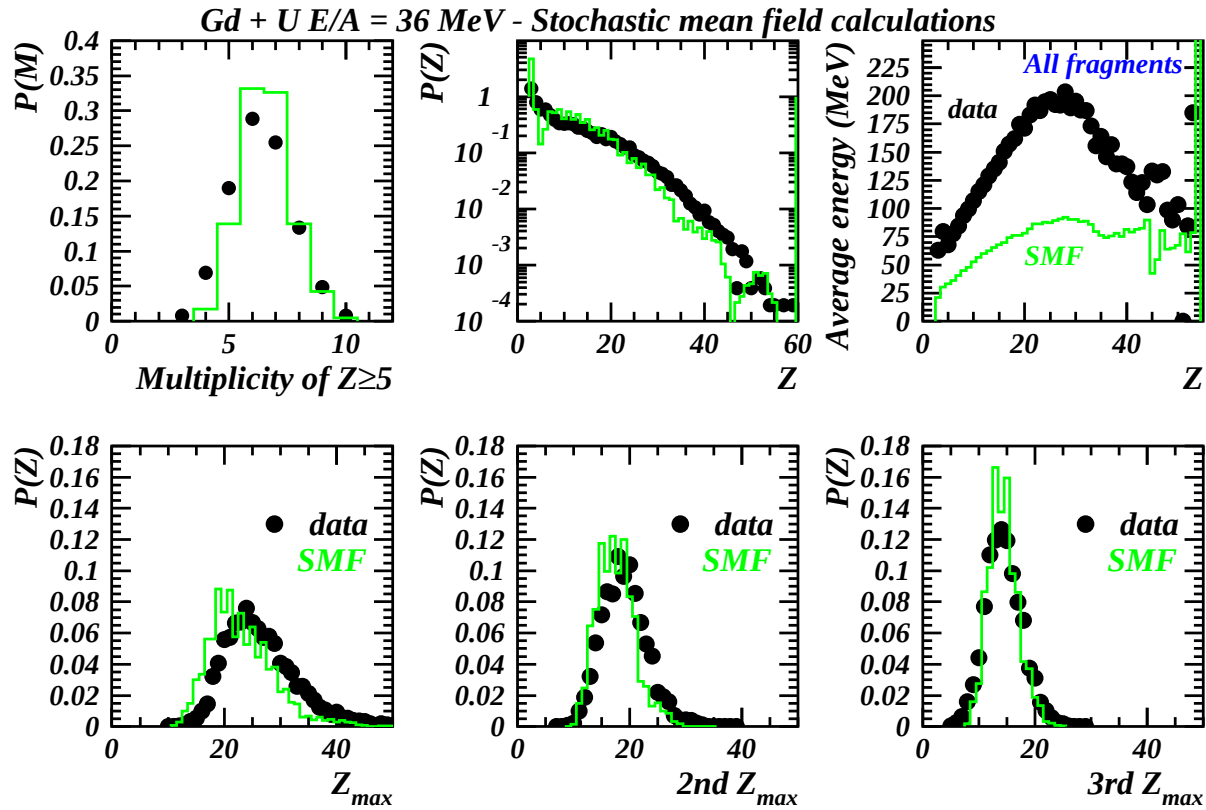


FIG. 12.5 – Résultats des premiers calculs de type champ moyen stochastique (histogrammes) comparés aux événements de source unique (symboles) pour le système $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$. Haut : (de gauche à droite) la multiplicité des fragments, la distribution de charge totale (particules + fragments), et l'énergie cinétique moyenne en fonction de Z de tous les fragments. Bas : (de gauche à droite) la taille du plus gros, du deuxième plus gros, et du troisième plus gros fragment de chaque événement. De [RIV97a].

12.6 Brownian One-Body Dynamics (BoB)

La méthode BoB [CHO94] permet de créer les fluctuations de densité prédites par BL par l'intermédiaire d'une force stochastique agissant sur la fonction de distribution à 1-corps (et donc sur les particules test de la simulation). Cette approche est l'analogue du traitement du mouvement Brownien «à la Langevin» (BoB=«Brownian One-Body Dynamics»). Les fluctuations que nous mettons en œuvre avec cette méthode sont les mêmes que celles qui, dans la méthode SiM, sont introduites au moment de l'entrée du système dans la RS, dont l'amplitude a été doublée pour tenir compte de certains effets quantiques [AYI94]. Par contre, la force stochastique pouvant être appliquée à tout moment du calcul, elle permet d'assurer la survie des fluctuations de densité avec l'amplitude correcte tant que le système reste instable, et ceci quel que soit le nombre de particules test (p.t.) employé.

A cause de l'inertie des p.t. un certain temps est nécessaire pour atteindre l'amplitude BL des fluctuations. Pour que l'amplitude soit correcte au moment où le système devient instable (ce qui assure que le temps de formation des fragments soit correct) il faut «allumer»

la force *avant* l'entrée dans la RS. Ceci est accompli en effectuant le calcul BOB à partir de la source comprimée et chaude (cf. tab. 12.1) prédite par les calculs BNV à $t = 40$ fm/c après le début de la collision.⁽¹¹⁾ De cette façon l'amplitude des fluctuations **physiques** pendant l'évolution vers la RS est à tout moment **supérieure** à celle des fluctuations qui sont en train de s'établir⁽¹²⁾ : les effets que peuvent avoir ces fluctuations «spurieuses» sur la dynamique sont donc de toute façon moins importants que ne seraient ceux dus aux «vraies» fluctuations dans une simulation complète de la dynamique. Nous avons vérifié que les caractéristiques du système au moment de son entrée dans la RS sont les mêmes dans ce calcul que dans le calcul BNV.

12.6.1 Evolution de la densité du système

Les figures 12.6 et 12.7 montrent l'histoire de deux calculs BOB concernant les systèmes

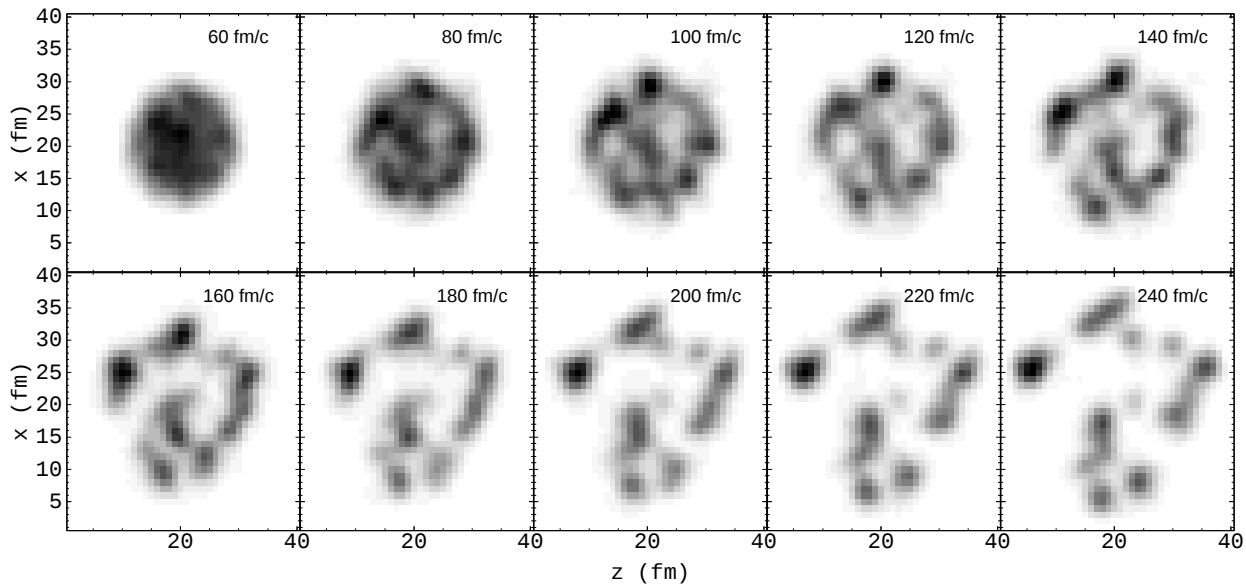


FIG. 12.6 – Evolution de la densité du système (source unique formée dans $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$) pendant le calcul BOB. Les temps indiqués correspondent au temps depuis le début de la collision simulée avec BNV. Le calcul s'arrête à $t = 240$ fm/c quand la multiplicité moyenne de fragments devient constante. Les niveaux de gris représentent des contours de densité constante linéaires équidistants.

$^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ et $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$, respectivement. Il s'agit des contours de densité dans le plan xz tous les 20 fm/c jusqu'à la séparation des fragments (voir ci-dessous). Nous y voyons que les fluctuations de densité à l'intérieur de la source sont bien en évidence dès son entrée dans la région spinodale ($t = 100$ fm/c) : amplifiées par l'instabilité spinodale elles donnent naissance $\gtrsim 40$ fm/c plus tard aux fragments. Les fluctuations sont maintenues tant que la matière

¹¹ Il faut rajouter une énergie d'expansion radiale initiale dans le calcul BOB afin de retrouver au moment de l'entrée du système dans la RS l'expansion prédite par BNV. Ceci est probablement expliqué par le fait que, bien qu'au moment de compression maximale le système soit loin d'être équilibré (moment quadrupolaire en $p \neq 0$), néanmoins le calcul BOB est effectué à partir d'une source thermalisée.

¹² A cause de la dépendance du taux de collisions sur la densité et la température. Cf. § C.1.1, p.182.

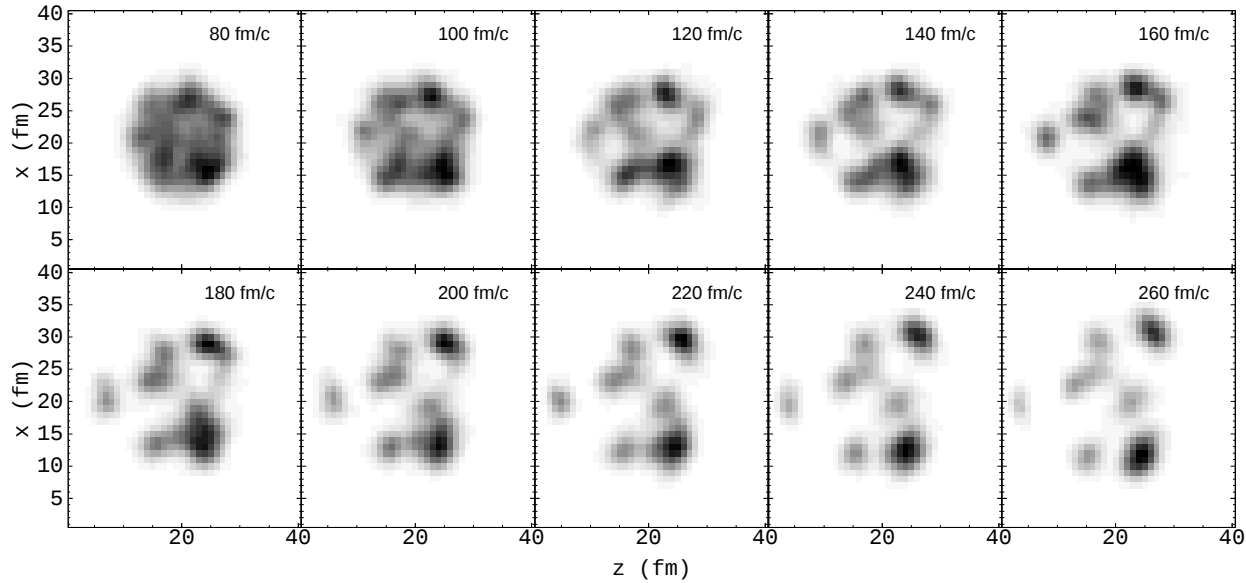


FIG. 12.7 – Evolution de la densité du système (source unique formée dans $^{129}\text{Xe}(32 \text{ MeV/u}) + ^{119}\text{Sn}$) pendant le calcul BOB. Le calcul s'arrête 260 fm/c après le début de la collision quand la multiplicité moyenne de fragments devient constante. Les niveaux de gris représentent des contours de densité constante linéaires équidistants.

est instable i.e. jusqu'à ce que les fragments soient formés⁽¹³⁾. Par la suite, une fois que la densité de matière les entourant devient tellement basse qu'ils ne ressentent plus d'interaction nucléaire avec leur environnement, les fragments s'éloignent les uns des autres sous l'effet de leur répulsion coulombienne mutuelle.

12.6.2 Formation et caractéristiques des fragments

Nous laissons évoluer le calcul jusqu'à ce que la multiplicité de fragments devienne constante (fig. 12.8). Le temps nécessaire dépend de la coupure ρ_{min} utilisée pour définir les fragments (cf. § C.2.3, p.187), qui doit être ni trop basse («collage» de fragments trop rapprochés) ni trop élevée (surestimation de la multiplicité due à l'interprétation erronée des inhomogénéités à l'intérieur des fragments comme étant des noyaux indépendents, et sous-estimation des tailles). La valeur exacte employée dépend de la vitesse à laquelle les «préfragments» se séparent de la masse, et donc de l'importance du flot radial et de l'interaction coulombienne pour le système considéré. Comme on voit dans le tableau 12.3 pour $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$, et le flot et l'énergie coulombienne sont beaucoup moins importants que pour $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$. Une coupure plus élevée ($\rho_{min} = 0.05$ au lieu de $\rho_{min} = 0.02$) est donc nécessaire. Le temps du calcul est aussi plus long (220 fm/c au lieu de 200 fm/c).

Les caractéristiques moyennes des systèmes et des fragments à la fin de la décomposition spinodale sont présentées sur le tableau 12.3. Afin d'enlever toute dépendance sur la coupure de densité nous avons renormalisé les caractéristiques des fragments afin de retrouver la même

¹³ Les fragments correspondant à des îlots de «haute» densité, leur apparition signale la sortie (localement) du système de la région spinodale.

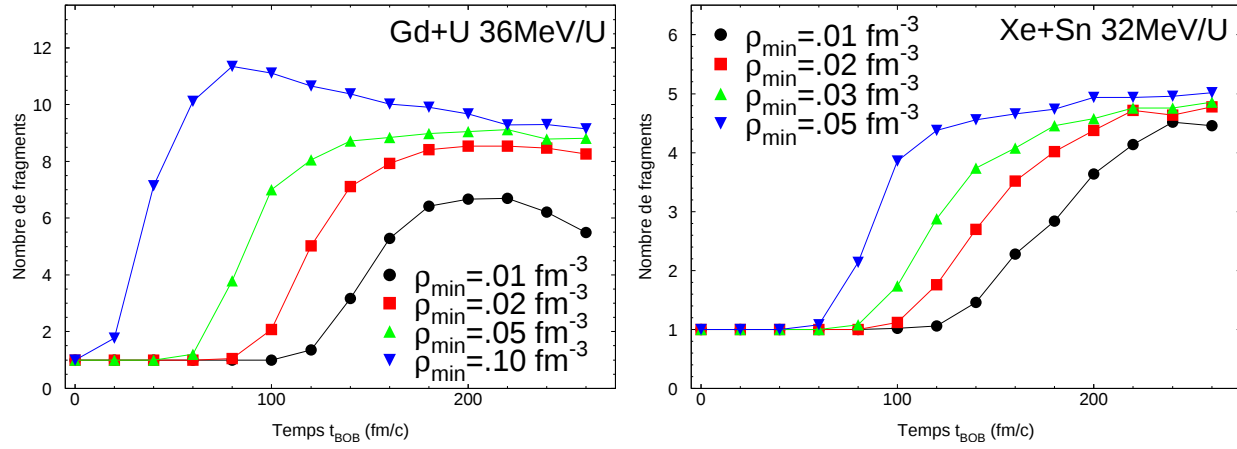


FIG. 12.8 – Multiplicité moyenne des fragments ($Z \geq 5$) en fonction du temps depuis le début du calcul BoB pour les systèmes $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ et $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$. Le temps indiqué correspond au temps depuis le début du calcul BoB i.e. $t_{BOB} = t_{BNV} - 40 \text{ fm/c}$.

	A_{tot}	Z_{tot}	N_f	$\langle Z \rangle$	$\langle \varepsilon^* \rangle$	$\langle \varepsilon_{rad} \rangle$	E_{coul}
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$	194.0(78)	76.1(73)	5.1	13.4	3.2	0.81	175.2
$^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$	320.0(81)	120.8(77)	8.1	12.6	3.3	1.54	430.0

TAB. 12.3 – Caractéristiques des deux systèmes après leur décomposition spinodale, simulée avec BoB. Les chiffres entre parenthèses expriment la masse et la charge totale des fragments par rapport au système total (pourcent).

masse et la même charge *totales* quelle que soit la coupure⁽¹⁴⁾. Pour cela la coupure $\rho_{min} = 0.01 \text{ fm}^{-3}$, qui isole la «phase gazeuse» permet la meilleure estimation de la masse et de la charge *totales* des fragments.

Les fragments produits par décomposition spinodale des deux systèmes comptent pour $\sim 80\%$ de la masse du système total. Il est intéressant de remarquer que la loi d'échelle est satisfaite à la fin de la DS : la charge moyenne des fragments pour les deux systèmes est la même ($\langle Z \rangle \sim 13$) et les multiplicités moyennes sont dans le rapport des masses totales des fragments (~ 1.6).

Les préfragments sont chauds (tab. 12.3). Le code SIMON sert donc ensuite pour leur désexcitation statistique et propagation coulombienne. Finalement les produits de cette désexcitation sont soumis aux programmes du filtre *INDRA*. La charge totale des systèmes après la décomposition spinodale étant inférieure à la coupure utilisée pour définir des événements complets en charge (cf. III-§ 7.1, p.59), nous avons redéfini les événements complets à partir de la charge totale Z_{bound} des fragments ($Z \geq 5$) dans chaque événement : pour $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ $Z_{bound}(Z \geq 5) \geq 82$; pour $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ $Z_{bound}(Z \geq 5) \geq 60$. Nous avons vérifié que les caractéristiques des événements expérimentaux $\theta_{floc} \geq 70^\circ$ sont les mêmes pour les deux définitions qui sont donc équivalentes. Ainsi nous avons pu traiter les événements simulés et l'expérience de façon identique.

¹⁴La renormalisation s'applique aux énergies d'excitation et aux impulsions des fragments, en supposant la même température et la même vitesse, respectivement.

12.6.3 Résultats des calculs

Multiplicité et distribution de Z des fragments

Après sélection des événements de $\theta_{flot} \geq 70^\circ$, nous comparons les résultats des calculs avec les données expérimentales. Cette comparaison est présentée sur la figure 12.9 ainsi que dans le tableau 12.4. Les multiplicités moyennes et les distributions de charge sont bien reproduites

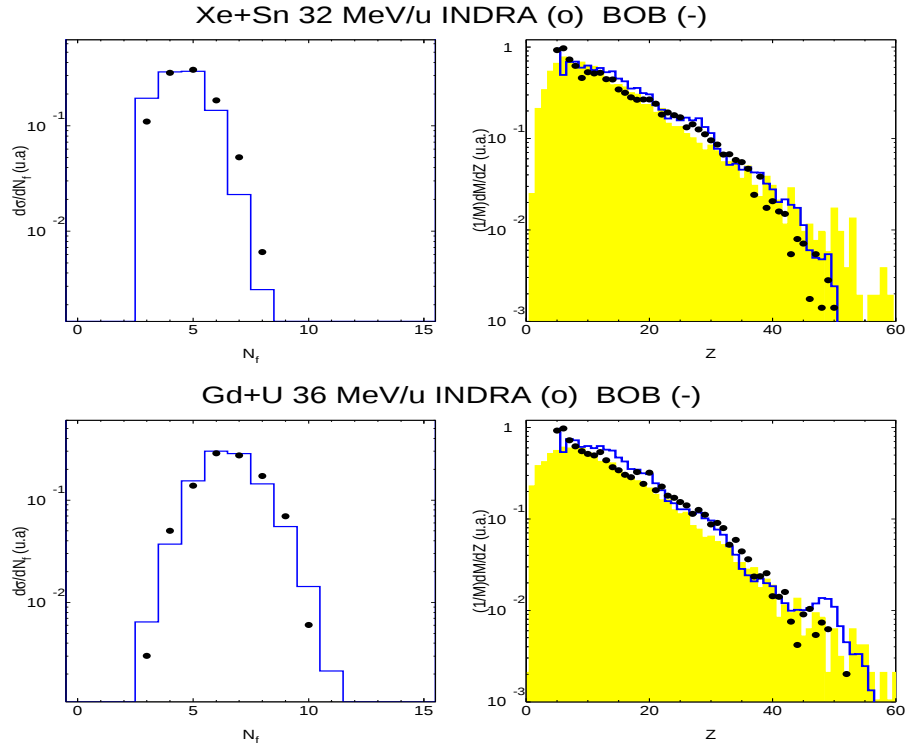


FIG. 12.9 – Distributions de multiplicité et de charge des fragments pour les deux systèmes. Comparaison avec les calculs BOB. L'histogramme gris représente la distribution des charges à la fin de la décomposition spinodale (distribution des préfragments).

pour les deux systèmes.

Nous retrouvons donc la loi d'échelle expérimentale dans une simulation de la décomposition spinodale de systèmes *finis*.

Nous avons aussi reporté sur la fig. 12.9 les distributions en Z des *préfragments* à la fin de la DS. Nous observons bien la forme exponentielle (cf. § 12.1.2) qui signale que les fragments lourds trouvent leur origine dans la combinaison de fragments plus légers dont les tailles sont $\sim$ les mêmes. Il est aussi clair que **l'effet de la désexcitation secondaire sur le signal de la décomposition spinodale est négligeable dans ces réactions**. L'énergie d'excitation moyenne des fragments après DS étant ≈ 3 MeV/u ils n'émettent pas beaucoup de particules légères chargées pendant leur désexcitation.

