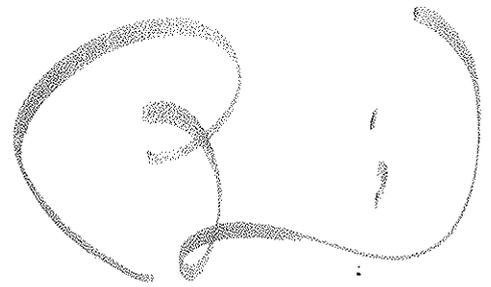


THÈSE



présentée en vue de l'obtention du Doctorat

de l'Université de Caen

Spécialité Constituants Élémentaires

Arrêté du 30 mars 1992

par

Philippe BUCHET

SUJET :

Compétition entre émission dynamique et statistique de
particules dans les réactions $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$.

Recherche d'un signal de phénomène critique dans les
collisions centrales de $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$.

Soutenue le ***, devant la Commission d'examen :

Joseph CUGNON	rapporteur
Roland DAYRAS	responsable de thèse
Francis HANAPPE	rapporteur
Jean-François LECOLLEY	directeur de thèse
Michel LOUVEL	
Eric PLAGNOL	rapporteur

Thèse préparée au sein du Service de Physique Nucléaire du CEA Saclay, Ormes
des Merisiers.

Introduction

Depuis sa mise en évidence par Rutherford en 1911, grâce à la diffusion de particules α , le noyau atomique constitue un "laboratoire" unique pour la mise au point de modèles, riches de nombreux enseignements sur l'organisation d'un *système à N -corps*, constitué de *fermions fortement liés*.

Le comportement des noyaux atomiques fait apparaître une grande diversité de phénomènes, qu'il est difficile de décrire par un modèle ou une théorie unique. Toutefois, des démarches globales tentent de décrire le comportement des noyaux à partir d'ingrédients microscopiques, par l'intermédiaire de théories de champ moyen statiques [Ber85] ou dépendant du temps [Lac99], et d'approches relativistes [Mat91].

Dans ce qui suit, nous allons exposer quelques faits expérimentaux, ainsi que les modèles qu'ils suggèrent. Ils révèlent la sous-structure quantique des noyaux et leur comportement global.

Noyaux atomiques dans leur état fondamental

Le noyau : un système quantique soumis à des interactions diverses

Comme en témoignent les divers processus de radioactivité, les nucléons sont soumis à plusieurs interactions.

L'interaction faible intervient dans la radioactivité β , et permet de transformer un proton en neutron et réciproquement. Les radioactivités β ont mené à la découverte d'un nouveau type de lepton, le neutrino (électronique).

L'interaction forte se manifeste de manière complexe entre les nucléons, et fait intervenir des corrélations à plusieurs corps. Sa résultante peut être modélisée de manière microscopique par l'échange de méson(s) ou l'excitation de résonance [Mat91]. En particulier, l'échange d'un pion est responsable de sa partie attractive à longue portée ($r \geq 0.8$). Cette interaction assure la cohésion du noyau.

L'interaction électromagnétique agit entre les protons, diminue l'énergie de liaison du noyau et augmente leur agitation. Cependant sa contribution au potentiel du noyau s'oppose à la sortie de particules chargées, même dans le cas d'une énergie de séparation positive.

L'interaction gravitationnelle est aussi présente, même si son influence sur l'organisation des constituants du noyau est négligeable.

Tous les processus de radioactivité tendent à minimiser l'énergie du noyau ou de l'atome, *i.e.* à les transformer en une configuration plus stable.

Les radioactivités illustrent aussi la nature quantique des constituants élémentaires. Par exemple, le modèle, élaboré par G. Gamow en 1929, décrit la radioactivité α , comme le passage par effet tunnel d'un amas α préformé dans le noyau, à travers une barrière de potentiel. Lorsque l'amas α se trouve de l'autre côté de la barrière de potentiel, la force électrostatique se charge de l'éloigner du noyau fils. Même si la vision simpliste d'amas préexistant dans le noyau n'est probablement pas exacte du point de vue d'un objet localisé, la radioactivité α révèle les corrélations qui lient des ensembles de nucléons à l'intérieur du noyau.

D'autres faits indiquent l'existence d'une organisation collective des nucléons.

Le noyau : un système quantique soumis à des phénomènes collectifs

La nature quantique du noyau atomique transparaît aussi à travers l'existence de nombres magiques de protons et de neutrons, pour lesquels l'énergie de liaison par nucléon devient supérieure à celle de ses noyaux voisins. Cette observation est à l'origine de l'élaboration du modèle en couche, qui révèle les couplages quantiques existant entre les nucléons, plongés dans ce cas dans un potentiel moyen phénoménologique. Ceci illustre l'organisation du noyau par ensembles de nucléons.

H.J. Rose et G. Jones ont mis en évidence une radioactivité de fragment, qui est une extension de la radioactivité α . Un noyau $^{223}_{88}\text{Ra}$ émet un noyau $^{14}_6\text{C}$ avec une probabilité environ un milliard fois plus faible que celle d'émission d'un α .

Ce processus doit être rapproché de celui de la fission spontanée, découvert en 1939, où un noyau lourd ($A \approx 230$) se sépare en deux noyaux, l'un généralement proche d'un noyau magique, sphérique et rigide, l'autre formant le complément. La fission met en évidence que des processus *collectifs* se manifestent dans les noyaux. Elle peut être décrite théoriquement en choisissant des variables collectives de déformation adaptées, pour suivre l'évolution de l'énergie potentielle du noyau, sur le chemin de la fission [Ber84].