Tailles des fragments les plus lourds de chaque événement

La figure 12.10 présente les distributions de Z des trois fragments les plus lourds de chaque

	$\langle N_f \rangle$	$\langle Z \rangle$	$\langle Z_{max1} \rangle$	$\langle Z_{max2} \rangle$	$\langle Z_{max3} \rangle$
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$	4.5(4.8)	14.9(14.2)	25.1(25.4)	16.1(16.0)	11.3(10.9)
$^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$	6.6(6.6)	14.3(14.1)	26.8(27.2)	18.4(19.2)	14.2(14.4)

TAB. 12.4 – Résultats des simulations effectuées avec BoB après le filtre *INDRA*, la sélection des événements complets (voir texte) et la sélection des événements de source unique. Les chiffres entre parenthèses sont les valeurs expérimentales.

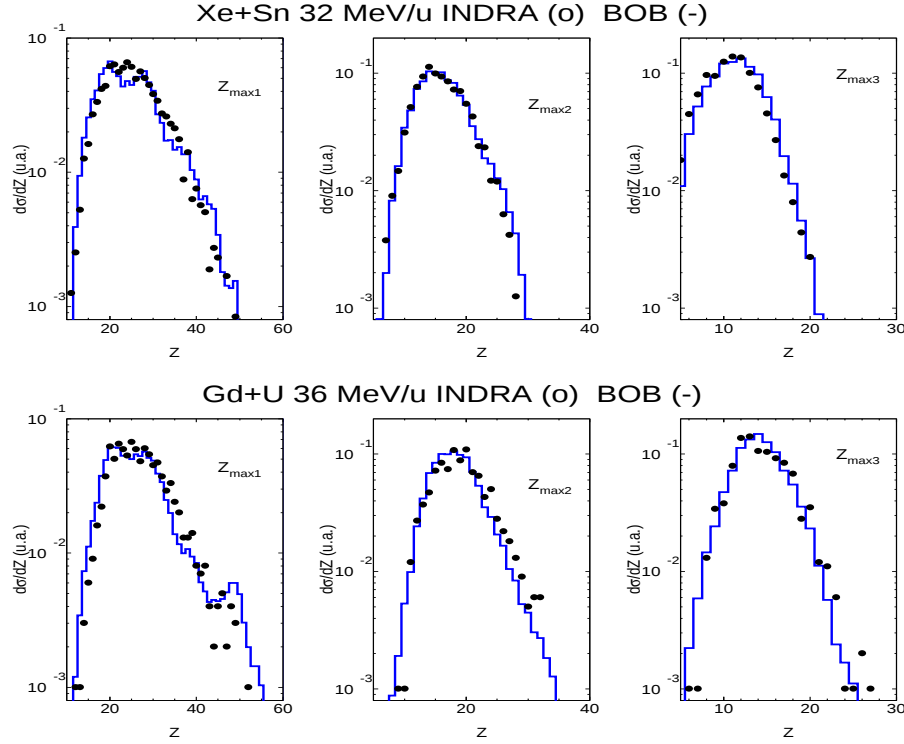


FIG. 12.10 – Distributions de Z des trois fragments les plus lourds dans chaque événement pour les deux systèmes. Comparaison avec les calculs BoB.

événement. Ces distributions sont en excellent accord avec les données, non seulement en ce qui concerne les valeurs moyennes, $\langle Z_{max1} \rangle$ etc., mais aussi les largeurs.

Angles relatifs entre fragments et forme des événements

Les formes des événements sont très bien reproduites par ces simulations (fig. 12.11.a). L'accord pour les corrélations angulaires des fragments est moins satisfaisant (fig. 12.11.b). Nous rappelons que ces figures présentent la distribution des angles relatifs entre fragments de chaque événement obtenue avec la simulation, divisée par la distribution observée expérimentalement pour les événements de source unique (fig. 8.1.c, p. 78). La forme de la comparaison pour $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ n'est pas sans rappeler celle observée pour une simulation SIMON mettant en jeu une source en «bulle» (cf. fig. 11.5, Chapitre 11). Dans le cas de $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ nous observons un dépeuplement relatif des grands angles relatifs simulés qui suggère une émission plus isotrope que celle observée expérimentalement.

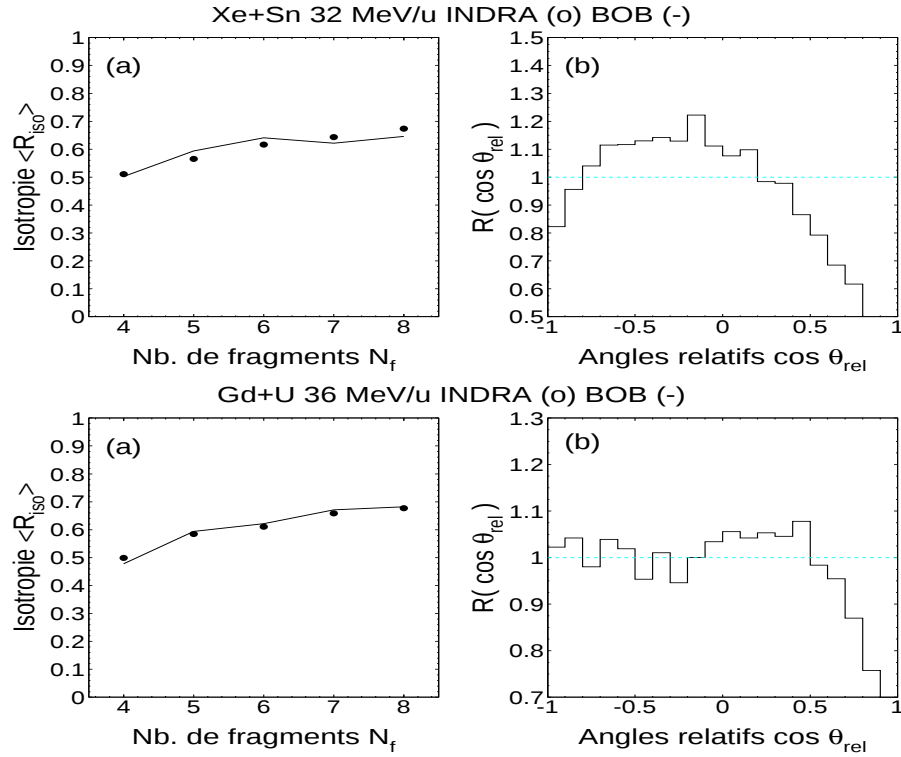


FIG. 12.11 – (a) Rapport d’isotropie $\langle R_{iso} \rangle$ en fonction de la multiplicité de fragments N_f pour les événements expérimentaux (points) et les simulations (lignes). (b) Distributions du rapport des angles relatifs entre fragments issus des calculs et des données expérimentales.

Pour les deux systèmes les effets coulombiens dans la voie de sortie (suppression des petits θ_{rel}) paraissent plus importants que dans les événements expérimentaux. Ces effets dépendent principalement de la taille du système au moment de l’émission des fragments (plus le système est dilué moins les effets coulombiens sont importants) et de la durée de cette émission (plus les fragments sont émis simultanément plus ils ressentent d’effets coulombiens).

Energies cinétiques moyennes des fragments

La figure 12.12 présente les énergies cinétiques des fragments en fonction de leur charge. Nous observons que l’augmentation par rapport aux calculs effectués avec SIM, due à la meilleure reproduction du temps de formation des fragments, est de l’ordre de 200% (cf. fig. 12.5). Les valeurs expérimentales pour $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ ne sont pas les mêmes que sur la fig. 12.5 : elles prennent en compte le nouvel étalonnage en énergie des CsI arrière d’*INDRA* (cf. II § 3.1.4). L’accord est globalement satisfaisant, surtout quand on tient compte des fluctuations thermiques ($\Delta E = +\frac{3}{2}T \sim 10$ MeV – histogramme en trait épais). Nous pouvons observer un écart maximum avec les données de $\lesssim 20\%$ pour $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$. La différence observée entre les deux systèmes est peut-être due au manque de flot radial et d’énergie coulombienne dans le calcul $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$, qui pour $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ facilite l’éclosion rapide des fragments (cf. tab. 12.4).

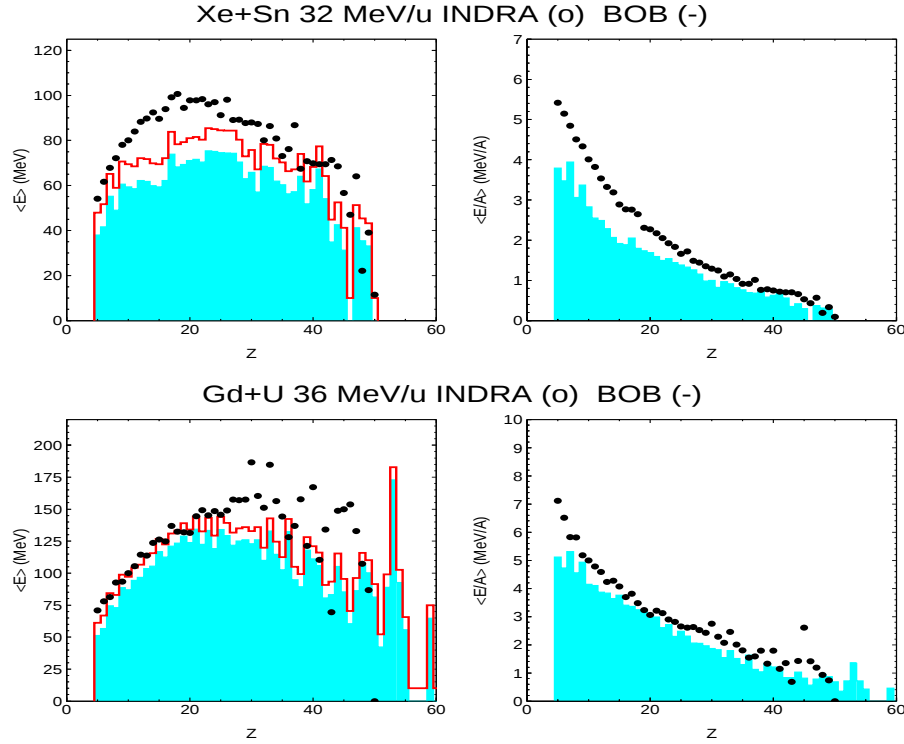


FIG. 12.12 – Energies cinétiques moyennes des fragments en fonction de leur charge pour les deux systèmes. Comparaison avec les calculs BoB. L'histogramme en trait épais prend en compte une estimation de l'effet des fluctuations thermiques pour les énergies des fragments.

Conclusions

Nous avons présenté un calcul complet des événements de multifragmentation de sources uniques pour deux systèmes obéissant à la loi d'échelle prédite par un scénario de décomposition spinodale de la matière nucléaire. L'importance d'un tel calcul est que ses prédictions sont directement comparables aux événements expérimentaux. Il faut souligner qu'il utilise les mêmes hypothèses physiques, sans ajustement de quelque paramètre que ce soit, pour reproduire les deux réactions à partir de la collision d'ions lourds jusqu'à la multifragmentation et désexcitation des fragments primaires chauds.

Les résultats sont globalement en bon accord avec les données expérimentales, reproduisant en détails les corrélations entre les tailles des fragments observés (Z_{max1} , Z_{max2} , Z_{max3}) et la dépendance des énergies cinétiques de ces derniers sur leur numéro atomique Z . Bien qu'il existe quelques différences notamment en ce qui concerne les interactions coulombiennes entre fragments dans la voie de sortie, nous pouvons en conclure qu'un scénario de décomposition spinodale est plus que plausible pour expliquer la multifragmentation des systèmes très lourds que constituent les sources uniques isolées expérimentalement pour les systèmes $^{129}\text{Xe}(32 \text{ MeV/u}) + ^{119}\text{Sn}$ et $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$.

12.6.4 Estimation des LCP émises pendant la multifragmentation

Pour clore cette confrontation avec la simulation de décomposition spinodale, nous allons indiquer quelques informations relatives aux particules légères chargées.

Les LCP observées dans les calculs proviennent uniquement de la désexcitation secondaire des fragments dans le code SIMON. Les particules produites pendant la multifragmentation, correspondant à la «vapeur» de la décomposition spinodale, n'ont pas une densité suffisante pour être repérées à la fin du calcul BOB. Néanmoins nous pouvons quantifier les émissions à toute étape de la réaction à partir de la masse et de la charge totales moyennes du système lors des différentes phases du calcul (cf. tab. 12.1). Celles-ci nous permettent de classer les particules émises suivant le schéma de § 10.2 (tab. 12.5).

	Formation	Expansion	Multifragmentation	Evaporation
$^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$	4 (1%)	29 (7%)	40 (10%)	30 (8 %)
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$	1 (< 1%)	9 (4%)	44 (18%)	17 (7 %)

TAB. 12.5 – Masses moyennes émises par les systèmes lors des différentes phases des calculs de champ moyen stochastique. Formation ($\approx$ pré-équilibre) : du début de la collision jusqu'à la formation de la source compacte ($t = 40$ fm/c) ; Expansion : de la source compacte jusqu'à l'entrée dans la région spinodale et la thermalisation du système ($t = 100$ fm/c) ; Multifragmentation : de l'entrée dans la RS jusqu'au début de la désexcitation secondaire ($t = 240\text{--}260$ fm/c) ; Evaporation : désexcitation statistique des fragments primaires.

Ainsi nous pouvons voir que les particules émises pendant la phase de désexcitation secondaire (évaporation) ne comptent que pour 25–30% (en masse) de toutes celles émises dans les réactions. Les spectres énergétiques des particules (la fig. 12.13 donne des exemples pour le système $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$) montrent que, par rapport à la totalité des particules observées expérimentalement, cette composante évaporative sous-estime à la fois les multiplicités et les énergies des LCP (¹⁵). La proportion en multiplicité des particules évaporées par rapport aux multiplicités expérimentales varie entre $\sim 30\%$ pour les protons et $\sim 40\text{--}50\%$ pour d, α (cf. tab. 12.6).

	p	d	α
$^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ M_{ev}	2.1(35)	1.6(50)	3.4(54)
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ M_{ev}	1.6(30)	1.0(42)	2.0(45)

TAB. 12.6 – Multiplicités de particules provenant de la désexcitation secondaires des fragments dans le calcul BOB/SIMON (les chiffres entre parenthèses indiquent le pourcentage de la multiplicité totale expérimentale).

Nous remarquons dans le tableau 12.5 que l'émission non-évaporative pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ est principalement composée (en termes de sa masse) des particules produites

¹⁵Les problèmes expérimentaux liés à l'identification des t et ^3He nous ont conduit à ne pas les considérer ici.

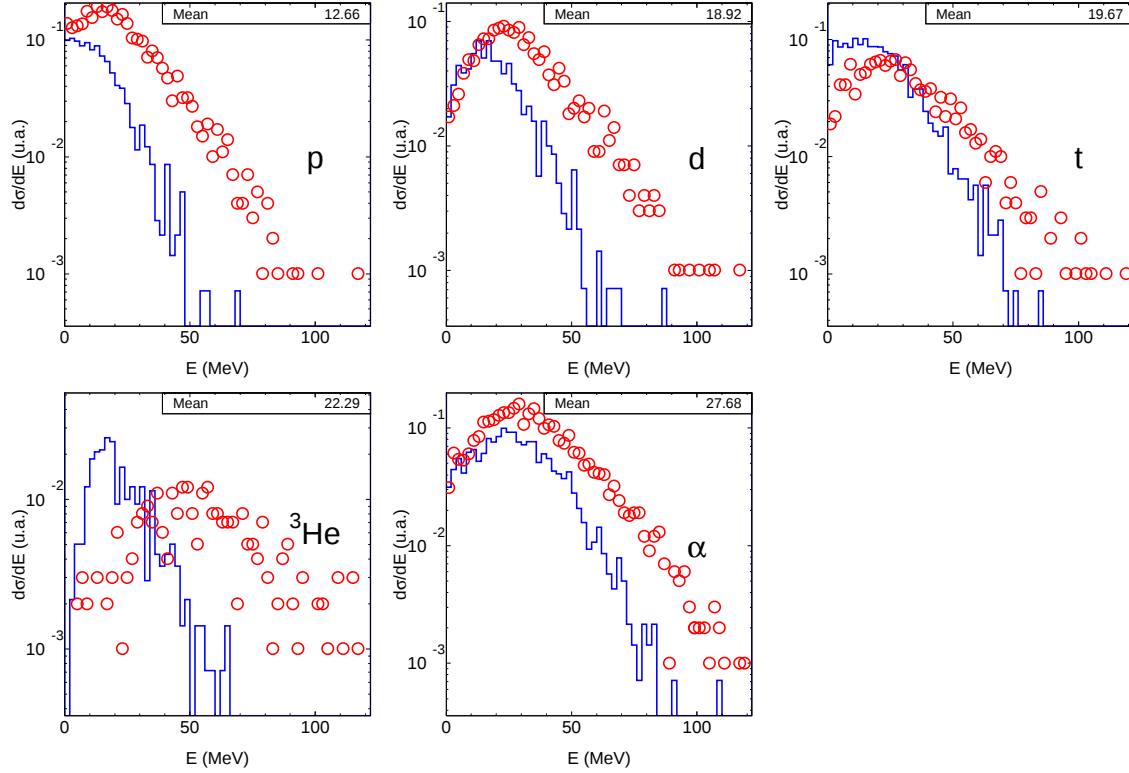


FIG. 12.13 – Spectres des LCP émises entre $\theta_{CM} = 60^\circ$ et $\theta_{CM} = 120^\circ$ pour le système $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$. Symboles : données expérimentales. Histogrammes : calculs BOB/SIMON. La normalisation est faite sur le nombre d'événements. Les énergies moyennes sont indiquées pour les calculs.

pendant la décomposition spinodale. Pour $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ il y aurait aussi une forte contribution des particules émises pendant l'expansion de la source unique. Néanmoins, dans une première approche de la caractérisation des émissions de particules lors de la multifragmentation du système, nous avons estimé les multiplicités moyennes des différentes espèces produites avant la désexcitation des fragments par soustraction des spectres.

La figure 12.14 en donne des exemples pour $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$. Les spectres résultants ont des formes qui correspondent approximativement à celle d'une émission de volume (cf. § 10.5). L'intégrale de chaque spectre correspond à la multiplicité moyenne de particules émises. Les résultats sont présentés dans le tableau 12.7.

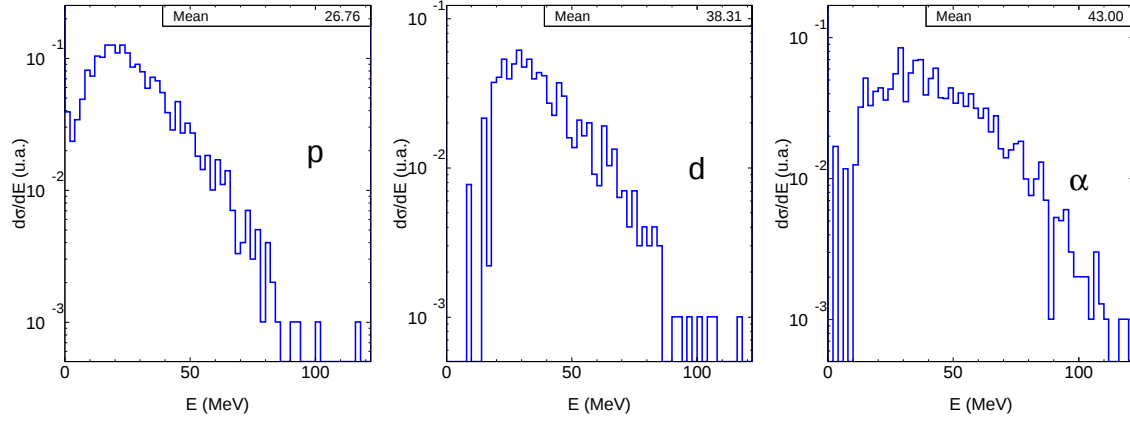


FIG. 12.14 – Spectres des particules «hors désexcitation secondaire» pour $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$, obtenus par soustraction des spectres de la fig. 12.13. Les énergies moyennes de ces particules sont indiquées.

	p	d	α
$^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$			
M_{gaz}	3.9(65)	1.7(53)	2.9(46)
$^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$			
M_{gaz}	3.6(68)	1.4(58)	2.4(55)

TAB. 12.7 – Multiplicités de particules émises avant la désexcitation des fragments déduites des spectres énergétiques des LCP (les chiffres entre parenthèses indiquent le pourcentage de la multiplicité totale expérimentale).

Cinquième partie

Conclusions

Conclusions

Nous avons présenté une étude des collisions $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$ mesurées avec le multidétecteur $4\pi \text{ INDRA}$. Les qualités de ce dispositif permettent une détection quasi-complète (supérieure à 80%) des produits de ces collisions pour une section efficace d'environ 100 mb (2% de la section efficace de réaction). La sélection de ces «événements complets» favorise l'observation des collisions centrales, pour lesquelles on détecte en moyenne 6 à 7 fragments de $Z \geq 5$ et 24 particules légères chargées ($Z \leq 2$).

Les événements complets peuvent être caractérisés correctement par des variables globales qui permettent ensuite de trier les collisions. En termes de multiplicités des différents produits de réaction et des formes des distributions en impulsions de ces produits les collisions les plus dissipatives apparaissent comme un ensemble homogène d'un seul type de réactions, à savoir des collisions profondément inélastiques conduisant à deux noyaux fortement excités dans la voie de sortie. Seul l'angle de flot θ_{flot} , défini par la direction «privilegiée» d'émission des fragments dans chaque événement, permet de mettre en évidence et d'isoler proprement des événements correspondant à la multifragmentation d'un système unique, composé de la majorité des nucléons du projectile et de la cible. On identifie ainsi des réactions pour lesquelles les fragments ont perdu toute mémoire de la voie d'entrée de la réaction.

Ces «événements de source unique» constituent un sous-ensemble des collisions «les plus centrales» et des événements les plus isotropes, et ne peuvent donc pas être isolés par des critères de centralité (estimation du paramètre d'impact des collisions) ou d'isotropie. La section efficace mesurée associée à ces événements est 2.6 mb, et nous avons estimé que leur contribution totale à la section efficace des événements complets est 7.5 mb en corrigeant de l'effet de notre sélection.

Dans les événements de source unique en moyenne 55% de la charge totale de la voie d'entrée $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$, ou 70% de la charge totale détectée, se trouve sous forme de fragments de $Z \geq 5$. Le numéro atomique moyen de ces fragments $\langle Z \rangle$ est égal à environ 14 et celui du plus «gros» d'entre eux $\langle Z_{\text{max1}} \rangle$ est à égal à environ 27. La masse moyenne estimée du système qui multifragmente (y compris les particules légères chargées) correspond à 96% de la masse totale de la voie d'entrée, et son énergie d'excitation moyenne estimée est de 6.45 MeV/u.

La confrontation de ces données avec un code statistique (SIMON) simulant la désexcitation secondaire et la propagation coulombienne des fragments produits par la multifragmentation, permet d'extraire de façon semi-quantitative des informations sur le système au moment du «freeze-out» supposé par le code (défini par la fin des interactions nucléaires entre fragments naissants). En contraignant les paramètres d'entrée du modèle afin de reproduire la multiplicité moyenne et les énergies cinétiques moyennes des fragments et leurs corrélations angulaires, nous trouvons qu'ils sont émis d'un système unique dilué à géométrie sphérique, le fragment le plus «gros» étant placé préférentiellement près du centre de masse.

Il faut «geler» entre 1.0 et 1.5 MeV/u de l'énergie d'excitation disponible dans un mouvement collectif d'expansion auto-similaire afin de rendre compte des énergies cinétiques expérimentales des fragments. Une étude du rôle joué par le moment angulaire du système en multifragmentation permet d'estimer une limite supérieure de 4 fm ($b/b_{\text{max}} \sim 0.3$) pour les paramètres d'impact pouvant conduire à des réactions de source unique. Dans une première estimation des effets de toutes les sélections pratiquées afin d'extraire ces événements, nous

trouvons une section efficace totale pour ces réactions qui pourrait être aussi élevée que 130 mb.

La comparaison des événements de source unique résultant des collisions $^{155}\text{Gd}(36\text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$ et $^{129}\text{Xe}(32\text{ MeV/u}) + ^{119}\text{Sn}$ (aussi mesurées avec *INDRA*) révèle pour la première fois un effet de volume dans le processus de multifragmentation : les distributions en Z des fragments sont identiques tandis que le nombre moyen de fragments émis est proportionnel à la masse du système en multifragmentation. Ce signal expérimental est prédit par un scénario dans lequel la multifragmentation trouve son origine dans des instabilités de volume de la matière nucléaire à basse densité (décomposition spinodale).

Un calcul complet des réactions de source unique pour les collisions frontales de $^{155}\text{Gd}(36\text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$ et $^{129}\text{Xe}(32\text{ MeV/u}) + ^{119}\text{Sn}$ a été effectué. Dans une première phase un calcul microscopique semi-classique (BNV) des collisions prédit la formation de systèmes composés de 90–95% des nucléons des noyaux incidents. Dans les deux cas ces systèmes entrent profondément dans la région d'instabilité spinodale à $T = 4\text{ MeV}$ et $\rho = 0.41\rho_0$. La multifragmentation de ces systèmes est ensuite simulée en introduisant de façon approchée les fluctuations de densité prédites par la théorie de Boltzmann-Langevin, qui traite de façon stochastique l'effet sur les observables à 1-corps des corrélations d'ordre supérieur négligées dans les approches de type BNV. Une configuration de type «freeze-out», considérée comme la «fin» de la multifragmentation, est obtenue $\sim 250\text{ fm/c}$ après le début des collisions et à partir de cette configuration la désexcitation secondaire des fragments et la propagation coulombienne de l'ensemble des noyaux sont calculées avec un code statistique (SIMON).

Une analyse des événements simulés identique à celle pratiquée sur les données expérimentales montre que ce calcul reproduit non seulement les multiplicités et les distributions en Z des fragments mais aussi leurs énergies cinétiques moyennes ainsi que la distribution en taille des plus gros fragments. A notre connaissance, ceci constitue la première reproduction globale de données expérimentales concernant la multifragmentation de systèmes bien définis par un calcul complet des réactions, basé sur des hypothèses physiques raisonnables et ne comportant aucun paramètre ajusté sur l'expérience.

A partir de nos observations nous pouvons résumer «l'histoire» de ces réactions de multifragmentation de la façon suivante. Les deux noyaux incidents «fusionnent» pour former un seul objet compact et comprimé comprenant la quasi-totalité des nucléons, au repos dans le centre de masse de la collision. Des «températures» et densités *locales* élevées peuvent être atteintes pendant cette phase ($T \sim 8\text{ MeV}$, $\rho \sim 1.2\rho_0$). Le système comprimé se dilate et se refroidit, l'équilibre (au moins) thermique est établi à des densités et des températures *globales* relativement basses, situées à l'intérieur de la région d'instabilité de la matière nucléaire infinie ($T \sim 4\text{ MeV}$, $\rho \sim 0.4\rho_0$). Une émission non-équilibrée de nucléons et/ou de clusters légers a lieu pendant cette expansion. Des fragments «chauds» ($\langle\varepsilon^*\rangle \approx 3\text{ MeV/u}$) sont alors formés par développement d'instabilités mécaniques à l'intérieur de la région spinodale. Enfin, ces fragments se désexcitent par évaporation.

La validation expérimentale de ce scénario «spinodal» en implique une autre, plus profonde. En effet la séparation de phases correspondant à la décomposition spinodale qui se trouve au cœur de ce scénario se situe dans le contexte du diagramme de phases proposé pour la matière nucléaire infinie par les calculs microscopiques utilisant des forces phénoménologiques de type Skyrme. Il faut que ce diagramme ait un sens pour les systèmes nucléaires *finis* pour que la multifragmentation par décomposition spinodale soit réalisable. Il serait bien sûr intéressant de poursuivre les contraintes apportées à ce cadre général par [GUA96a, JAC96],

les effets de taille finie présents dans les systèmes nucléaires que l'on peut étudier expérimentalement.

La démarche que nous avons suivie, celle qui consiste à effectuer une simulation complète des réactions observées expérimentalement basées sur certaines hypothèses physiques, est à notre avis la plus valable pour l'étude d'un processus aussi compliqué (c'est-à-dire qui met en jeu autant de degrés de liberté de systèmes complexes tels que les noyaux atomiques) que la multifragmentation ou, plus généralement, les collisions noyau-noyau entre 20 et 100 MeV/u.

Elle a l'avantage certain de posséder un pouvoir *prédictif* que l'on ne retrouverait pas, par exemple, dans une approche où l'on chercherait à établir le passage par un système à l'équilibre thermodynamique en ajustant les paramètres (masse, énergie d'excitation, énergie collective etc.) d'un modèle statistique jusqu'à reproduire les données (ou plutôt les observables considérées comme étant «pertinentes» – voir ci-dessous).

Cependant le but ambitieux que nous nous sommes fixé nous oblige à suivre peut-être de façon plus rigoureuse que d'autres certaines «règles de conduite». A veiller soigneusement à la validité des hypothèses que nous employons. Ceci nous impose également le devoir d'être lucides/honnêtes par rapport aux approximations dont nous nous servons pour arriver à notre but **et en premier lieu pour raffiner notre approche et ainsi faire avancer notre compréhension de la physique sous-jacente au phénomène que nous étudions.**

Quelles sont les observables pertinentes ?

Nous l'avons vu, tout au long de cette thèse, le nombre de variables globales et autres observables que l'on peut concevoir est *a priori* infini. Néanmoins on doit espérer que la connaissance d'un ensemble réduit de ces observables suffise à caractériser *complètement* les phénomènes étudiés. La validation d'un modèle dépend alors de sa capacité ou non à reproduire ces observables pertinentes. Ainsi il ne suffit pas de dire que tel modèle «reproduit les données», encore faut-il savoir de quelles observables il s'agit.

On ne dispose toujours pas d'une réponse définitive aussi bien théorique qu'expérimentale à la question «quelle est ou quelles sont les observables pertinentes?». Des avancées dans cette direction, comme l'analyse en composantes principales [DES95], sont prometteuses mais les réponses apportées dépendent elles aussi de modèles. Dans ce travail, nous avons essayé d'éliminer de notre analyse les observables qui paraissent comme «moins sensibles», en nous appuyant pour ce faire sur les données expérimentales. Il en ressort que, par exemple, les angles relatifs entre les fragments émis dans un même événement constituent une observable beaucoup plus contraignante que les multiplicités de particules légères ou de fragments, les variables de forme ou encore les énergies cinétiques moyennes des fragments. Il est probable que dans l'avenir, des observables de ce type (corrélations cinématiques ou encore corrélations entre les tailles des différents fragments, corrélations à plus de 2 corps...) jouent un rôle déterminant dans la confrontation des données expérimentales avec les différents modèles.

Domaine en paramètre d'impact

Une des grandes approximations de ce travail consiste à ne simuler que des collisions à paramètre d'impact nul. L'avantage en est que la symétrie sphérique du système formé dans ce cas permet d'appliquer de façon approchée les fluctuations prédites par la théorie de Boltzmann-Langevin pour de la matière infinie sans trop se soucier des effets

de surface/de géométrie etc. Par contre, cette situation reste très insatisfaisante si ce n'est que pour la simple raison que la section efficace différentielle d'une telle collision est elle aussi nulle.

Des simulations Landau-Vlasov avec une force de type Gogny prédisent la formation d'une source unique pour le système $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ jusqu'à $b = 3$ fm (à 35 MeV/u, [BOR93]). Dans ce calcul sans fluctuations la configuration finale atteinte était celle d'un noyau bulle. Des calculs préliminaires de type BNV que nous avons effectués récemment pour $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$, utilisant la force de Skyrme et des termes décrivant une dépendance en isospin, prédisent aussi la formation d'une source unique jusqu'à $b \sim 3$ fm avec une histoire tout à fait similaire à celle que nous avons décrit pour $b = 0$ fm : le système se dilate pour atteindre les basses densités de la région spinodale, mais sans l'introduction de fluctuations de densité pour déclencher la fragmentation une configuration «bulle» est aussi observée. Rappelons aussi que nous avons estimé, à partir de l'étude de l'effet du moment angulaire de la source, une limite supérieure de $b = 4$ fm pour la formation des sources uniques.

Il est clair qu'une simulation complète totalement satisfaisante des réactions de source unique devrait tenir compte *au moins* des paramètres d'impact $b \lesssim 4$ fm, qui se retrouvent très probablement mélangés sans discrimination dans notre sélection expérimentale basée sur l'angle de flot des événements. La difficulté de réaliser une telle simulation réside en l'énorme complexité du calcul du terme de collisions fluctuant de Boltzmann-Langevin de façon dynamique et locale. Dans ce cas la déformation des systèmes mis en jeu rendrait douteuses les méthodes de projection des fluctuations sur les modes les plus instables que nous avons employées ; la déformation pouvant affecter non seulement le δI de BL mais aussi les modes les plus instables qui ne seraient pas forcément les mêmes. Même s'il est possible, *a priori*, d'utiliser la méthode BOB pour introduire des fluctuations localement en fonction de la température et de la densité dans des cellules de l'espace de phases, la difficulté à définir correctement ces deux quantités dans les approches basées sur les particules test la rend impraticable (voir [CHO94]).

Evolution à long terme des systèmes en multifragmentation

Nous avons vu que, afin de simuler l'histoire des fragments produits par la décomposition spinodale jusqu'aux détecteurs, nous avons été obligés de définir un instant de «freeze-out» auquel on considère que la partition du système en fragments est figée, et que l'évolution subséquente du système peut-être décrit par un code de désexcitation statistique et de calcul de trajectoires coulombiennes.

Même si le «freeze-out» semble apparaître de façon naturelle dans l'évolution dynamique du système en multifragmentation (saturation des multiplicités vers 250 fm/c après le début de la collision), il faut être conscient de la forte approximation sous-jacente à cette hypothèse. Les fragments à cet instant ne sont pas tous forcément des «noyaux chauds» tels que les codes statistiques les décrivent c'est-à-dire à densité normale, en équilibre statistique et sans déformation. Beaucoup de travail dans ce domaine reste encore à faire, et pour l'instant des approximations de ce genre semblent inévitables : les modèles qui décrivent au mieux les collisions entre noyaux sur des échelles de temps de l'ordre de quelques centaines de fm/c sont incapables de décrire correctement la désexcitation des produits de ces collisions sur une échelle de temps beaucoup plus longue (de l'ordre de dizaines de milliers de fm/c) qui intervient entre la collision et la détection des produits de réaction.

Les noyaux sont des objets quantiques...

Peut-être l'hypothèse la plus importante qui sous-tend notre travail est celle de la validité d'une approche semi-classique. Tout en gardant à l'esprit qu'au fond les noyaux atomiques sont des objets essentiellement quantiques, l'exploration de la physique des collisions noyau-noyau à 20–100 MeV/u a été effectuée pendant les quinze dernières années presque exclusivement de façon semi-classique.

Physiquement, cette approximation peut se «justifier», par exemple en se basant sur les longueurs d'onde de de Broglie qui deviennent très petites devant la taille du noyau dans ce domaine en énergie, ou encore en termes des températures atteintes lors des collisions (il a été montré que pour $T > 2-3$ MeV les effets de couche dans les noyaux disparaissent). Il n'empêche que dans une approche semi-classique la description des noyaux dans leur état fondamental *avant* la collision est déjà incomplète (pour ne pas dire incorrecte). En effet la description en termes du champ moyen de Hartree-Fock (elle-même une approximation, mais plus quantique) introduit des corrélations non-triviales entre les fonctions d'onde à 1-corps (principe de Pauli) qui pourraient influencer de façon non-négligeable la dynamique des collisions. D'ailleurs, une comparaison récente [LAC98a] montre que l'expansion des noyaux chauds comprimés est amortie plus rapidement dans une approche semi-classique que dans un calcul TDHF, en partie dû à l'approximation semi-classique mais aussi à cause d'effets spurieux liés au pavage nécessairement incomplet de l'espace de phases avec les particules test. La sous-estimation des énergies cinétiques des fragments dans le calcul BOB pour le système $^{129}\text{Xe}(32 \text{ MeV/u}) + ^{119}\text{Sn}$ que nous avons présenté pourrait très bien indiquer l'insuffisance d'une approche semi-classique dans ce cas.

Cet état de fait a notamment duré à cause de la difficulté d'étendre l'approche «quantique» de TDHF pour inclure des phénomènes dissipatifs (collisions nucléon-nucléon) dans des calculs réalistes des collisions nucléaires à 20–100 MeV/u. Cependant, des développements récents dans cette direction sont prometteurs [LAC98b]. On pourrait bientôt assister à une meilleure prise en compte des effets quantiques par cette voie.

Une autre voie de développement concerne les méthodes de résolution des équations de transport semi-classiques. L'application de la théorie des «ondelettes» à ces équations [JOU96a] permet de définir une base d'états cohérents (les «particules test») qui offre le meilleur pavage de l'espace de phases avec le moins de redondance d'information, au lieu des paquets gaussiens habituels, en fonction du niveau de l'approximation que l'on souhaite employer (analogue au développement limité en puissances de $\hbar$ de la transformée de Wigner de l'équation de TDHF à un ordre donné). Ainsi il est possible d'éviter les effets spurieux dus au pavage incomplet de l'espace de phases (dont nous avons cité un exemple ci-dessus). Un intérêt non moindre de cette approche réside en ce qu'elle permet de garder dans la description semi-classique beaucoup plus d'information sur la matrice densité à 1-corps de nature *quantique* que ce qui est possible dans les approches semi-classiques actuelles.

Sixième partie

Annexes

Annexe A

Analyses en forme des collisions entre ions lourds

A.1 Normalisation des GSV

A.1.1 Rapport d'isotropie en impulsion R_{iso}

On définit R_{iso} comme

$$R_{iso} = \frac{2 \sum_i |\vec{p}_i \wedge \hat{k}|}{\pi \sum_i |\vec{p}_i \cdot \hat{k}|} = \frac{2 \sum_i |\vec{p}_i| \sin \theta_i}{\pi \sum_i |\vec{p}_i| |\cos \theta_i|} \quad (\text{A.1})$$

avec $\vec{p}_i$ et θ_i l'impulsion et l'angle polaire dans le repère du CM du i ème fragment.

Supposons une distribution isotrope des impulsions,

$$\frac{d^3\sigma}{dpd\Omega} = \frac{f(p)}{4\pi} \quad (\text{A.2})$$

i.e. la probabilité pour qu'un fragment ait l'impulsion $\vec{p}$ ne dépend que de la grandeur de celle-ci⁽¹⁾. On peut donc remplacer les sommations sur les N_f fragments de chaque événement par des intégrales sur les impulsions :

$$\lim_{N_f \rightarrow \infty} \left(\sum_i^{N_f} \right) \longrightarrow \iiint d^3\vec{p} \frac{d^3\sigma}{dpd\Omega}$$

où nous avons explicité le fait qu'ici nous nous plaçons dans le cadre idéal d'émission d'un **nombre infini de fragments**. En fait (A.2) suppose implicitement que le nombre de fragments soit infini, sinon nous ne pourrions pas décrire la distribution d'impulsion des fragments par une fonction **continue**.

Le numérateur de (A.1) devient

$$\sum_i |\vec{p}_i| \sin \theta_i \longrightarrow \iiint d^3\vec{p} \frac{d^3\sigma}{dpd\Omega} |\vec{p}| \sin \theta$$

¹Par exemple, $f(p)$ est une distribution de Fermi-Dirac ou de Maxwell-Boltzmann.

$$\begin{aligned}
&= \int p^2 dp \int d \cos \theta \int d \phi \quad p f(p) \sin \theta \\
&= \left[\int dp p^3 f(p) \right] \cdot 2\pi \int_0^\pi d \theta \sin^2 \theta \\
&= F(p) \cdot \pi^2
\end{aligned}$$

Quant au numérateur :

$$\begin{aligned}
\sum_i |\vec{p}_i| |\cos \theta_i| &\longrightarrow \iiint d^3 \vec{p} \frac{d^3 \sigma}{dp d\Omega} |\vec{p}| |\cos \theta| \\
&= \int p^2 dp \int d \cos \theta \int d \phi \quad p f(p) |\cos \theta| \\
&= \left[\int dp p^3 f(p) \right] \cdot 2\pi \left(- \int_{-1}^0 d(\cos \theta) \cos \theta + \int_0^1 d(\cos \theta) \cos \theta \right) \\
&= F(p) \cdot 2\pi
\end{aligned}$$

On trouve donc que pour une émission isotrope idéale,

$$\frac{\sum_i |\vec{p}_i| \sin \theta_i}{\sum_i |\vec{p}_i| |\cos \theta_i|} = \frac{\pi}{2} \quad (\text{A.3})$$

et $R_{iso} = 1$.

A.1.2 Rapport d'isotropie en énergie E_{iso}

On définit E_{iso} comme

$$E_{iso} = \frac{\sum_i E_i - \frac{3}{2} \sum_i E_i \sin^2 \theta_i}{\sum_i E_i} \quad (\text{A.4})$$

où E_i et θ_i sont l'énergie cinétique et l'angle polaire dans le repère du CM, respectivement, du i ème fragment. Comme au A.1.1, supposons que la distribution en énergie des fragments ne dépend pas de leur direction d'émission,

$$\frac{d^3 \sigma}{dE d\Omega} = \frac{g(E)}{4\pi} \quad (\text{A.5})$$

et que dans la limite

$$\lim_{N_f \rightarrow \infty} \left(\sum_i^{N_f} \right) \longrightarrow \iiint dE d\Omega \frac{d^3 \sigma}{dE d\Omega}$$

l'énergie totale reste finie :

$$\sum_i E_i \longrightarrow \iiint dE d\Omega \frac{d^3 \sigma}{dE d\Omega} E = \int dE E g(E) \quad (\text{A.6})$$

On trouve ainsi pour l'énergie transverse totale des fragments

$$\sum_i E_i \sin^2 \theta_i \longrightarrow \iiint dE d\Omega \frac{d^3 \sigma}{dE d\Omega} E \sin^2 \theta$$

$$\begin{aligned}
&= \int dE \int d\phi \int d(\cos \theta) E \frac{g(E)}{4\pi} \sin^2 \theta \\
&= \left[\int dE E g(E) \right] \cdot \frac{2\pi}{4\pi} \int_{-1}^1 d(\cos \theta) (1 - \cos^2 \theta) \\
&= \left[\int dE E g(E) \right] \cdot \frac{2}{3}
\end{aligned}$$

On trouve donc que pour une émission isotrope idéale (nombre infini de fragments) $E_{iso} = 0$.

A.2 Nombre fini des fragments et GSV

Les sélections avec des GSV sont basées sur l'hypothèse que nous puissions faire le lien entre la forme des événements et le mécanisme de réaction qui les a produits. Deux approches différentes peuvent permettre de caractériser l'émission de fragments à partir d'une source unique.

La première approche peut consister à rechercher des événements de forme sphérique (dans l'espace des impulsions ou des énergies cinétiques). Cependant,

*puisque la multiplicité de fragments émis est finie, **aucun** événement n'est jamais sphérique même si les fragments sont émis de façon isotrope. Une forme sphérique ne peut pas être atteinte.*

Cet effet du nombre fini de fragments est bien connu depuis longtemps [DAN83, MET95], mais il est très courant de se tromper en croyant que ce sont les GSV qui sont faussées et qui ne mesurent plus correctement la forme des événements à cause du petit nombre de fragments. Il est vrai qu'il est difficile à admettre qu'une émission isotrope ne peut qu'engendrer une forme «anisotrope» (i.e. non-sphérique) — ce qui semble être une contradiction inquiétante et contre le bon sens.

Pour illustrer ce point, considérons les fragments émis par deux sources (quasi-projectile et quasi-cible) s'éloignant l'une de l'autre très rapidement dans le repère du CM. Ils sont tellement focalisés dans la direction de mouvement de leur émetteur que l'on peut considérer que la probabilité d'émettre des fragments dans des directions autre que l'axe QP-QC est négligeable. L'espace de phase accessible se réduit donc à une ligne, et pour que la forme de l'événement caractérise bien la loi d'émission il suffit d'«émettre» deux fragments (qui correspondrait en fait aux résidus d'évaporation du QP et de la QC), car deux points suffisent pour définir une ligne. Par contre, si toutes les directions d'émission sont équiprobables (émission isotrope) il faut émettre des fragments dans toutes les directions pour sonder exactement la loi d'émission sous-jacente (i.e. pour que la forme de l'événement soit une sphère), ce qui implique l'émission d'un nombre infini de fragments. Une sphère ne peut être définie que si l'on sait que chaque point en sa surface se trouve à la même distance de son centre, et comme il y a un nombre infini de points sur la surface d'une sphère...

Pour pouvoir associer sans ambiguïté la forme d'un événement à un mécanisme de réaction, il faut émettre assez de fragments dans l'événement pour explorer tout l'«espace de phase» qui leur est accessible.

Le nombre fini de fragments émis a donc comme effet que

la forme des événements ne représente pas très clairement le mécanisme de réaction,

et ceci d'autant plus que les collisions sont relaxées (émission plus isotrope) ou que la multiplicité est petite. Dans ce contexte, il est impossible de définir *a priori* les valeurs des GSV qui doivent correspondre aux sources uniques. D'ailleurs, comme il est clair que

seules les comparaisons de formes entre des événements de même multiplicité ont un sens

(pour une loi d'émission donnée, la sphéricité de l'événement augmente avec le nombre de fragments émis), la sélection des événements en fonction de leur forme devrait se faire N_f par N_f .

La seconde approche qui permet de caractériser des événements de source unique consiste à rechercher des événements dont la loi d'émission des fragments est isotrope. Pour ce faire, si nous construisons un histogramme de la distribution angulaire des fragments ($dN/d \cos \theta$), nous le faisons avec autant d'événements que possible afin de pouvoir en déduire si les fragments ont été émis isotropiquement ou pas. Regarder le spectre tel qu'il est après *un seul événement* n'aurait, évidemment, aucun sens. Nous n'y verrions que cinq ou six «pics» isolés, parsemés apparemment au hasard dans l'histogramme, à partir duquel il serait impossible de déduire avec certitude la distribution parente (la «loi d'émission») qui ne se révèle qu'au fur et à mesure que nous cumulon des événements dans l'histogramme.

Ainsi nous faisons effectivement tendre le nombre de fragments émis vers l'infini en cumulant un grand nombre d'événements — et nous nous exposons ainsi au danger de mélanger différentes classes d'événements. Dans ce cas la distribution finale représente la moyenne sur les différentes lois d'émission y ayant contribué. Ceci est le contraire du cas des GSV qui mesurent la forme de chaque événement afin de décider s'il appartient à telle ou telle autre classe de réactions.

Le nombre fini de fragments a pourtant une conséquence heureuse : il nous permet de calculer **un angle de flot** θ_{flot} même pour des événements n'ayant pas de direction d'émission privilégiée des fragments. Comme la forme de l'événement n'est jamais sphérique même pour une source unique, **l'angle de flot est toujours défini**, mais sa direction ne reflète que les fluctuations de forme dues aux effets de nombre fini. La distribution des angles de flot ne dépend pas de la multiplicité de fragments (tant qu'elle reste finie).

L'angle de flot est **une variable quasi-globale** : bien qu'elle ait une valeur pour chaque événement, cette valeur n'a de sens que par rapport à la distribution de θ_{flot} pour **tous** les événements. Par exemple, dans 8.1 nous isolons les événements de source unique avec la condition que les angles de flot soient supérieurs à 70° , mais *a priori* les événements de source unique peuvent avoir toutes les valeurs de θ_{flot} . Cette condition ne pouvait être établie qu'à partir de la distribution de $\cos \theta_{flot}$ et de l'examen des caractéristiques des événements ayant des θ_{flot} différents, qui ont montré que la majorité des événements en-dessous de 70° avaient une forte mémoire de la collision.

A.3 Quelques mises en garde...

Pour illustrer notre propos, nous présentons ici quelques figures pour des événements de source unique simulés avec le générateur d'événements SIMON. A chaque nouvel événement, 6

fragments de masses tirées au hasard sont placés dans une configuration sphérique compacte, la distance minimale entre deux voisins étant ≈ 2 fm (ce qui donne un volume de «freeze-out» équivalent à $\approx \rho_0/6$). L'évolution du système est suivie en intégrant numériquement les trajectoires coulombiennes, des fragments initiaux ainsi que de leurs produits de désexcitation statistique, jusqu'à ce qu'ils n'interagissent plus. Pour cette démonstration, nous n'avons pas filtré avec les programmes d'identification et de calibration de *INDRA* car nous voulons présenter les effets du nombre fini de fragments et non pas des effets de détection.

A.3.1 Où est l'isotropie ?

La figure A.1.a montre l'isotropie attendue de l'angle de flot, et A.1(b) celle de la distribution angulaire des fragments par rapport à l'axe du faisceau. Par contre, la distribution

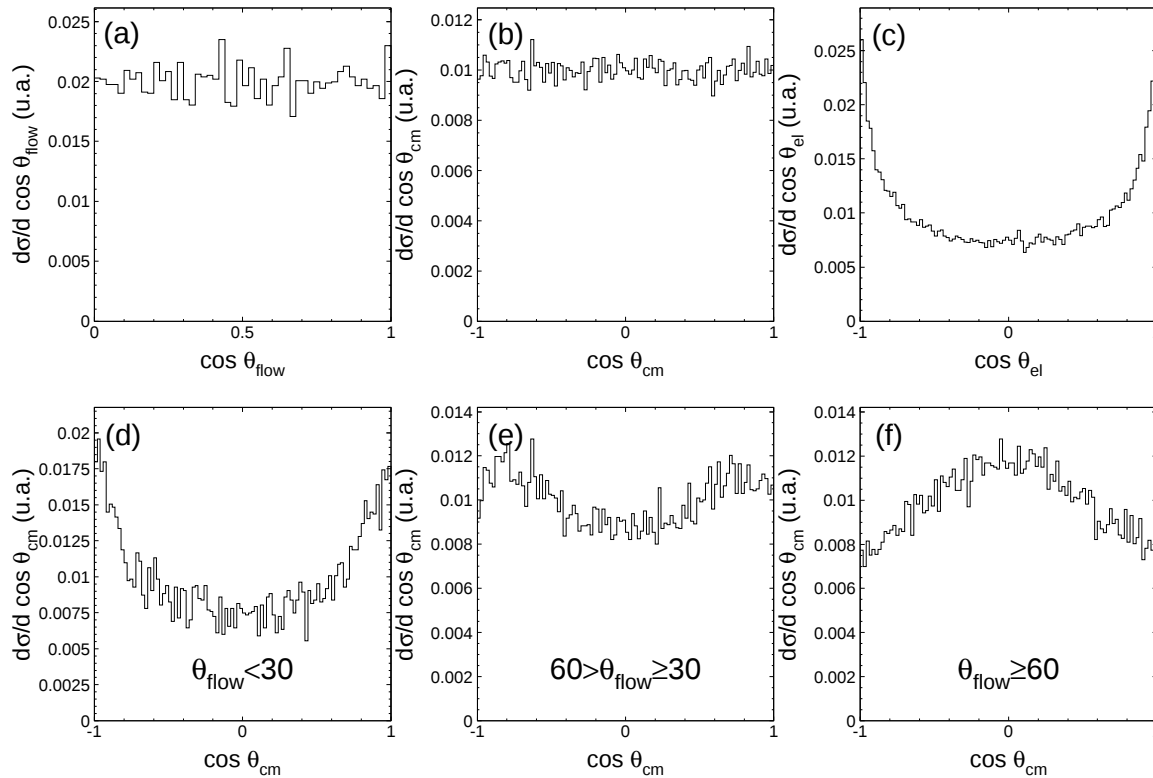


FIG. A.1 – Source unique simulée par SIMON : (a) distribution des angles de flot ; (b) distribution angulaire des fragments par rapport à l'axe du faisceau (tous événements) ; (c) distribution angulaire des fragments par rapport à l'axe principal (grand axe de l'ellipsoïde) ; (d)–(f) distributions angulaires des fragments par rapport à l'axe du faisceau, pour les événements ayant les angles de flot indiqués.

angulaire **par rapport à l'axe principal de chaque événement** (A.1.c) montre une forte anisotropie, avec une émission «avant–arrière» plus compatible avec une émission à deux sources ! Que signifient ces deux distributions ? Ne s'agit-il pas d'une contradiction ?

Non — elles montrent que les événements ne sont pas isotropes, c'est tout. Dans ce cas, il existe un axe principal pour l'événement par rapport auquel la distribution angulaire des

fragments est la moins isotrope possible. Cette anisotropie est cachée dans la distribution de θ_{cm} parce que l'orientation de l'axe principal varie d'un événement au suivant et prend toutes les directions possibles. Pourtant, on peut la faire ressortir en ne gardant que certaines valeurs de θ_{flot} (la direction de l'axe principal). Par définition, l'axe principal représente le flot maximal de l'énergie cinétique dans l'événement. Comme cette énergie est celle des fragments, on peut supposer assez raisonnablement que s'il y a un flot préférentiel d'énergie dans une direction il y a aussi un effet d'accumulation angulaire des fragments autour de cette direction. Donc, ne garder que des événements pour lesquels $\theta_{\text{flot}} < 30^\circ$ favorise une émission de fragments autour de l'axe du faisceau, à 0° et 180° (fig. A.1.d). Si nous augmentons les angles de flot considérés, les angles préférés apparents d'émission des fragments s'approchent eux aussi de 90° ⁽²⁾. Pour les événements $\theta_{\text{flot}} \geq 70^\circ$, qui, expérimentalement, correspondent à la sélection utilisée pour isoler les sources uniques des autres réactions, nous remarquons une distribution angulaire qui montre une émission préférentielle des fragments dans des directions perpendiculaires au faisceau.

La figure A.2 montre que la distribution de θ_{flot} est isotrope quelque soit le nombre de fragments émis. Comme l'angle de flot n'existe que parce que la multiplicité de fragments est

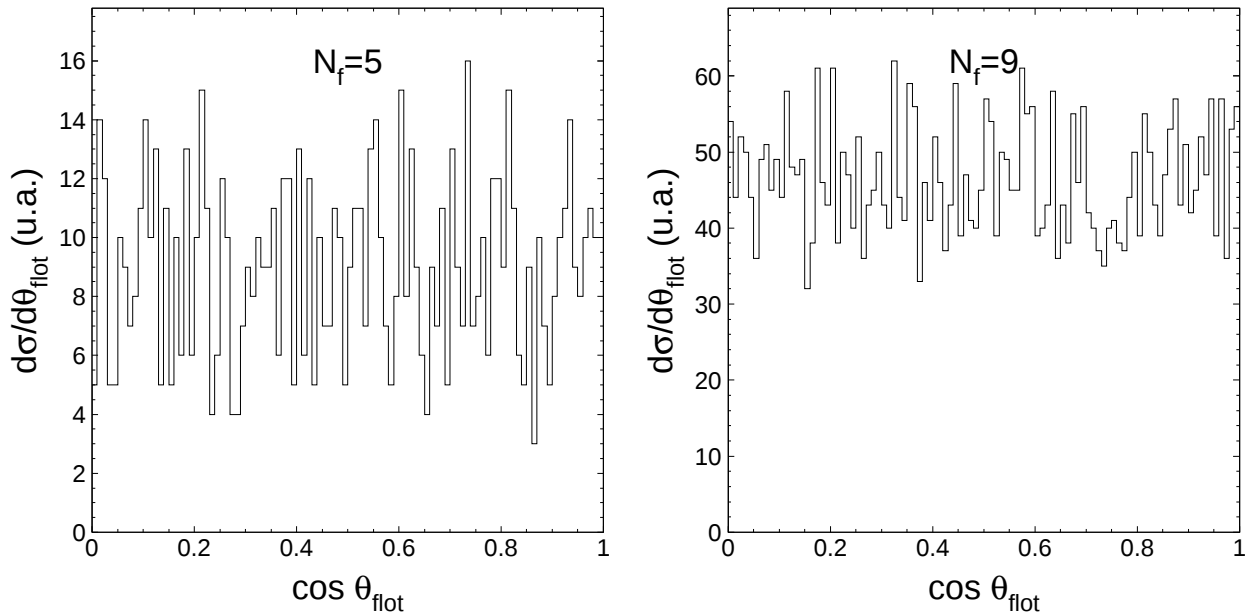


FIG. A.2 – Distribution de l'angle de flot pour $N_f = 5$ ou $N_f = 9$ fragments.

finie, une faible multiplicité n'affecte pas son isotropie.

²A remarquer que les angles de flot sont limités à $[0^\circ, 90^\circ]$, pour des raisons de symétrie. Quand l'hémisphère «avant» de l'ellipsoïde est orienté suivant $(\theta_{\text{flot}}, \phi)$, l'hémisphère «arrière» est orienté comme $(180^\circ - \theta_{\text{flot}}, \phi + 180^\circ)$ et on ne sait distinguer les deux : donc on peut se limiter à des angles entre 0° et 90° pour décrire sa direction. Par contre, les fragments détectés à $(180^\circ - \theta_{\text{flot}}, \phi + 180^\circ)$ peuvent être distingués de ceux détectés à $(\theta_{\text{flot}}, \phi)$, et les «directions d'émission préférentielle» apparaissent toujours par paires : $(0^\circ, 180^\circ)$, $(30^\circ, 150^\circ)$, ...

A.3.2 Variables de forme ambiguës

Au III § 7.3 nous avons beaucoup insisté sur le fait que les variables E_{iso} et R_{iso} ne donnent pas des réponses non-ambiguës si on ne les calcule pas par rapport à l'axe principal de chaque événement. Nous pouvons illustrer notre propos avec la figure suivante (fig. A.3) qui montre les valeurs moyennes de ces variables en fonction de θ_{flot} pour une multiplicité fixe des fragments, $N_f = 7$.

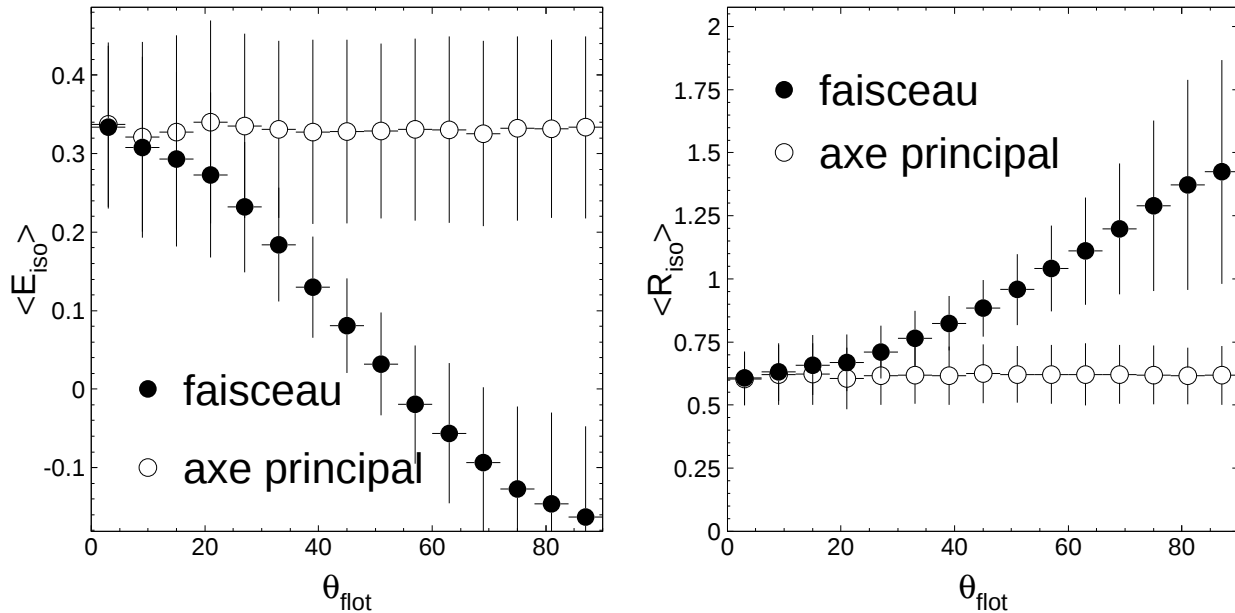


FIG. A.3 – Valeurs moyennes des GSV E_{iso} et R_{iso} en fonction de l'angle de flot θ_{flot} pour des événements de source unique simulés par SIMON. La multiplicité de fragments a été fixée : $N_f = 7$.

Les variables ont d'abord été calculées par rapport à la direction du faisceau⁽³⁾ (points noirs). Elles montrent une forte variation des formes des événements entre $\theta_{flot} = 0^\circ$ et $\theta_{flot} = 90^\circ$. Par comparaison avec les définitions des variables et la figure 7.6, nous voyons que :

- aux petits angles de flot les événements sont allongés dans la direction du faisceau ;
- puis la valeur correspondant à l'isotropie est atteinte pour $\theta_{flot} \approx 50^\circ$;
- finalement, aux grands angles de flot les événements sont allongés perpendiculairement au faisceau.

Autrement dit, l'angle de flot passe par définition de 0° à 90° et nous sommes en train de regarder l'auto-corrélation. Si les événements étaient isotropes (multiplicité infinie) cette corrélation disparaîtrait : on aurait $\langle E_{iso} \rangle = 0$ et $\langle R_{iso} \rangle = 1$ partout. La figure A.3 témoigne de l'anisotropie des événements de source unique.

Le calcul des GSV par rapport à l'axe principal de l'événement (ronds ouverts) élimine toute variation spurieuse : nous trouvons les mêmes valeurs de R_{iso} et de E_{iso} partout, mais ce ne sont pas celles qui correspondent à l'isotropie. Remarquons aussi que quand l'axe principal

³Comme il s'agit d'une simulation non-filtrée, la direction du «faisceau» est bien sûr complètement arbitraire. L'important, c'est que la **même** direction ait servi pour calculer les GSV et la valeur de θ_{flot} .

se confond avec la direction du faisceau ($\theta_{flot} \approx 0$) les valeurs calculées suivant l'un ou l'autre sont les mêmes.

E_{iso} (R_{iso}) prend sa valeur maximale (minimale) pour un événement (c'est-à-dire parmi les valeurs que l'on trouverait en utilisant tous les autres axes possibles) s'il est calculé par rapport à l'axe principal $\mathbf{e}_3$ du tenseur en énergie cinétique de l'événement. Si nous regardons maintenant les données expérimentales pour $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$, (figure A.4) nous remarquons que d'après $E_{iso}(\text{faisceau})$ ou $R_{iso}(\text{faisceau})$ bon nombre des événements devraient avoir des formes isotropes ($E_{iso} \approx 0$, $R_{iso} \approx 1$), ce qui serait en contradiction avec § A.2 et la figure 7.8 (p.72). Cependant, les valeurs des variables non-ambigües pour ces évé-

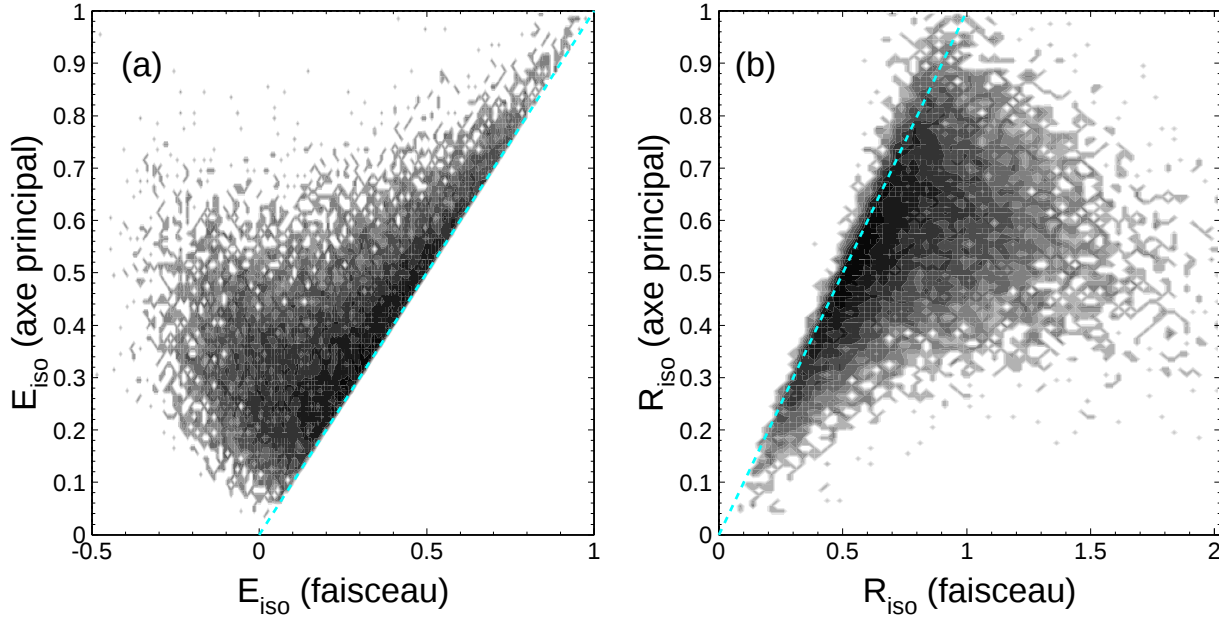


FIG. A.4 – Valeurs de E_{iso} (a) et de R_{iso} (b) calculées par rapport à l'axe du faisceau (abscisse) ou par rapport à l'axe $\mathbf{e}_3$ de l'ellipsoïde (ordonnées) (événements complets).

ments montrent en fait qu'il s'agit de formes plutôt allongées ($R_{iso}(\text{axe principal}) \gtrsim 0.25$, $\langle R_{iso}(\text{axe principal}) \rangle \approx 0.65$) ayant une orientation telle qu'elles apparaissent comme sphériques. *L'isotropie n'est jamais atteinte par les variables de forme quand elles sont calculées de façon non-ambigüe* (i.e. par rapport à l'axe principal de l'événement). L'accumulation d'événements près de la ligne $X_{iso}(\text{faisceau}) = X_{iso}(\text{axe principal})$ est due au grand nombre d'événements pour lesquels l'axe principal n'est pas très éloigné de la direction du faisceau ($\theta_{flot} \sim 0^\circ$), et non pas à un degré d'isotropie ($\Rightarrow$ invariance par rotation) élevé⁽⁴⁾.

⁴Il reste une ambigüité en ce qui concerne R_{iso} ($R_{iso}(\text{faisceau})$ peut être plus petit que $R_{iso}(\text{axe principal})$; pour quelques événements $R_{iso}(\text{axe principal}) \geq 1$). Ceci est parce que nous avons recalculé ce rapport d'isotropie des **impulsions** par rapport à l'axe principal de l'espace des **énergies cinétiques**. De façon rigoureuse, il faudrait diagonaliser le tenseur en impulsion, avec $\omega_\nu = |\mathbf{p}_\nu|$.

Annexe B

Le code de désexcitation statistique SIMON

Le code SIMON [DUR96a, DUR95b] permet de simuler la phase de désexcitation statistique et de propagation coulombienne de «sources» composées de «pré-fragments», résultant d'une réaction de multifragmentation. Les propriétés des sources (masse, énergie d'excitation, position, géométrie, etc.) peuvent être modifiées à volonté par l'utilisateur.

B.1 Entrées du code

L'utilisateur fournit le nombre de «sources» à propager (1, 2, ou 3), et pour chacune d'elles les propriétés suivantes : sa position (en fm) et sa vitesse (en c) (dans le centre de masse du système considéré), sa masse A_S , sa charge Z_S , son énergie d'excitation ϵ_S^* (MeV/u), son spin S_S ($\hbar$), et le nombre de pré-fragments lui appartenant M_S ⁽¹⁾.

Si $M_S = 1$, le code simule la désexcitation par évaporation séquentielle du noyau (A_S , Z_S , ϵ_S^* , S_S) et suit les trajectoires coulombiennes de tous ses produits de désexcitation jusqu'à l'épuisement de l'énergie d'excitation initiale (cf. Sec. B.6).

Dans le cas de la fission ($M_S = 2$) ou de la multifragmentation ($M_S > 2$), les propriétés des pré-fragments sont générées par le code, basées sur les propriétés de la source. L'utilisateur peut aussi spécifier : la masse minimum A_{min} des pré-fragments appartenant à la source ; la topologie de la configuration initiale des pré-fragments dans l'espace ; la distance minimum d_{crit} entre deux pré-fragments dans la même source ; et, éventuellement, une énergie de mouvement collectif radial ϵ_{rad} (MeV/u).

B.2 Tirage des partitions (A et Z des pré-fragments)

Les masses A_i des pré-fragments sont d'abord tirées au hasard par la méthode du chaînon : les masses des pré-fragments sont M_S fractions aléatoires de la masse totale de la source, A_S . Le tirage est répété si $A_i < A_{min}$ pour l'un des fragments.

¹Il est aussi possible de spécifier un temps pendant lequel un nombre restreint seulement des voies de désexcitation ouvertes sont autorisées pour chaque source (e.g. évaporation de nucléons mais pas de clusters plus lourds), mais nous ne nous sommes pas servis de cette option.

Les numéros atomiques Z_i des pré-fragments sont déduits de leur masse :

$A_i \leq 8$: Le numéro atomique du fragment de masse A_i est choisi au hasard parmi les isotones pour lesquels il existe des états excités compris dans le code (en fait la version actuelle comprend les niveaux excités des noyaux jusqu'au ^{12}C).

$A_i > 8$: Les numéros atomiques des fragments «lourds» sont tirés de façon à ce qu'ils aient un rapport N/Z voisin de celui de la source :

$$\left(1 - \frac{1}{10}\right) \frac{Z_S}{A_S} \leq Z_i \leq \left(1 + \frac{1}{10}\right) \frac{Z_S}{A_S}$$

Si à la fin du tirage la somme des Z_i est supérieure ou inférieure à Z_S , la différence est soustraite ou rajoutée au Z_i du pré-fragment le plus lourd⁽²⁾.

B.3 Génération de la configuration spatiale initiale des pré-fragments

Si $M_S > 2$ (multifragmentation) il faut spécifier la configuration spatiale des pré-fragments dans la source (source compacte, bulle, tore, ...). Pour $M_S = 2$ (fission), la configuration est d'office celle du point de scission. Les deux noyaux sont placés à une distance relative telle que leur énergie potentielle (coulombienne) de départ soit la même que celle donnée par la systématique de Viola [VIO85] pour l'énergie cinétique libérée par la fission :

$$E_{Viola} = \frac{4Z_1Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} \left[\frac{.1186(Z_1 + Z_2)^2}{(A_1 + A_2)^{1/3}} + 7.4 \right] \quad (\text{B.1})$$

Dans le cas d'une multifragmentation ($M_S > 2$), la configuration la plus compacte⁽³⁾ pour un nombre de pré-fragments jusqu'à 8 est générée en plaçant les 4 premiers pré-fragments aux sommets d'un tétraèdre et les 4 suivants aux centres des faces⁽⁴⁾. Les positions des pré-fragments sont finalement recalculées par rapport au centre de gravité de la source ainsi construite.

Nous avons rajouté une configuration compacte où le plus gros pré-fragment se trouve préférentiellement près du centre de gravité. Dans ce cas, le pré-fragment le plus lourd est d'abord placé à l'origine. Les autres sont placés au hasard autour de lui, sur la surface d'une sphère dont le rayon est suffisamment grand pour qu'il n'y ait pas de recouvrement entre les pré-fragments. Les pré-fragments sont ensuite rapprochés de l'origine par homothétie, jusqu'à ce que la séparation minimum imposée par l'utilisateur, d_{crit} , soit atteinte.

Il existe aussi des possibilités de sources en forme de «bulle», de «disque», ou de «tore».

²Nous avons supprimé, à la fin du tirage des Z_i , une condition supplémentaire sur les (A_i, Z_i) des pré-fragments. Dans la version précédente du code il était demandé que tous les pré-fragments soient des noyaux connus, c'est-à-dire qu'ils apparaissent dans la table de masse du code (qui comprennent les noyaux stables et instables du p jusqu'à $A = 262, Z = 107$). Bien que cette table soit très complète, ne se contentant que des noyaux de la vallée de stabilité, pour un système tel que $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ le rapport N/Z est tel que la condition n'est jamais remplie. Il a fallu donc l'enlever afin de pouvoir utiliser le code. Il n'y a d'ailleurs aucune raison pour que les noyaux *primordiaux* produits par la multifragmentation soient connus, même si les fragments *observés* sont probablement moins exotiques à cause de leur subséquente désexcitation.

³Dans le cas où tous les pré-fragments ont la même taille.

⁴Distance minimale entre deux fragments d_{crit} .

B.4 Energies cinétiques des pré-fragments

Les énergies cinétiques des pré-fragments sont tirées suivant la loi de probabilité canonique

$$P(E_i) = \frac{1}{T_S} \exp \frac{-E_i}{T_S}. \quad (\text{B.2})$$

avec T_S = la température de la source (voir B.5 pour la façon dont T_S est calculée). L'énergie cinétique moyenne correspondant à la distribution (B.2) $\langle E_i \rangle = T_S$. L'énergie cinétique totale des pré-fragments est donc⁽⁵⁾

$$E_{cin} = M_S T_S \quad (\text{B.3})$$

La direction de l'impulsion (module $|\mathbf{p}_i| = \sqrt{2m_i E_i}$) assignée à chaque pré-fragment est aléatoire, mais le nombre de tirages M_S n'étant pas infini leur somme vectorielle

$$\sum_i \mathbf{p}_i$$

n'est pas forcément nulle à ce stade : c'est-à-dire qu'il y a un mouvement collectif spurieux de translation du centre de masse des pré-fragments. Pour la même raison, il y a aussi des mouvements collectifs spurieux de rotation et d'expansion, qu'il faut également éliminer —

Centre de masse : On calcule la vitesse du centre de masse des impulsions tirées,

$$V_{cm} = \frac{\sum_i \mathbf{p}_i}{\sum_i m_i} \quad (\text{B.4})$$

où m_i est la masse du pré-fragment i . On ajoute à chaque impulsion la quantité

$$\Delta \mathbf{p}_i = -m_i V_{cm} \quad (\text{B.5})$$

Rotation : Le moment angulaire total (orbital) des pré-fragments est donné par

$$\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{r}_i \times \mathbf{p}_i \quad (\text{B.6})$$

où $\mathbf{r}_i$ est la position du pré-fragment i dans la source. Ceci correspond à une rotation collective de fréquence angulaire ω , où

$$\omega = \mathcal{I}^{-1} \mathbf{L} \quad (\text{B.7})$$

et $\mathcal{I}$ est le tenseur d'inertie des pré-fragments,

$$\mathcal{I} = \sum_i \begin{pmatrix} m_i(r_i^2 - x_i^2) & -m_i x_i y_i & -m_i x_i z_i \\ -m_i y_i x_i & m_i(r_i^2 - y_i^2) & -m_i y_i z_i \\ -m_i z_i x_i & -m_i z_i y_i & m_i(r_i^2 - z_i^2) \end{pmatrix} \quad (\text{B.8})$$

⁵Dans la version précédente du code, l'énergie cinétique totale était calculée comme $2M_S T_S$, avec un tirage suivant (B.2). A la fin du sous-programme qui initialise les impulsions des pré-fragments, toutes les impulsions sont «corrigées» d'un facteur global qui assure que l'énergie cinétique totale soit celle calculée au début. Pour la distribution (B.2), l'énergie totale $2M_S T_S$ correspond à une température de $2T_S$, et donc après la correction les spectres d'énergie cinétique des pré-fragments avaient des «pentes» deux fois trop petites par rapport à la température du système. Nous avons donc corrigé ce qui nous semblait être une contradiction.

La vitesse (de translation) associée à une rotation ω étant donnée par $v_{rot} = \omega \times \mathbf{r}$, on corrige chaque impulsion de

$$\Delta \mathbf{p}_i = - \left(\mathcal{I}^{-1} \left(\sum_i \mathbf{r}_i \times \mathbf{p}_i \right) \right) \times \mathbf{r}_i \quad (\text{B.9})$$

Expansion : Supposons qu'il y a un **mouvement d'expansion auto-similaire** des pré-fragments. Alors les vitesses seront proportionnelles à la distance du centre de gravité de la source, et dirigées radialement vers l'extérieur :

$$\mathbf{p}_i = m_i \frac{\alpha}{Q} \mathbf{r}_i, \quad \text{avec } Q = \sqrt{\frac{\sum_i m_i r_i^2}{\sum_i m_i}} \quad (\text{B.10})$$

La constante de proportionnalité α a les dimensions d'une vitesse, et l'énergie totale associée avec l'expansion est

$$E_{rad} = \frac{1}{2} \alpha^2 \sum_i m_i \quad (\text{B.11})$$

On trouve

$$\alpha = \frac{\sum_i \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{r}_i}{Q \sum_i m_i} \quad (\text{B.12})$$

Pour enlever ce mouvement collectif spurieux des pré-fragments, il faut donc corriger les impulsions de

$$\Delta \mathbf{p}_i = -m_i \frac{\sum_i \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{r}_i}{Q^2 \sum_i m_i} \mathbf{r}_i \quad (\text{B.13})$$

Une fois que ces corrections ont été faites, on peut rajouter de la même façon au mouvement purement thermique des pré-fragments, un mouvement de rotation *orbitale*⁽⁶⁾ pour traduire le spin $\mathbf{S}_S$ de la source⁽⁷⁾, et un mouvement d'expansion collective auto-similaire d'énergie (totale) $A_S \epsilon_{rad}$. Compte tenu des équations (B.6), (B.9), (B.10) et (B.11), la correction nécessaire des impulsions est

$$\Delta \mathbf{p}_i = + (\mathcal{I}^{-1} \mathbf{S}_S) \times \mathbf{r}_i + \frac{m_i}{Q} \sqrt{\frac{2 A_S \epsilon_{rad}}{\sum_i m_i}} \mathbf{r}_i \quad (\text{B.14})$$

B.5 Energies d'excitation des pré-fragments

L'énergie d'excitation totale de la source, $A_S \epsilon_S^*$, peut être décomposée de la façon suivante :

$$A_S \epsilon_S^* = \sum_i^{M_S} \Delta(A_i, Z_i) - \Delta(A_S, Z_S) + A_S \epsilon_{rad} + E_{pot} + E_{cin} + E_{rot} + E_{exc} \quad (\text{B.15})$$

⁶Aucune prescription n'existe dans le code pour partager le moment angulaire de la source entre le spin et le mouvement orbital des pré-fragments. Le spin des pré-fragments est systématiquement fixé à $1\hbar$, sauf dans le cas où l'utilisateur fournit lui-même les conditions initiales des pré-fragments, cf. § 12.6.

⁷Dans la version précédente du code, le spin de la source était automatiquement aligné avec l'axe x des coordonnées. Nous avons remplacé cette direction avec un vecteur pris au hasard dans le plan xy (z étant la direction du faisceau). L'énergie rotationnelle, E_{rot} , est donnée par

$$E_{rot} = \mathbf{S}_S \cdot \boldsymbol{\omega}_S = \mathbf{S}_S \cdot (\mathcal{I}^{-1} \mathbf{S}_S)$$

où

$\Delta(A, Z)$ = défaut de masse (en MeV) du noyau (A, Z) ;

ϵ_{rad} = énergie d'expansion radiale auto-similaire de la source (en MeV/u) ;

E_{pot} = énergie potentielle (coulombienne) des pré-fragments (en MeV) ;

E_{cin} = énergie cinétique totale des pré-fragments associée avec leur mouvement thermique (i.e. tirée suivant la distribution (B.2)) (en MeV) ;

E_{rot} = énergie associée avec le mouvement collectif rotationnel des pré-fragments de la source (en MeV) ;

E_{exc} = énergie thermique stockée sous forme d'énergie d'excitation des pré-fragments.

La température de la source, T_S , est calculée à partir de l'énergie thermique *totale* des pré-fragments,

$$E_{th} = (E_{cin} + E_{exc}) = A_S \epsilon_S^* - \left(\sum_i^{M_S} \Delta(A_i, Z_i) - \Delta(A_S, Z_S) + A_S \epsilon_{rad} + E_{pot} + E_{rot} \right) \quad (B.16)$$

en utilisant la formule du modèle de gaz de Fermi :

$$E_{th} = a T_S^2 \quad (B.17)$$

Dans la version du code que nous avons utilisée, nous mettons le paramètre de densité de niveaux $a = A/10$. La température dépend donc non seulement des caractéristiques de la source ($A_S, \epsilon_S^*, S_S, \epsilon_{rad}$) mais aussi de la partition des pré-fragments et de leur géométrie (A_i, Z_i, E_{pot}).

Les énergies d'excitation des pré-fragments sont attribuées de la façon suivante :

$A \leq 12$: Si l'énergie interne la plus probable (celle donnée par (B.17), $E_i^* = a T_S^2$) est supérieure à l'énergie du niveau discret le plus élevé du pré-fragment (à partir du 6Li), on lui assigne l'énergie E_i^* . Sinon, les niveaux discrets des clusters légers sont peuplés avec la probabilité

$$P(E_{i,j}^*) \propto g_{i,j} \exp \frac{-E_{i,j}^*}{T_S} \quad (B.18)$$

où $g_{i,j}$ est la dégénérescence du $j^{\text{ème}}$ niveaux excité $E_{i,j}^*$ du $i^{\text{ème}}$ pré-fragment.

$A > 12$: Pour les plus lourds, l'énergie d'excitation qui reste est partagée dans le rapport des masses des différents pré-fragments (même E^*/A) :

$$E_i^* = \frac{A_i}{(A_S - \sum_{A \leq 12} A_i)} \left(E_{exc} - \sum_{A \leq 12} E_i^* \right) \quad (B.19)$$

B.6 Désexcitation et propagation des noyaux

Après la préparation des noyaux chauds décrite ci-dessus, la propagation coulombienne et la désexcitation statistique sont simulées «en même temps» c'est-à-dire que toutes les corrélations spatio-temporelles entre les noyaux sont préservées. L'intégration des équations de mouvement est effectuée numériquement (méthode d'Euler) pendant 25 000 fm/c.

La désexcitation des noyaux en vol⁽⁸⁾ est traitée par une méthode de Monte-Carlo à chaque pas de l'intégration ($\Delta t = 2 - 200$ fm/c). Les modes de décroissance considérées, en fonction de l'énergie d'excitation du noyau, varient de l'émission d'un neutron à la fission symétrique⁽⁹⁾.

Les largeurs pour les différentes voies de désexcitation ouvertes peuvent être calculées de deux façons différentes. Dans la théorie de Weisskopf [BLA52] la probabilité d'émission d'une particule dépend simplement du rapport des nombres de microétats disponibles pour le système avant (noyaux excités) et après (noyau résiduel + éjectile) la désexcitation. Cette théorie est basée sur le principe de la balance détaillée qui suppose la microréversibilité du processus. Cette hypothèse est vérifiée pour l'émission de particules légères, elle ne l'est probablement pas pour l'émission de fragments un peu plus lourds et ne l'est sûrement pas dans le cas de la fission [DUR93]. Dans la théorie de l'état transitoire [BOH39, KRA40] le taux de transition dépend de la densité d'états du système déformé correspondant au point selle du processus de fission.

Les deux approches peuvent donner des réponses très différentes. Par exemple, pour l'émission d'un neutron la théorie de Weisskopf donne

$$\Gamma_n^W = \frac{\hbar}{\tau_n^W} = m_n \sigma g_n e^{-Q_n/T} \frac{T^2}{\pi \hbar^2}. \quad (\text{B.20})$$

Ici Γ_n est la largeur, τ_n est le temps de vie de la décroissance, m_n est la masse du neutron, g_n est un facteur de dégénérescence pour tenir compte des effets du spin de la particule, σ est la section efficace de capture d'un neutron, Q_n est l'énergie de séparation du neutron et T est la température du noyaux résiduel. La théorie de l'état transitoire (TST) donne

$$\Gamma_n^{TST} = \frac{\hbar}{\tau_n^{TST}} = \frac{T}{2\pi} e^{-Q_n/T} g_n. \quad (\text{B.21})$$

Pour un noyau d' ^{197}Au à $T = 5$ MeV on trouve [DUR96b]

$$\frac{\tau_n^{TST}}{\tau_n^W} = \frac{\hbar^2}{2m_n \sigma T} \approx 40. \quad (\text{B.22})$$

Dans la version du code que nous avons utilisée cette discontinuité est évitée par renormalisation des largeurs calculées avec la méthode TST par rapport à celles de la théorie de Weisskopf [DUR93]. Après calcul de toutes les largeurs Γ_i , une voie est choisie avec la probabilité

$$P_i = \frac{\Gamma_i}{\sum_i \Gamma_i}. \quad (\text{B.23})$$

Le noyau concerné devient «inerte» jusqu'à sa désexcitation par la voie choisie, qui aura lieu après un temps t_{emis} tiré suivant

$$P(t_{emis}) = e^{-t_{emis}/\tau_i} \quad (\text{B.24})$$

L'énergie d'excitation, l'impulsion, et le spin du noyau initial sont partagés entre les produits de la désexcitation, avec, notamment, dans le cas où l'un ou l'autre des noyaux est plus petit que ^{12}C , la population des états excités discrets.

⁸A part les $p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha, {}^5\text{He}, {}^6\text{He}$, et ${}^5\text{Li}$.

⁹La décroissance des niveaux discrets des noyaux jusqu'au ^{12}C n'a lieu qu'à la fin de la propagation.

Finalement, quand l'énergie d'excitation résiduelle *totale* ou l'énergie potentielle descend en-dessous de 20 MeV, ou encore si le temps écoulé dépasse 25 000 fm/c, l'intégration des trajectoires est arrêtée, et la désexcitation des niveaux discrets des noyaux légers peuplés lors de la phase d'évaporation est simulée. Ces états peuvent se désexciter par émission γ (pas traitée), ou par l'une des voies $p, (2p), n, (2n), \alpha, d, t$, ou ${}^3\text{He}^{(10)}$.

B.7 Désexcitation séquentielle du système formé dans les événements de source unique

Nous avons simulé avec SIMON la désexcitation statistique d'un «noyau» $A = 393$, $Z = 156$, et $\varepsilon^* = 6.97\text{MeV/u}$. Dans ce cas à toutes les étapes du calcul, à commencer par la source de départ, **le devenir de chaque noyau excité est décidé par les poids statistiques relatifs de chaque voie de désexcitation qui lui est ouverte**, de l'émission d'un neutron jusqu'à la fission symétrique. Toutefois, seules des voies correspondant à des **cassures binaires séquentielles** sont considérées.

Comme le montrent les figures B.1.a–d, le nombre moyen de fragments est légèrement sous-estimé par cette simulation ; néanmoins les tailles des trois plus gros fragments sont raisonnablement reproduites à part la sur-estimation de Z_{max1} . Par contre les événements simulés ont des formes beaucoup plus allongées que dans le cas expérimental (fig. B.1.e) et si nous examinons les angles relatifs entre fragments (fig. B.1.f), la signature de l'émission à deux sources y apparaît clairement : c'est-à-dire une émission préférentielle à 180° et la disparition du «trou» coulombien aux petits θ_{rel} (cf. III § 8.1.3, p. 79).

Ainsi la désexcitation de la source procède en premier lieu par une **fission** à peu près symétrique⁽¹¹⁾, et les noyaux observés proviennent de la désexcitation séquentielle des deux fragments de fission primordiaux.

Nous pouvons remarquer que les énergies cinétiques moyennes des fragments dans la simulation augmentent $\sim$ linéairement avec leur numéro atomique Z et sont très inférieures (pour la plupart des fragments) aux valeurs observées expérimentalement (fig. B.1.g). Pour une désexcitation séquentielle laissant un seul et unique résidu d'évaporation ($\sim$ au repos dans le CM en moyenne), on s'attendrait à ce que les fragments lourds ($Z \gtrsim 35$ en regardant Z_{max1} et Z_{max2}) aient des énergies plus *basses* que les autres fragments. Dans le cas d'une fission, il y a (au moins) *deux* résidus, qui ne sont d'ailleurs pas au repos dans le centre de masse, et la corrélation entre l'énergie et la charge (ou la masse) des fragments n'est pas la même (surtout si nous tenons compte de leur désexcitation secondaire).

Il est intéressant que la distribution des angles de flot pour ces événements n'est pas isotrope, mais fortement concentrée autour de la direction perpendiculaire au faisceau (fig. B.1.h). Pourtant la fission du «noyau» équilibré que nous avons fourni en entrée au code doit avoir lieu sans direction privilégiée aucune. Comme la vitesse de la source (vitesse du centre de masse, 3.27 cm.ns^{-1}) est comparable à la vitesse relative des deux fragments de fission (la systématique de Viola, eq.(B.1) p. 172, donne une vitesse relative $\sqrt{2E_{Viola}/\mu} = 2.8\text{ cm.ns}^{-1}$), si les fragments de fission sont émis près de la direction du faisceau (petit θ_{flot} , fig. B.2.a), l'un (FF1) a une petite énergie dans le repère du laboratoire (et donc une forte probabilité

¹⁰Les cas $X^* \rightarrow Y + 2p$ et $X^* \rightarrow Z + 2n$ ne sont pas traités.

¹¹Les deux fragments de fission doivent être $\sim$ de la même taille pour que la cinématique soit empreinte

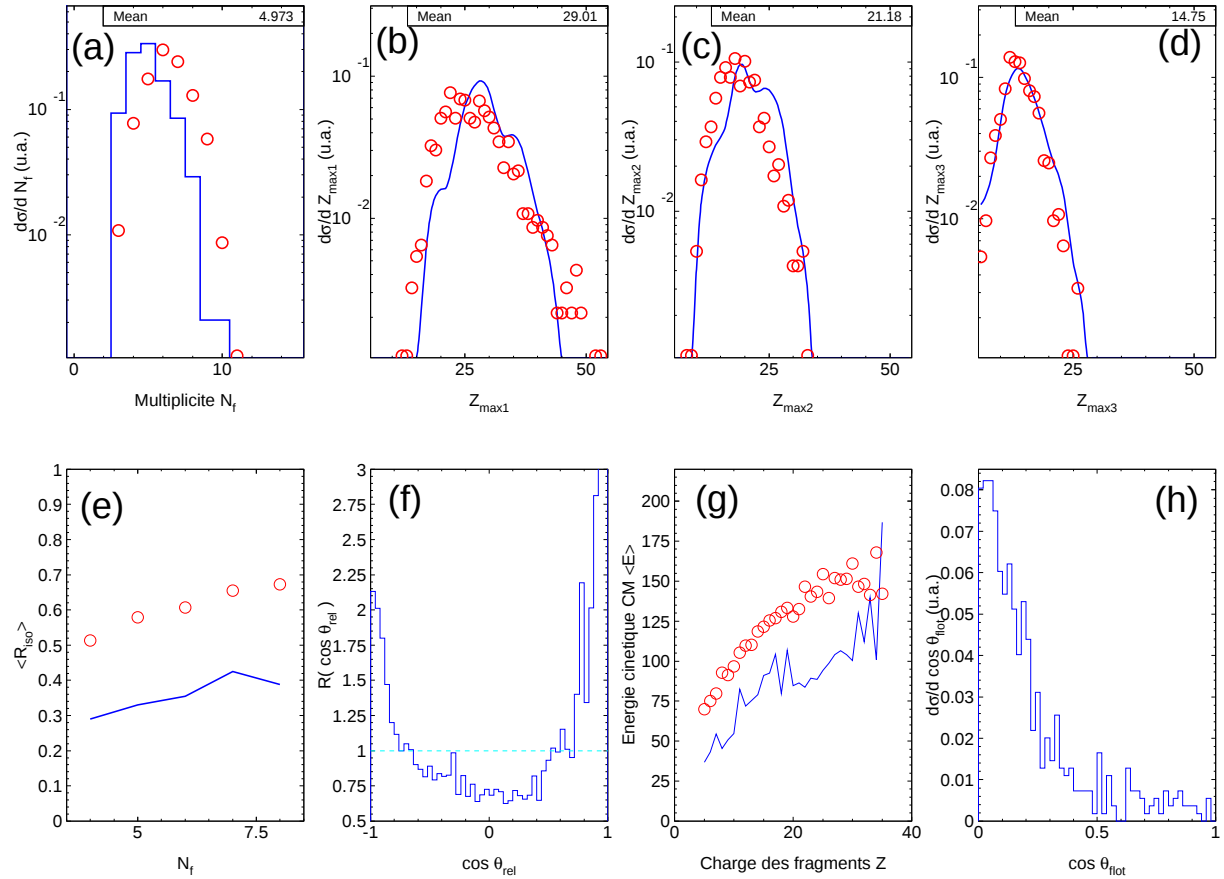


FIG. B.1 – Comparaison entre les événements de source unique expérimentaux (symboles) et la désexcitation séquentielle d'une source de $A = 393$, $Z = 156$, et $\varepsilon^* = 6.97$ MeV/u, simulée par le code SIMON (histogrammes). Les valeurs moyennes données sur la figure correspondent aux événements simulés. (a) Multiplicité de fragments ($Z \geq 5$) N_f . (b)–(d) Taille des trois plus gros fragments, Z_{max1} , Z_{max2} , Z_{max3} . (e) Forme des événements, $\langle R_{iso} \rangle$, en fonction de la multiplicité de fragments. (f) Rapport $R(\cos \theta_{rel})$ entre $d\sigma/d\theta_{rel}$ de la simulation et $d\sigma/d\theta_{rel}$ expérimental. (g) Energie cinétique moyenne dans le CM, $\langle E \rangle$, en fonction de la charge des fragments, Z . (h) Distribution des angles de flot, $\cos \theta_{flot}$, pour les événements simulés seulement.

de ne pas dépasser les seuils de détection et/ou d'identification), tandis que l'autre (FF2) a un petit angle polaire dans le laboratoire (et pourra donc passer dans le trou du faisceau à l'avant). Comme chacun des deux fragments emporte en moyenne $\sim$ la moitié de la charge du système, il suffit de n'en perdre que l'un des deux pour que l'événement soit rejeté par les critères de complétude que nous avons appliqués aux événements (cf. III § 7.1, p. 59). Par contre, si les deux fragments de fission partent à peu près à 90° par rapport à la vitesse de la source (grand θ_{flot} , fig. B.2.b), leurs vitesses et leurs angles d'émission dans le laboratoire seront favorables à la détection de tous les deux. Les événements de grand θ_{flot} sont donc favorisés, dans ce cas, par la cinématique et par *INDRA*.

La théorie statistique standard prévoit alors, dans le cas où la multifragmentation est exclue comme voie de désexcitation possible, une cinématique dominée par la désexcitation des deux fragments de fission de la source ($A = 393$, $Z = 156$, $\varepsilon^* = 6.97$ MeV/u), en

des caractéristiques de deux sources d'importance $\sim$ égale.

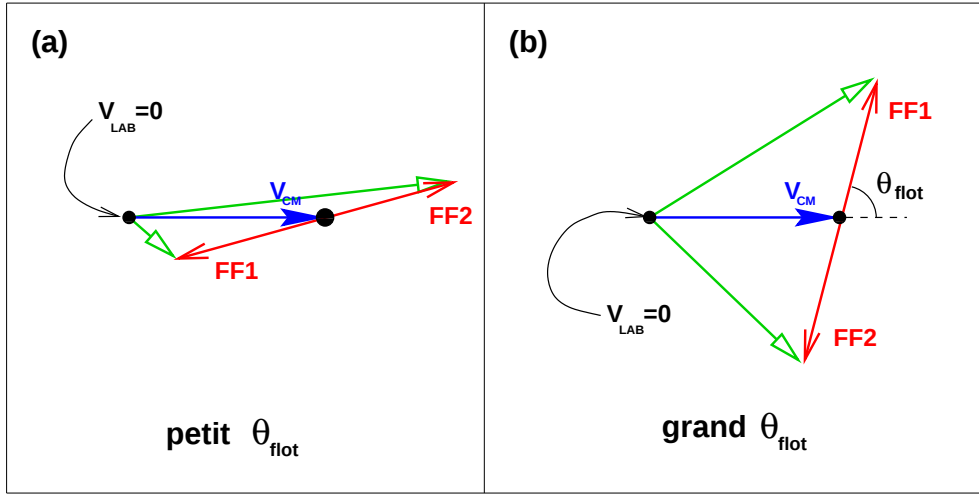


FIG. B.2 – Cinématique de la fission observée dans la simulation avec SIMON de la désexcitation séquentielle de la source unique formée par le système $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$. Les flèches correspondent aux vitesses, dans le repère du laboratoire et du centre de masse, des fragments de fission (FF1 et FF2) de la source qui se déplace à la vitesse du centre de masse, V_{CM} . (a) Petits angles de flot θ_{flot} . (b) Grands angles de flot.

contradiction avec ce que nous observons expérimentalement dans les événements de source unique.

Annexe C

Calculs microscopique semi-classiques

C.1 Description microscopique des collisions d'ions lourds entre 10 et 100 MeV/u

C.1.1 L'approximation semi-classique

La description du noyau atomique par des approches de type **champ moyen** est valable tant que le libre parcours moyen des nucléons, λ , est très supérieur à la distance moyenne qui les sépare, d , ou à la taille du noyau. Au cas contraire ($\lambda \ll d$) ce sont les collisions nucléon-nucléon qui dominent. De même, le rapport entre la longueur d'onde de Broglie λ_B et d détermine si des effets quantiques sont importants ou non pour la description de la dynamique de la collision [SUR95].

Dans les collisions nucléaires en-dessous de 10MeV/u nous avons $\lambda, \lambda_B \gg d$ et la description en terme de champ moyen quantique tel que TDHF [BONC76] est bien adaptée. Entre 10 et 100MeV/u, et plus particulièrement aux énergies de Fermi où $\lambda, \lambda_B \sim d$, cette description doit être complétée par la prise en compte des collisions nucléon-nucléon, et une **approche semi-classique** semble suffisante.

A l'approximation semi-classique [REM84] les systèmes nucléaires décrits par leur **fonction de distribution à 1-corps** $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ évoluent suivant l'**équation de Landau-Vlasov** :

$$\frac{\partial}{\partial t} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) - \{h, f\} = I_{coll}[f], \quad (\text{C.1})$$

où h est l'hamiltonien semi-classique du système, I_{coll} est un terme qui tient compte des collisions nucléon-nucléon analogue à celui qui apparaît dans l'équation de Boltzmann [BOL72], et $\{\dots\}$ représente un crochet de Poisson. Si le potentiel d'interaction ne dépend pas de l'impulsion, on peut écrire

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = I_{coll}[f], \quad (\text{C.2})$$

où $U[\rho]$ est le potentiel de champ moyen, le plus souvent une paramétrisation phénoménologique de l'énergie du système en fonction de sa densité e.g. **les forces de Skyrme**[ZAM73]

$$U[\rho] = A \left(\frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho_0} \right) + B \left(\frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho_0} \right)^{\sigma+1}. \quad (\text{C.3})$$

Le terme de collisions, I_{coll} , peut s'écrire en fonction du taux moyen de transitions correspondant à la diffusion de deux nucléons, initialement situés à s_1 et à s_2 ($s = (\mathbf{r}, \mathbf{p})$), vers les positions finales dans l'espace des phases $s_{1'}$ et $s_{2'}$:

$$d\nu_{1,2;1',2'} = f_1 f_2 \bar{f}_1' \bar{f}_2' \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r}_{1'} - \mathbf{r}_{2'}) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_{1'}) w(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2; \mathbf{p}_{1'}, \mathbf{p}_{2'}) ds_1 ds_2 ds_{1'} ds_{2'} \quad (C.4)$$

où le taux élémentaire de transition $w(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2; \mathbf{p}_{1'}, \mathbf{p}_{2'})$ tient compte des lois de conservation et peut être relié à la section efficace de diffusion des nucléons dans le milieu [CHO94b]. En considérant les nucléons qui quittent la cellule de l'espace des phases $(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ que nous regardons et ceux qui y arrivent, nous trouvons [UEH33]

$$\begin{aligned} I_{coll} &= \int_{s_2} \int_{s_{1'}} \int_{s_{2'}} ds_2 ds_{1'} ds_{2'} \\ &\left(f_{1'} f_{2'} \bar{f} \bar{f}_2 - f f_2 \bar{f}_1' \bar{f}_2' \right) \cdot \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r}_{1'} - \mathbf{r}_{2'}) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_{1'}) w(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2; \mathbf{p}_{1'}, \mathbf{p}_{2'}) \\ &= \bar{f} W^+ - f W^- \end{aligned} \quad (C.5)$$

où $\bar{f} = 1 - f$.

L'équation de Landau-Vlasov (aussi appelée équation de Boltzmann nucléaire) est basée sur les mêmes hypothèses qui conduisent à l'équation de Boltzmann pour les gaz dilués classiques. Notamment l'hypothèse de chaos moléculaire consiste à négliger les corrélations à ≥ 2 corps qui agissent comme une force stochastique sur la fonction de distribution à 1-corps. L'équation de Landau-Vlasov ne représente donc que l'évolution moyenne $\bar{f}$ d'un ensemble de systèmes préparés de façon identique, tandis que chaque membre de l'ensemble suit sa propre trajectoire $f^{(n)} = \bar{f} + \delta f^{(n)}$. L'équation de Boltzmann-Langevin [BIX69] :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) f^{(n)}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = I_{coll}[f^{(n)}] + \delta I^{(n)}[f^{(n)}], \quad (C.6)$$

décrit l'évolution de chaque membre de l'ensemble, qui n'a plus le caractère déterministe de (C.2). Les effets des corrélations à ≥ 2 -corps sont représentés par le terme de collisions fluctuant δI , qui est complètement déterminé par les propriétés moyennes de f :

$$\prec \delta I^{(n)} \succ = 0 \quad (C.7)$$

$$\prec \delta I^{(n)}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \delta I^{(n)}(\mathbf{r}', \mathbf{p}', t') \succ = 2\mathcal{D}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(t - t'), \quad (C.8)$$

où $\mathcal{D}$ est appelé le **coefficient de diffusion de Boltzmann-Langevin**.

Dans l'approche à la Boltzmann les collisions sont des processus stochastiques indépendants suivant une loi de Poisson (marche aléatoire dans l'espace des collisions). Comme le terme I_{coll} est le résultat net des pertes et des gains de particules dues aux collisions (équ.(C.5)), sa variance est égale à la somme des variances de ces deux contributions⁽¹⁾i.e.

$$\prec \delta I^{(n)}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \delta I^{(n)}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \succ = 2\mathcal{D} = \bar{f} W^+ + f W^-. \quad (C.9)$$

C.1.2 Théorie de la réponse linéaire appliquée à la matière nucléaire instable

Colonna et al. [COL94] ont étudié, dans le cadre des approches de type champ moyen semi-classiques, le comportement de la matière nucléaire instable. Leur point de départ est

¹A remarquer qu'il s'agit ici seulement du terme diagonal de la matrice de covariance équ.(C.8)

l'équation de Vlasov (C.2) et ils considèrent la propagation d'une petite variation de la fonction de distribution à 1-corps par rapport à sa valeur d'équilibre (solution de (C.2)), $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = f_0(\mathbf{p}, t) + \delta f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$:

$$\frac{\partial \delta f}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} \delta f + \nabla_{\mathbf{p}} f_0 \cdot \nabla_{\mathbf{r}} \delta U = 0 \quad (\text{C.10})$$

où $\delta U[\rho] = -(\partial U / \partial \rho) \delta \rho$ est la perturbation du champ moyen créée par δf . Après la transformation de Fourier des variables d'espace et de temps, ils trouvent la solution

$$\delta f(\mathbf{k}, \mathbf{p}, \omega) = \frac{\partial U(\mathbf{k})}{\partial \rho} \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}}{m\hbar\omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \delta \rho(\mathbf{k}, \omega). \quad (\text{C.11})$$

où $\varepsilon = \mathbf{p}^2/2m$ et $\mathbf{k}, \omega$ sont respectivement le nombre d'onde et la fréquence du mode considéré. La condition d'auto-cohérence

$$\int \frac{d^3 \mathbf{p}}{h^3} \delta f(\mathbf{k}, \mathbf{p}, \omega) = \delta \rho(\mathbf{k}, \omega) \quad (\text{C.12})$$

appliquée à (C.11) donne **la relation de dispersion**

$$\left(\frac{\partial U(\mathbf{k})}{\partial \rho} \right)^{-1} = \int \frac{d^3 \mathbf{p}}{h^3} \left(\frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}}{m\hbar\omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}} \right) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}. \quad (\text{C.13})$$

Les solutions de cette équation sont soit réelles soit imaginaires pures. Dans le deuxième cas il s'agit de **modes collectifs instables** et nous pouvons écrire éq.(C.13) sous la forme

$$1 + \left[g(k) \frac{\partial U(\mathbf{k})}{\partial \rho} \frac{3\rho}{2\varepsilon_F} \right]^{-1} = -\frac{\hbar\omega_k}{kv_F} \arctan \left(-\frac{kv_F}{\hbar\omega_k} \right) \quad (\text{C.14})$$

où ε_F, v_F sont respectivement l'énergie et la vitesse de Fermi, et $g(k)$ est la transformée de Fourier de la fonction de convolution utilisée pour donner une portée finie au champ moyen qui sera discutée dans le paragraphe suivant. Eq.(C.14) est une équation implicite pour les longueurs d'onde $\lambda = 2\pi/k$ et les temps de croissance $\tau_k = \omega_k^{-1}$ des modes instables.

Dans le cas d'une force sans portée le temps de croissance τ_k augmente proportionnellement à la longueur d'onde du mode (voir fig. C.1), ce qui n'est pas un résultat physique. Le fait de donner une portée au champ moyen, par exemple en le convoluant avec une gaussienne $g = \exp -r^2/2a^2$, introduit une coupure dans la relation de dispersion aux petites longueur d'onde : un mode ne peut être instable si λ est inférieur à la portée de la force i.e. si $\lambda < a$. Ainsi il existe un mode k_{max} dont le temps de croissance est inférieur à celui de tous les autres modes instables ; c'est celui-ci qui va dominer l'évolution du système⁽²⁾.

Pour chaque longueur d'onde nous pouvons définir son domaine d'instabilité dans le plan (ρ, T) où

$$\left(\frac{\partial U(\mathbf{k})}{\partial \rho} g(\mathbf{k}) + \frac{2\varepsilon_F}{3\rho} + \frac{\pi^2}{18\varepsilon_F} \frac{T^2}{\rho} \right) < 0. \quad (\text{C.15})$$

²Les collisions nucléon-nucléon, négligées dans cette approche, modifient les fréquences des modes instables ainsi :

$$\frac{1}{\tau_k} \rightarrow \frac{1}{\tau_k} - \frac{1}{\tau_{relax}}.$$

Cette contribution est négligeable si le système est suffisamment instable, et l'évolution des modes instables est dominée par le champ moyen [COL94].

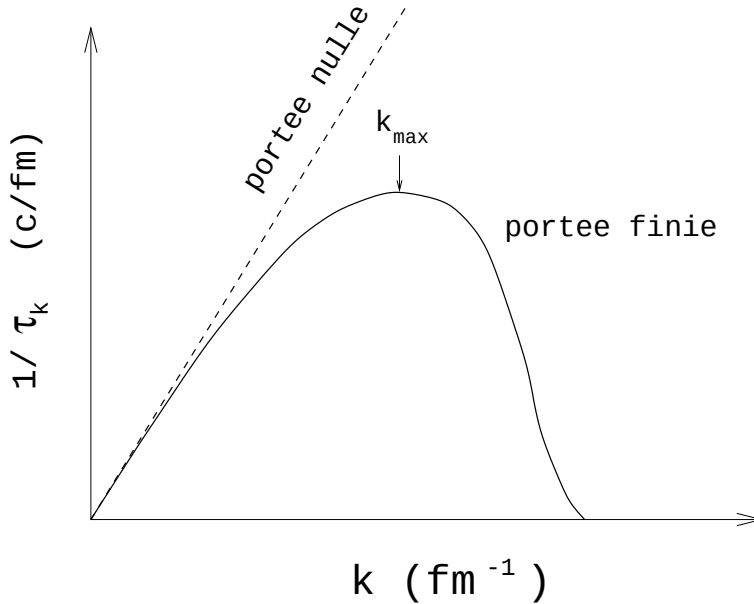


FIG. C.1 – Représentation schématique de la relation de dispersion de la matière nucléaire instable à $T \neq 0$ éq.(C.14), d'après [JAC96]. La ligne en tirets correspond au cas d'une interaction nucléon-nucléon de portée nulle.

Cette équation donne effectivement la «région spinodale» pour chaque λ . La région spinodale thermodynamique est définie par éq.(C.15) dans la limite $\lambda \rightarrow \infty$.

Si maintenant nous tenons compte du terme de collisions de Boltzmann-Langevin, il est clair que la partie stochastique δI va agir comme une source de fluctuations dans les modes de la densité à 1-corps, dont certains peuvent être instables d'après éq.(C.15). L'étude de la réponse linéaire du système nous dit dans ce cas que l'amplitude des composantes des fluctuations de la densité $\rho(\mathbf{r}, t)$ du système,

$$\sigma^2(\mathbf{k}, t) \sim \prec \delta\rho(\mathbf{k}, t) \delta\rho(\mathbf{k}, t) \succ, \quad (\text{C.16})$$

croît de façon exponentielle après un temps supérieur au temps d'instabilité du mode τ_k :

$$\sigma^2(\mathbf{k}, t) = \mathcal{D}_k \tau_k \left(\exp \frac{2t}{\tau_k} - 1 \right) + \sigma^2(\mathbf{k}, 0) \exp \frac{2t}{\tau_k} \quad (\text{C.17})$$

où $\mathcal{D}_k$ est la projection du coefficient de diffusion de BL sur le mode $\mathbf{k}$, et $\sigma^2(\mathbf{k}, 0)$ correspond aux fluctuations initiales.

C.2 Simulations numériques

L'équation de Boltzmann (C.2) est une équation intégral-différentielle pour l'évolution de la fonction de distribution f représentant des systèmes nucléaires sous l'effet d'un champ moyen $U[f]$ auto-cohérent et des collisions à 2- (et éventuellement à 3-) nucléons. Il s'agit d'une équation qui est éminemment impossible à résoudre analytiquement, sauf pour des cas très simples. Pour être utile elle doit donc être simulée numériquement sur ordinateur, et plusieurs

codes capables de ce faire existent depuis une quinzaine d'années : VUU [KRU85, MOL85, MOL87] ; BUU [BER88, CAS90] ; BNV [BONA94] ; Landau-Vlasov [GRE87a, GRE87c].

La solution approchée (à vrai dire la simulation) de l'éq.(C.2) est rendue possible par discrétisation de l'espace de phases [WON82]. La fonction de distribution à 1-corps f est évaluée par une méthode de Monte-Carlo :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{N_{pt}} \sum_{i=1}^{AN_{pt}} \mathcal{G}((\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t)), (\mathbf{p} - \mathbf{p}_i(t))) \quad (\text{C.18})$$

où les AN_{pt} positions et impulsions $\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i$ représentent un échantillonnage discret de l'espace de phases accessible au système considéré, et les fonctions de base $\mathcal{G}$ sont le plus souvent des produits de gaussiennes de largeur fixe [GRE87a]. On remplace effectivement le problème de l'évolution de A nucléons représentés par $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ et régie par l'équation de Boltzmann, par le problème (plus simple) de l'évolution de AN_{pt} **particules test** obéissant à des équations de Hamilton couplées par le champ moyen [REM95].

Nous présentons ici les détails d'un code (TWINGO) développé pour les besoins des simulations dites de type «champ moyen stochastique» [GUA96a].

C.2.1 Initialisation des noyaux

Etant donné la masse et la densité d'un noyau A, ρ , les positions des particules test (p.t.) $\{\mathbf{r}_i\}$ sont tirées de façon homogène dans un volume $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ où $V = A/\rho$ (pour un noyau dans son état fondamental $\rho = \rho_0$). Les impulsions $\{\mathbf{p}_i\}$ suivent une distribution de gaz de Fermi [NGO95],

$$\frac{dN}{dp} = \frac{p^2}{\exp \frac{p^2 - p_F^2}{2uT} + 1} \quad (\text{C.19})$$

où u = la masse du nucléon, T = la température du noyau ($T = 0$ pour un noyau dans son état fondamental), et p_F = l'impulsion de Fermi. Cette dernière est calculée pour chaque p.t. en fonction de la densité locale dans un rayon de $r_0 = 1.5$ fm autour de la particule :

$$p_F = \hbar \left(\frac{3}{2} \pi^2 \rho(\mathbf{r}_i) \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (\text{C.20})$$

$$\rho(\mathbf{r}_i) = \sum_{j=1}^{AN_{pt}} \Theta(r_0 - |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|) \quad (\text{C.21})$$

où $\Theta(x)$ est la fonction de Heaviside.

On peut éventuellement ajouter un mouvement collectif rotationnel (spin) S ou une expansion auto-similaire caractérisée par la vitesse des particules se trouvant au périphérie du noyau, v_{max} , afin de simuler l'évolution de noyaux initialement préparés hors de leur état d'équilibre.

C.2.2 Propagation du champ moyen

La propagation du champ moyen est effectuée par la méthode dite «lattice-hamiltonian» [LEN89]. La densité $\rho(\mathbf{r}_\alpha)$ est calculée aux centres $\mathbf{r}_\alpha$ des cellules d'un réseau cubique tridimensionnel

de dimension $40 \times 40 \times 40 \text{ fm}^3$ par convolution de la densité des particules test :

$$\hat{\rho}_\alpha = \rho(\mathbf{r}_\alpha) = \frac{1}{2^6 N_{pt}} \sum_{i=1}^{AN_{pt}} \Theta(d - |x_i - x_\alpha|) \Theta(d - |y_i - y_\alpha|) \Theta(d - |z_i - z_\alpha|) \quad (\text{C.22})$$

où la portée $d = 2 \text{ fm}$. Il s'agit là de la fonction $\mathcal{G}$ apparaissant dans l'éq.(C.18) (après intégration sur l'espace $\mathbf{p}$). La forme (C.22) est équivalente à l'utilisation d'une gaussienne de largeur $\sigma = .87 \text{ fm}$ (voir ci-dessous) mais évite des problèmes de non-conservation du nombre total de nucléons A [GUA96a]. Compte tenu de la grande taille des systèmes que nous avons à étudier ($A = 250\text{--}400$) le nombre de particules test a été fixé au minimum nécessaire pour assurer une bonne simulation de la dynamique du champ moyen [IDI94] ($N_{pt} = 40$).

La convolution de la densité (C.22) introduit une **portée effective** dans le champ moyen, autrement de portée nulle. Il s'agit d'une paramétrisation de type Skyrme [ZAM73]

$$U[\rho] = A \left(\frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho_0} \right) + B \left(\frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho_0} \right)^{\sigma+1} \quad (\text{C.23})$$

avec $A = -356 \text{ MeV}$, $B = 303 \text{ MeV}$, $\sigma = 1/6$ et $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$. Les trois paramètres A , B et σ sont fixés par le choix de la dureté de l'équation d'état et par les caractéristiques de la saturation : un coefficient d'incompressibilité $K = 198 \text{ MeV}$ (équation d'état «douce»), une énergie de liaison $E_B \approx -16 \text{ MeV/u}$ pour la matière nucléaire infinie et $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$.

Le potentiel total contient des termes de volume (champ moyen), de surface et de répulsion coulombienne pour les protons :

$$U = U_{Sk} - \rho_p V_{coul} - D \nabla^2 \rho. \quad (\text{C.24})$$

Le potentiel coulombien est calculé à chaque itération par inversion de l'équation de Poisson. Le coefficient $D = 150 \text{ MeV fm}^5$ reproduit le terme de surface de l'équation de Weizsäcker et l'énergie de liaison des noyaux finis à température nulle.

Un terme d'isospin [FAR91] peut être inclus⁽³⁾ pour reproduire les effets d'isospin et tenir compte de l'énergie de symétrie :

$$U_{iso} = 20 \frac{(\rho_n(\mathbf{r}) - \rho_p(\mathbf{r}))^2}{\rho_0^2} + 80q \frac{\rho(\mathbf{r}) (\rho_n(\mathbf{r}) - \rho_p(\mathbf{r}))}{\rho_0^2} \quad (\text{C.25})$$

où $\rho_{n(p)}$ est la densité locale de neutrons (protons) et $q = \frac{1}{2} (-\frac{1}{2})$ pour les neutrons (protons). Pour les deux systèmes considérés ici, l'asymétrie $I = (N - Z)/A \sim 0.2$ donc le terme d'isospin joue un rôle secondaire.

Les particules test se déplacent suivant les trajectoires Hamiltoniennes

$$\dot{\mathbf{r}}_i = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i} = \frac{\mathbf{p}_i}{m} \quad (\text{C.26})$$

$$\dot{\mathbf{p}}_i = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i} = -N_{pt} \sum_{\alpha} \frac{\partial V}{\partial \hat{\rho}_\alpha} \nabla_i \hat{\rho}_\alpha \quad (\text{C.27})$$

³Ce terme a peut-être été inclus pour les calculs dits «BNV» des collisions $^{155}\text{Gd}(36 \text{ MeV/u}) + ^{238}\text{U}$ et $^{129}\text{Xe}(32 \text{ MeV/u}) + ^{119}\text{Sn}$. Il a certainement été omis pour les calculs dits de type «champ moyen stochastique».

où H est le hamiltonien du système et V est l'énergie potentielle totale (Zamick + isospin + Coulomb). Ces équations sont intégrées par la méthode du saut de mouton.

Pour simuler les collisions d'ions lourds («calculs BNV») l'intégrale des collisions est évaluée par la méthode BNV [BONA94]. Pour les calculs de type champ moyen stochastique (SiM et BoB : voir ci-dessous) la méthode BUU a servi, ce qui réduit le temps de calcul nécessaire. Dans les deux cas la valeur de σ_{nn} a été prise égale à la section efficace «libre» (41 mb) sans dépendance en isospin, en énergie ou en angle (voir Bernard pour la référence qui explique pourquoi c'est pas débilos).

C.2.3 Reconstruction des noyaux de la voie de sortie

Pour chaque cellule du réseau utilisé dans le calcul BNV/BUU on calcule sa densité, son impulsion totale et son énergie cinétique totale par convolution des positions et des impulsions des particules test. De façon schématique l'énergie d'excitation de la cellule est calculée de la façon suivante :

$$E^* = \sum \frac{p^2}{2m} - \frac{1}{2\sum m} \left(\sum \mathbf{p} \right)^2 - \frac{3}{5} E_F \quad (\text{C.28})$$

où E_F est l'énergie de Fermi pour la cellule, calculée suivant éq.(C.20). La température est calculée comme

$$T = \sqrt{\frac{E^*}{a}} \quad (\text{C.29})$$

avec a donné par le modèle du gaz de Fermi. Un algorithme simple sert à associer en des noyaux toutes les cellules contigües du réseau dont la densité est supérieure à la densité de coupure ρ_{min} .

C.2.4 Simulation numérique de l'équation de Boltzmann-Langevin

La résolution des équations de BL n'est possible qu'à deux dimensions. Toutefois Guarnera et al [GUA96a] ont développés des méthodes applicables à des noyaux atomiques, qui sont à la fois *finis* et *tri-dimensionnels*, permettant de simuler correctement **au moins une partie** de l'évolution de Boltzmann-Langevin.

En projetant l'évolution des fluctuations sur l'espace des positions et en faisant une transformée de Fourier vers l'espace des modes k nous obtenons l'équation suivante pour l'évolution des fluctuations de densité du système :

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma_k^\rho + \mathcal{F}_k(\sigma_k^\rho) = 2\mathcal{D}_k \quad (\text{C.30})$$

Cette procédure détruit toute information sur les fluctuations dans l'espace des impulsions (par exemple les fluctuations thermiques), car

$$\sigma^\rho(\mathbf{r}) = \int d^3\mathbf{p} \sigma_f(\mathbf{r}, \mathbf{p}). \quad (\text{C.31})$$

Fluctuations dans les conditions initiales (SIM)

L'équation (C.30) donne, à la limite de la réponse linéaire, l'évolution des fluctuations d'un système instable comme

$$\sigma_k(t) = \mathcal{D}_k \tau_k (e^{2t/\tau_k} - 1) + \sigma_k(0) e^{2t/\tau_k} \quad (\text{C.32})$$

où $\sigma_k(0)$ représente la fluctuation initiale et τ_k est le temps d'instabilité du mode k considéré. Il est clair qu'après un certain temps le terme de source $\mathcal{D}_k$ et le terme $\sigma_k(0)$ jouent le même rôle, quand $\exp 2t/\tau_k \gg 1$, et il est donc possible de remplacer la source physique $\mathcal{D}_k$ par des fluctuations dans les conditions initiales seulement. Dans la méthode dite SIM (pour «Stochastic Initialisation Method») des fluctuations de densité sont introduites au moment de l'initialisation des particules test en les regroupant aléatoirement par N_{fluc} c'est-à-dire en détruisant l'homogénéité de la distribution initiale des particules test dans l'espace. Le nombre N_{fluc} est choisi afin de bien reproduire le terme de source $\mathcal{D}_k \tau_k$ correspondant au mode le plus instable.

Le code TWINGO [GUA96a] sert à simuler l'évolution de Boltzmann du système. Il s'agit d'un code rapide et fiable qui, notamment, fait des économies de temps au niveau du calcul de l'intégrale des collisions : l'approche BUU est utilisée au lieu du traitement plus correct de BNV. Comme le système est à basse densité dans ces calculs, l'intégrale des collisions joue un rôle moins important.

La dynamique brownienne à un corps (BOB)

Il est possible de simuler l'effet du terme de source physique $\mathcal{D}_k$ pour les modes les plus instables au cours de l'évolution dynamique, en procédant d'une manière directement inspirée par les traitements «à la Langevin» du mouvement brownien.

On peut remplacer la partie fluctuante de l'intégrale des collisions, δI , par une force fluctuante, δF , en introduisant une fluctuation dans le champ moyen. On trouve

$$2\mathcal{D}_{BOB} = 2 \prec \delta F \delta F \succ \frac{\partial f}{\partial E} \mathbf{v} \cdot \mathbf{v}' \frac{\partial f}{\partial E'} \quad (\text{C.33})$$

On peut ajuster $\prec \delta F \delta F \succ$ pour que $\mathcal{D}_{BOB}$ reproduise l'évolution du mode le plus instable (des fluctuations de densité seulement) à une température et à une densité données à l'intérieur de la région spinodale [CHO94].

Ainsi les particules test proches du site $\mathbf{r}_\alpha$ du réseau ressentent une force additionnelle aléatoire δF_α , de forme gaussienne et de valeur moyenne nulle, qui tantôt les attire tantôt les repousse, recréant ainsi les fluctuations de la densité obtenues par regroupement des particules test dans la méthode SIM. Dans la méthode BOB l'amplitude de ces fluctuations peut être maintenue au cours de l'évolution du système, quelque soit le nombre de particules test employé. L'évolution de Boltzmann est de nouveau assurée par le code TWINGO.

Septième partie

Bibliographie

Références

- [AIC84] J. Aichelin et J. Hufner, *Phys. Lett.* **B136** (1984) 15;
- [AIC86] J. Aichelin et H. Stöcker, *Phys. Lett.* **B176** (1986) 14; J. Aichelin et al., *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 1926;
- [AIC91] J. Aichelin, *Phys. Rep.* **202** (1991) 233–360;
- [ALE82] J.M. Alexander, D. Guerreau, et L.C. Vaz, *Evaporation barriers for ^4He indicate very extended forms for many emitting nuclei*, *Z. Phys.* **A 305** (1982) 313–318;
- [AYI88] S. Ayik et Ch. Grégoire, *Fluctuations of single-particle density in nuclear collisions*, *Phys. Lett.* **B212** (1988) 269; S. Ayik et Ch. Grégoire, *Transport theory of fluctuation phenomena in nuclear collisions*, *Nucl. Phys.* **A513** (1990) 187;
- [AYI94] S. Ayik et J. Randrup, *Effect of memory time on the agitation of unstable modes in nuclear matter*, *Phys. Rev.* **C50** (1994) 2947;
- [BAC95] Ch.O. Bacri, B. Borderie, J.L. Charvet, D. Cussol, R. Dayras, O. Lopez, A. Ouatzizerga et al., *Onset of vaporization for the Ar + Ni System*, *Phys. Lett.* **B353** (1995) 27;
- [BAC98] Ch.O. Bacri, (communication privée);
- [BAR93] R. Barlow, *Jets in High-Energy Interactions*, *Rep. Prog. Phys.* **56** (1993) 1102–1122;
- [BEA96] L. Beaulieu et al., *Source Size Scaling of Fragment Production in Projectile Breakup*, *Phys. Rev.* **C54** (1996) R973;
- [BEA98] L. Beaulieu et al., *Multifragmentation at Intermediate Energy : Dynamics or Statistics ? — Contribution au 14ème Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Snowbird, Utah, LBNL preprint LBNL - 41704* (1998);
- [BER78] G.F. Bertsch, *Collision integral in nuclear matter at zero temperature*, *Z. Phys.* **A289** (1978) 103–105;
- [BER83] G.F. Bertsch et P.J. Siemens, *Nuclear fragmentation*, *Phys. Lett.* **126B** (1983) 9;
- [BER88] G.F. Bertsch et S. Das Gupta, *Phys. Rep.* **160** (1988) 189;

- [BET30] H.A. Bethe, *Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie*, *Ann. Physik* **5** (1930) 325;
- [BET32] H.A. Bethe, *Bermsformel fur elektronen relativistischer geschwindigkeit*, *Z. Physik* **76** (1932) 293;
- [BEN95] J. Benlliure, *Thèse de doctorat de l'université de Valencia*, GANIL T 95 02, 1995;
- [BIX69] M. Bixon et R. Zwanzig, *Phys. Rev.* **187** (1969) 267;
- [BJO70] J.D. Bjorken et S.J. Brodsky, *Phys. Rev.* **D1** (1970) 1416;
- [BLA52] J.M. Blatt et V. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley and Sons (repub. Dover Publications), New York, VIII.6 365–379, 1952 (repub. 1991);
- [BOH13] N. Bohr, *On the theory of the decrease of velocity of moving electrified particles on passing through matter*, *Phil. Mag.* **25** (1913) 10;
- [BOH15] N. Bohr, *On the decrease of velocity of swiftly moving electrified particles in passing through matter*, *Phil. Mag.* **30** (1915) 581;
- [BOH39] N. Bohr et A. Wheeler, *Phys. Rev.* **36** (1939) 426;
- [BOL72] L. Boltzmann, *Wien, Ber.* **66** (1872) 275;
- [BONA94] A. Bonasera, F. Gulminelli et J. Molitoris, *The Boltzmann equation at the borderline*, *Phys. Rep.* **243** (1994) 1;
- [BONC76] P. Bonche, S. Koonin et J. Negele, *Phys. Rev.* **C13** (1976) 1226;
- [BONC95] P. Bonche, *Description thermodynamique des noyaux excités*, Cours du DEA «Champs, Particules, Matières» (Universités de Paris VI, VII, et XI) (1995);
- [BOND85] J.P. Bondorf et al., *Nucl. Phys.* **A443** (1985) 321; **A444** (1985) 460;
- [BOND95] J.P. Bondorf et al., *Phys. Rep.* **257** (1995);
- [BOR73] B. Borderie, *Réponse des détecteurs à barrière de surface aux ions lourds, et perte d'énergie des ions de masse moyenne dans la matière*, Thèse de 3^{ème} Cycle (IPN Orsay – Université de Paris-Sud) (1973);
- [BOR88] B. Borderie et al., *Phys. Lett.* **B205** (1988) 26;
- [BOR90] B. Borderie, M.F. Rivet, et L. Tassan-Got, *Ann. Phys. Fr.* **15** (1990) 287;

- [BOR92] B. Borderie, *Ann. Phys. Fr.* **17** (1992) 349;
- [BOR93] B. Borderie, B. Remaud, M.F. Rivet, et F. Sébille, *Phys. Lett.* **B302** (1993) 15;
- [BOR96] B. Borderie, D. Durand, F. Gulminelli, M. Parlog, M.F. Rivet, L. Tassan-Got et al., *Kinematical Properties and Composition of Vaporizing Sources : Is Thermodynamical Equilibrium Achieved ?*, *Phys. Lett.* **B388** (1996) 224;
- [BOT86] W. Botermans et R. Malfliet, *Phys. Lett.* **B171** (1986) 22; W. Botermans et R. Malfliet, *Phys. Rep.* **198** (1990) 115;
- [BOU87] R. Bougault et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A259** (1987) 473; G. Rudolf et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A307** (1991) 325;
- [BOU89] R. Bougault et al., *Phys. Lett.* **B232** (1989) 291;
- [BOU95] R. Bougault et al., *Complete energy damping in 29 MeV/nucleon Pb+Au two-body final-state reactions*, *Nucl. Phys.* **A587** (1995) 499–512;
- [BOW93] D.R. Bowman et al, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 3534;
- [BRA85] M. Brack, C. Guet et H.B. Hakanson, *Phys. Rep.* **123** (1985) 275;
- [BUC98] Ph. Buchet, *Thèse de doctorat de l'université de Paris XI*, DAPNIA/SPhN, 1998;
- [CAM86] X. Campi, *J. of Phys.* **A19** (1986) L917;
- [CAS90] W. Cassing et U. Mosel, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **25** (1990) 235; W. Cassing et al., *Phys. Rep.* **188** (1990) 363;
- [CAV90] C. Cavata, M. Demoulins, J. Gosset, M.-C. Lemaire, D. L'Hôte, J. Poitou, and O. Valette, *Determination of the impact parameter in relativistic nucleus-nucleus collisions*, *Phys. Rev.* **C42** (1990) 1760;
- [CHO91] Ph. Chomaz, G.F. Burgio et J. Randrup, *Phys. Lett.* **B254** (1991) 340; G.F. Burgio, Ph. Chomaz et J. Randrup, *Nucl. Phys.* **A529** (1991) 157; *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 885;
- [CHO94] Ph. Chomaz, M. Colonna, A. Guarnera et J. Randrup, *Brownian One-Body Dynamics in Nuclei*, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 3512;
- [CHO94b] Ph. Chomaz, *Phénomènes hors équilibres*, Cours de DEA, GANIL R 94 06 (1994);
- [COL94] M. Colonna et Ph. Chomaz, *Unstable infinite nuclear matter in stochastic mean field approach*, *Phys. Rev.* **C49** (1994) 1908; M. Colonna, Ph. Chomaz et J. Randrup, *Linear response in stochastic mean-field theories and the onset of*

- instabilities, Nucl. Phys.* **A567** (1994) 637–654;
- [COL98] M. Colonna, (communication privée);
- [CSI96] M.F. Rivet, M. Parlog, E. Plagnol, L. Tassan-Got, *Etalonnage des CsI des couronnes 10–17 d’INDRA à l’aide des télescopes étalons*, Rapport Interne IPNO, 1996;
- [CUG83] J. Cugnon et D. L’Hôte, *Global variables and the dynamics of relativistic nucleus-nucleus collisions*, *Nuc. Phys.* **A397** (1983) 519;
- [CUS98] D. Cussol, L. Nalpas, E. Plagnol et O. Tirel, *Filtre INDRA*, (communication privée);
- [DAG95] M. D’Agostino et al., *Multifragmentation in $E/A = 35$ MeV collisions : evidence for a Coulomb driven breakup ?*, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 4373; *Multifragment production in Au+Au at 35 MeV/u*, *Phys. Lett.* **B368** (1996) 259–265; *Phys. Lett.* **B371** (1996) 175;
- [DAN83] P. Danielewicz et M. Gyulassy, *Jacobian free global event analysis*, *Phys. Lett.* **B129** (1983) 283;
- [DEC80] J. Déchargé et D. Gogny, *Phys. Rev.* **C21** (1980) 1568;
- [DES95] , Pierre Désesquelles *L’analyse multidimensionnelle en physique nucléaire*, *Ann. Phys. Fr.* **20** (1995) 1–46;
- [DUR93] D. Durand et B. Tamain, *La théorie statistique : perspectives et limites*, Cours de l’Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, IN2P3 (1993);
- [DUR95a] D. Durand, J. Colin, J.F. Lecoilley, C. Meslin, et al., *Nuclear disassembly time scales using space-time correlations*, *Phys. Lett.* **B345** (1995) 397–402;
- [DUR95b] D. Durand, *La fragmentation nucléaire : temps - énergies - formes*, Mémoire d’habilitation à diriger des thèses, LPC Caen – Université de Caen – ISMRa (1995);
- [DUR96a] D. Durand, O. Lopez, et A. D. Nguyen, *The event generator SIMON : a short guide*, Rapport interne à la collaboration *INDRA*, 1996;
- [DUR96b] D. Durand, *Journal des Réunions Analyse # 17*, Rapport interne à la collaboration *INDRA*, 1996;
- [ECO95] P. Ecomard, *Thèse de doctorat de l’université de Caen*, GANIL T 95 01, 1995;

- [ERI60] T. Ericson, *Adv. Phys.* **9** (1960) 423;
- [FAR91] M. Farine et al., *Z. Phys.* **A339** (1991) 363;
- [FLO78] H. Flocard et M.S. Weiss, *Phys. Rev.* **C18** (1978) 573;
- [FOX79] G.C. Fox et S. Wolfram, *Tests for Planar Events in e^+e^- Annihilation*, *Phys. Lett.* **82B** (1979) 134;
- [FRA97] J.D. Frankland, Ch.O. Bacri, B. Borderie, M.F. Rivet, et al., *Selection of single-source multifragmentation events for collisions of $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ at 36 MeV/u studied with INDRA* , Proc. XXXV Int. Wint. Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italy), Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente, Università degli studi di Milano (I. Iori, eds.) (1997) 323–342;
- [FRA98] J.D. Frankland, *Mass scaling law in heavy multifragmenting systems : update*, Contribution au 4^{ème} Atelier INDRA , GANIL, Caen, (sans compte-rendu) (1998);
- [FRI54] G. Friedlander et al., *Phys. Rev.* **94** (1954) 727; A.A. Caretto et al., *Phys. Rev.* **110** (1958) 1130; J. Miller et al., *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **9** (1959) 159;
- [FRO98] P. Fröbrich et I.I. Gontchar, *Langevin description of fusion, deep-inelastic collisions and heavy-ion induced fission*, *Phys. Rep.* **292** (1998) 131;
- [GOB95] A. Gobbi, *From the Fermi to the relativistic energy domain : Which observable ? For which physics ?*, Cours de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, IN2P3 (1995);
- [GOU96] D. Gourio, *Thèse de doctorat de l'université de Nantes*, 1996;
- [GRE87a] C. Grégoire, B. Remaud, F. Sébille et L. Vinet, *Nucl. Phys.* **A465** (1987) 317;
- [GRE87b] C. Grégoire, *Effets des collisions sur la dynamique nucléaire*, Cours de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, IN2P3 (1987);
- [GRE87c] C. Grégoire et al., *Nucl. Phys.* **A471** (1987) 399c;
- [GRO80] D.H.E. Gross, *Lecture Notes in Physics* **117** (1980) 81;
- [GRO97] D.H.E. Gross, *Microcanonical thermodynamics and statistical fragmentation of dissipative systems*, *Phys. Rep.* **279** (1997) 119–201; D.H.E. Gross, *Statistical decay of very hot nuclei*, *Rep. Prog. Phys.* **53** (1990) 605; Zhang X.Z., D.H.E. Gross, Xu S.Y. et Zheng Y.M., *On the decay of very hot nuclei : (I). Canonical metropolis sampling of multifragmentation*, *Nucl. Phys.* **A461** (1987) 641–667; Zhang X.Z., D.H.E. Gross, Xu S.Y. et Zheng Y.M., *On the decay of*

- very hot nuclei : (I). Microcanonical metropolis sampling of multifragmentation, Nucl. Phys. A461* (1987) 668–690;
- [GUA96a] A. Guarnera, *Etude des approches stochastiques du problème à N-corps : application à la multifragmentation nucléaire*, Thèse de doctorat l'université de Caen, GANIL T 96 01 (1996);
- [GUA96b] A. Guarnera, M. Colonna et Ph. Chomaz, *Dynamics of spinodal decomposition in nuclei, Phys. Lett. B373* (1996) 267;
- [HAD93] F. Haddad, *Dynamique et comportements collectifs dans les collisions d'ions lourds*, Thèse de doctorat de l'université de Nantes (1993);
- [HIR84] A.S. Hirsch et al., *Experimental results from high energy proton–nucleus interactions... , Phys. Rev. C29* (1984) 508;
- [HUB90] F. Hubert, R. Bimbot, et H. Gauvin, *At. Dat. and Nucl. Dat. Tab. 46* (1990) 1;
- [IDI94] D. Idier, M. Farine, B. Remaud et F. Sébille, *Modélisation d'un système infini de nucléons. Propriétés statiques et dynamiques. Etude des fluctuations de densité., Ann. Phys. Fr. 19* (1994) 159;
- [JAC96] B. Jacquot, *Instabilités spinodales dans les noyaux atomiques*, Thèse de doctorat de l'université de Caen, GANIL T 96 05 (1996);
- [JOU96a] B. Jouault, *Application de l'analyse en ondelettes à l'étude de l'espace des phases nucléaire*, Thèse de doctorat de l'université de Nantes (1996);
- [JOU96b] B. Jouault, V. De La Mota, F. Sébille, G. Royer et J.F. Lecolley, *Nucl. Phys. A597* (1996) 136;
- [KIM91] Y.D. Kim et al., *Phys. Rev. Lett. 67* (1991) 14;
- [KNO89] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 2nd edition, Wiley, 1989;
- [KRA40] H.A. Kramers, *Physica 7* (1940) 284;
- [KRU85] H. Kruse et al., *Phys. Rev. Lett. 54* (1985) 289; *Phys. Rev. C31* (1985) 1770;
- [KUB57] R. Kubo, *J. Phys. Soc., Japan 12* (1957) 570;
- [LAC98a] D. Lacroix et Ph. Chomaz, *Expansion and evaporation of hot nuclei : comparison between semi-classical and quantal mean-field approaches, Nucl. Phys. A636* (1998) 85;
- [LAC98b] D. Lacroix, Ph. Chomaz et S. Ayik, *Quantal extension of mean-field dynamics, Proc. XXXVI Int. Wint. Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italy), Ricerca*

Scientifica ed Educazione Permanente, Università degli studi di Milano (I. Iori, eds.) (1998) 485;

- [LEN89] R.J. Lenk et V.R. Pandharipande, *Phys. Rev.* **C39** (1989) 2242;
- [LEC94] J.F. Lecolley et al., *The decay of primary products in binary highly-damped $^{208}\text{Pb}+^{197}\text{Au}$ Collisions at 29MeV/u*, *Phys. Lett.* **B325** (1994) 317–321;
- [LEC95] J.F. Lecolley et al., *Neck formation and decay in Pb+Au Collisions at 29MeV/u*, *Phys. Lett.* **B354** (1995) 202–207;
- [LEC96] J.F. Lecolley et al., *Reaction Mechanism in Highly Fragmented Pb+Au Collisions at 29MeV/u*, *Phys. Lett.* **B387** (1996) 460–465;
- [LEF78] M. Lefort et Ch. Ngô, *Ann. Phys.* **3** (1978) 5-114;
- [LEF97] A. Le Fèvre, *Thèse de doctorat de l'université de Paris VII*, GANIL T 97 03, 1997;
- [LIN63] L. Lindhard, M. Scharff et H.E. Schiott, *Range concepts and heavy-ion ranges (notes on atomic collision, II)*, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **33** (1963) N° 14;
- [LOP89] J.A. López et J. Randrup, *Theory of Nuclear Multifragmentation : (I). Transition-state treatment of the breakup process*, *Nucl. Phys.* **A503** (1989) 183–222;
J.A. López et J. Randrup, *Theory of Nuclear Multifragmentation : (II). Post-transition dynamics*, *Nucl. Phys.* **A512** (1990) 345–364;
- [LOP93] O. Lopez et al., *Evidence for fast and simultaneous multi-fragment emission in central Kr+Au collisions at 60 MeV/u*, *Phys. Lett.* **B315** (1993) 34;
- [LOU94] M. Louvel et al., *Phys. Lett.* **B320** (1994) 99;
- [LUK97] J. Lukasik, J. Benlliure, V. Métivier, E. Plagnol, B. Tamain et al., *Dynamical Effects and IMF Production in Peripheral and Semi-central Collisions of Xe+Sn at 50 MeV/nucléon*, *Phys. Rev.* **C55** (1997) 1906;
- [MAR95] N. Marie, *Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système Xe+Sn à 50 MeV par nucléon*, Thèse de doctorat de l'université de Caen, GANIL T 95 04 (1995);
- [MAR97] N. Marie et al., *Phys. Lett.* **B391** (1997) 15;
- [MAR98] N. Marie et al., *Phys. Rev.* **C58** (1998) 256–269;
- [MET95] V. Métivier, *Mécanismes de réaction et de dissipation de l'énergie dans les collisions symétriques noyau-noyau de 25 à 74 MeV/u : apport des mesures*

- exclusives du multidétecteur INDRA*, Thèse de doctorat de l'université de Caen, LPCC T 95-03 (1995);
- [MEY93] J. Meyer, *Forces effectives aux frontières de la stabilité*, Cours de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, IN2P3 (1993);
- [MOL85] J. Molitoris et al., *Prog. in Nucl. and Part. Phys.* **15** (1985) 239; J. Molitoris et H. Stoecker, *Phys. Rev.* **C32** (1985) 346; *Phys. Lett.* **B162** (1985) 47;
- [MOL87] J. Molitoris et al., *Phys. Rev.* **C36** (1987) 220;
- [MON94] C.P. Montoya et al., *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 3070;
- [MOR75] L.G. Moretto, *Nucl. Phys.* **A247** (1975) 211;
- [MOR93] L.G. Moretto et G.J. Wozniak, *Multifragmentation in heavy-ion processes*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43** (1993) 379;
- [MOR97] L.G. Moretto, R. Ghetti, L. Phair, K. Tso et G.J. Wozniak, *Reducibility and Thermal Scaling in Multifragmentation*, *Phys. Rep.* **287** (1997) 249;
- [NAL96] L. Nalpas, *Thèse de doctorat de l'université de Paris XI*, DAPNIA/SPhN-96-02T, 1996;
- [NEB86] G. Nebbia et al., *Temperatures, Barriers, and Level Densities of Highly Excited Nuclei with $A \approx 160$* , *Phys. Lett.* **B176** (1986) 20;
- [NGO95] C. Ngô et H. Ngô, *Physique statistique à l'équilibre et hors d'équilibre*, Masson (Paris) 2^{ième} édition (1988,1995);
- [OGI91] C.A. Ogilvie et al, *Rise and Fall of Multifragment Production*, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 1214;
- [OUA95] A. Ouatizerga, *Vaporisation du système $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$ étudié avec le détecteur 4π INDRA*, Thèse de doctorat de l'université de Paris XI, IPNO-T-95-05 (1995);
- [PEI88] G. Peilert et al., *Mod. Phys. Lett.* **A3** (1988) 459; *Phys. Rev.* **C46** (1992) 1457–73;
- [PET90] J. Péter et al., *Nucl. Phys.* **A519** (1990) 611;
- [PET95] J. Péter et al., *Nucl. Phys.* **A593** (1995) 95–123;
- [POU95] J. Pouthas et al, *Nucl. Inst. and Meth.* **A357** (1995) 418;
- [POU96] J. Pouthas et al, *Nucl. Inst. and Meth.* **A369** (1996) 222;

- [RAN90] J. Randrup et B. Remaud, *Nucl. Phys.* **A514** (1990) 339;
- [RAY79] L. Rayleigh, *Proc. London Math. Soc.* **X** (1879) 4–13;
- [REM84] B. Remaud, C. Grégoire, F. Sébille et F. Scheuter, *Nucl. Phys.* **A428** (1984) 101;
- [REM95] B. Remaud, *Modélisation des réactions nucléaires avec des ions lourds*, Cours de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, IN2P3 (1995);
- [RIV82] M.F. Rivet, D. Logan, J.M. Alexander, D. Guerreau, E. Duek, M.S. Zisman et M. Kaplan, *Energy equilibration in composite nuclei at high energy and spin : correlations between evaporative ^1H , ^4He , and fission*, *Phys. Rev.* **C25** (1982) 2430;
- [RIV96] M.F. Rivet, A. Chbihi, B. Borderie, D. Doré, Ph. Eudes, M. Parlog, L. Tassan-Got et al., *Vaporization Events from Binary Dissipative Collisions*, *Phys. Lett.* **B388** (1996) 219;
- [RIV97a] M.F. Rivet, Ch.O. Bacri, B. Borderie, J.D. Frankland, et al., *Multifragmentation of heavy systems : characteristics and scaling laws*, Proc. XXXV Int. Wint. Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italy), Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente, Università degli studi di Milano (I. Iori, eds.) (1997) 225–250;
- [RIV97b] M.F. Rivet, *Journal des Réunions Analyse # 26*, Rapport interne à la collaboration *INDRA*, 83–87, 1997;
- [RIV98] M.F. Rivet, Ch. O. Bacri, B. Borderie, J. D. Frankland et al., *Independence of fragment size distributions for single multifragmenting sources*, *Phys. Lett.* **B430** (1998) 217–222;
- [ROS86] A. Rosenhauer et al., *J. Physique* **47(C4)** (1986) 395;
- [SAL97] S. Salou, Thèse de doctorat de l'université de Caen (1997);
- [SAN92] T.C. Sangster et al., *Phys. Rev.* **C46** (1992) 1404–15;
- [SCH96] A. Schüttauf et al., *Universality of Spectator Fragmentation at Relativistic Bombarding Energies*, *Nucl. Phys.* **A607** (1996) 457;
- [SHL90] S. Shlomo et J.B. Natowitz, *Level Density Parameter in Hot Nuclei*, *Phys. Lett.* **B252** (1990) 187;
- [SQU96] M. Squalli-Houssaini, *Multifragmentation d'un système lourd : étude avec INDRA du système $^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ à 36 MeV par nucléon*, Thèse de doctorat de l'université de Paris XI, IPNO-T-96-05 (1996);

- [STE95] J.C. Steckmeyer et al, *Nucl. Inst. and Meth.* **A361** (1995) 472–481;
- [STR90] D.W. Stracener et al, *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.* **A294** (1990) 485–503;
- [STU92] L. Stuttgé et al., *Nucl. Phys.* **A539** (1992) 511;
- [SUR95] E. Suraud, *Equations cinétiques en physique des ions lourds*, Cours de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, IN2P3 (1995);
- [TAB97] G. Tabacaru, *Journal des Réunions Analyse # 28*, Rapport interne à la collaboration *INDRA*, 4–24, 1997;
- [TIL93] J. Tillier, *INDRA Trigger 1993*, Rapport technique GANIL, 1993;
- [TSA93] M.B. Tsang et al., *Onset of Nuclear Vaporization in $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ Collisions*, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 1502;
- [UEH33] E.A. Uehling et G.E. Uhlenbeck, *Phys. Rev.* **43** (1933) 552;
- [VAZ81] C. Vaz et al., *Phys. Rep.* **5** (1981) 373;
- [VLA38] A.A. Vlasov, *JEPT* **8** (1938) 291;
- [VIO85] V.E. Viola, *Phys. Rev.* **C31** (1985) 1550;
- [WIL73] J. Wilczyński, *Nuclear molecules and nuclear friction*, *Phys. Lett.* **B47** (1973) 484;
- [WIL80] Wilcke et al., *At. Data and Nuc. Data Tab.* **25** (1980);
- [WON82] C.Y. Wong, *Phys. Rev.* **C25** (1982) 1460;
- [ZAM73] L. Zamick, *Phys. Lett.* **B45** (1973) 313;

Résumé Nous présentons une étude des collisions Gd+U à 36 AMeV mesurées avec le multidétecteur INDRA qui permet une détection quasi-complète (supérieure à 80%) de tous les produits des réactions. Nous mettons en évidence des événements correspondant à la multifragmentation d'un système unique composé de la majorité des nucléons, pour une section efficace mesurée de 2.6 mbarn, en isolant des réactions pour lesquelles les fragments émis ont perdu toute mémoire de la voie d'entrée. Ces réactions ne correspondent ni aux collisions les plus centrales ni aux événements les plus isotropes (dans l'espace des impulsions des fragments), et ne peuvent pas donc être isolés correctement des collisions binaires profondément inélastiques dominantes à partir de ces critères. Une première comparaison des données sélectionnées avec un code statistique indiquent l'origine des fragments dans un système dilué à topologie compacte, avec une énergie d'expansion auto-similaire de 1 à 1.5 AMeV. La comparaison avec des événements du même type observés dans les collisions Xe+Sn à 32 AMeV révèle une loi d'échelle pour la multifragmentation de systèmes de masses différentes à la même énergie d'excitation par nucléon : les distributions en Z des fragments sont identiques tandis que leurs multiplicités augmentent en proportion de la masse du système en multifragmentation. Cette observation est interprétée comme un signal expérimental que cette multifragmentation trouve son origine dans une instabilité de volume de la matière nucléaire à basse densité (région spinodale). Un calcul microscopique semi-classique complet des deux réactions comprenant la formation et la multifragmentation par décomposition spinodale de systèmes très lourds à basse densité reproduit très bien non seulement les multiplicités et les distributions en Z expérimentales des fragments mais aussi leurs énergies cinétiques moyennes, ainsi que la distribution en taille des plus gros fragments.

Mots clés Collisions (physique nucléaire) — Interactions d'ions lourds — Fragmentation nucléaire — Equations d'état — Transition de phases — Méthodes expérimentales — Multidétecteur de produits chargés

Abstract We present a study of Gd+U collisions at 36 AMeV measured with the INDRA multidetector, permitting almost-complete detection (over 80%) of all reaction products. We show that events exist which correspond to the multifragmentation of a single system comprising the majority of the nucleons for a cross-section of 2.6 mbarn, by isolating reactions for which the emitted fragments have lost all memory of the entrance channel. Such reactions correspond to neither the most central collisions nor the most isotropic events (in the fragments' momentum space), and therefore cannot be correctly distinguished from the dominant binary deeply-inelastic collisions using these criteria. An initial comparison of the selected data with a statistical code indicates that fragments are formed in a dilute, compact system, undergoing a self-similar expansion corresponding to a collective energy of between 1 and 1.5 AMeV. Comparison with the same type of events observed in Xe+Sn collisions at 32 AMeV reveals the existence of a scaling law for the multifragmentation of systems of different mass at the same excitation energy per nucleon : fragment Z distributions are identical while their multiplicity increases proportionally to the mass of the multifragmenting system. This observation is interpreted as an experimental signal that this multifragmentation originates in a bulk instability of low-density nuclear matter (spinodal region). A complete semi-classical microscopic calculation for the two reactions, including the formation and multifragmentation by spinodal decomposition of very heavy, low-density systems, reproduces very well not only the experimental fragment multiplicities and Z distributions but also their mean kinetic energies, as well as the size distributions of the largest fragments.

Keywords Collisions (nuclear physics) — Heavy-ion interactions — Nuclear fragmentation — State equations — Phase transitions — Experimental methods — Charged products multidetector