La description de ce phénomène par le passage du système à travers une barrière de fission (dans un espace de variables collectives pertinentes) s'avère encore adaptée à un phénomène comme la *fission froide*. Les auteurs de la référence [Ber89] ont montré que le système peut passer par effet tunnel de la vallée de fission, où le noyau s'allonge et l'espace entre les préfragments se vide progressivement de ses nucléons, à la vallée de fusion, où les centres des préfragments sont plus proches, mais où aucun col ne les relie. La séparation la plus compacte donne lieu à une énergie cinétique de répulsion électrostatique entre les fragments supérieure et une énergie interne des fragments de fission inférieure, à celles de la configuration la plus allongée (d'où la désignation de fission *froide*), correspondant au point de selle.

Si les couplages quantiques entre nucléons apparaissent dans les effets de couche, le comportement global des noyaux peut être modélisé par celui d'un liquide. Nous allons justifier pour quelles raisons.

Le noyau : un liquide de Fermi

Une caractéristique fondamentale du noyau résulte de la nature quantique et fermionique des nucléons et des caractéristiques de leur interaction mutuelle. Celle-ci présente un coeur répulsif à très courte portée pour une distance entre nucléon $r \leq 0.5$ fm, et une partie attractive à plus longue portée, pour $r \geq 0.8$ fm. Son intensité élevée et sa courte portée sont à l'origine du confinement des nucléons liés, dans un très faible espace qui leur confère, en vertu du principe d'Heisenberg $\Delta r \Delta p \geq \hbar$, une énergie de point zéro élevée. Le principe d'exclusion de Pauli, qui s'applique entre nucléons de même nature, augmente aussi leur agitation dans le noyau. Tout ceci conduit au fait que le noyau atomique adopte un comportement de *liquide de Fermi*.

La description d'un noyau par un modèle de *goutte liquide* [Wei35, Bet36, Boh39] permet de reproduire en première approximation les énergies de liaison de nombreux noyaux.

Au-delà, de ce modèle simple, ces caractéristiques du noyaux permettent de modéliser un noyau par un ensemble de particules soumises à un potentiel. Le long libre parcours moyen, qui résulte du caractère fermionique des nucléons, justifie la validité de la description du comportement de noyau par un modèle de particules indépendantes, évoluant dans le champ moyen créé par l'ensemble d'entre elles. Les nucléons ne semblent pas interagir deux à deux, mais avec l'ensemble de leurs voisins.

Ces observations ont mené à l'élaboration de calculs de champ moyen auto-cohérent (Hartree-Fock-Bogoliubov) raffinés, reposant sur une force effective reproduisant la phénoménologie de l'interaction, et notamment la composante d'appariement [Dec80, Gog74]. Les surfaces d'énergie potentielle statiques obtenues permettent de reconstruire les états quantiques, par un mélange d'états collectifs statiques. De tels travaux permettent notamment de décrire les caractéristiques des états quantiques des noyaux déformés dans leur état fondamental [Gir83] ou en rotation, ou également les hauteurs de barrières de fission et le temps de vie d'isomères de forme [Ber92].

Noyaux atomiques excités

Au-delà de la description du comportement statique du noyau, permettant de reproduire ses propriétés à l'équilibre, l'excitation de ce système permet d'accéder aux caractéristiques de son comportement vis-à-vis d'un état hors équilibre, notamment en faisant intervenir des facteurs dynamiques, lorsqu'ils sont nécessaires.

D'un point de vue expérimental, selon les échelles d'énergie mise en jeu, les processus d'excitation et de réorganisation présentent une grande variété de comportements.

Excitations collectives cohérentes

L'apport d'une énergie extérieure peut aboutir à l'excitation d'un état collectif.

Il peut être de nature vibrationnelle, donnant naissance à des résonances géantes [Cho97], ou de nature rotationnelle, engendrant des noyaux déformés.

Excitations aléatoires

N. Bohr fut le premier à proposer la possibilité de chauffer les noyaux en dissipant l'énergie incidente, lors d'une collision entre deux noyaux. Chauffer les noyaux suppose que leur énergie interne va se partager de manière *incohérente* entre un nombre important de nucléons et va leur permettre d'explorer au cours du temps un nombre élevé d'états, de manière *aléatoire*. L'excitation aléatoire de degrés de liberté individuels distingue un noyau chaud, d'un noyau soumis à l'excitation d'un état collectif. Toutefois, des excitations collectives cohérentes peuvent persister.

Le calcul de la densité de niveau des noyaux a connu des progrès spectaculaires au cours de ces dernières années [Hil97], permettant de prédire leurs valeurs pour de faibles énergies d'excitation, et pour des noyaux hors de la vallée de stabilité.

Les collisions d'ions lourds constituent le moyen de déposer une importante quantité d'énergie dans les noyaux. Les progrès concernant les dispositifs de production et d'accélération d'ions lourds, ainsi que l'avènement des dispositifs de détection associés à une électronique performante, ont permis d'investiguer les principales caractéristiques de la réponse des noyaux, soumis à des conditions éloignées de leur état d'équilibre.

Selon l'énergie incidente des noyaux, divers mécanismes de réaction, de dissipation d'énergie, et de processus de désexcitation, se manifestent de manière dominante.

Énergies incidentes inférieures à 20 MeV/u

Les mécanismes de réaction dominant donnent lieu à la formation d'un système di-nucléaire dans les collisions les plus périphériques. Ce processus est qualifié de réaction *profondément inélastique* et donne lieu à la rotation des noyaux incidents autour de leur zone de contact, voire à l'échange de nucléons entre le noyau projectile et le noyau cible [Lef78]. L'identité des noyaux est donc essentiellement préservée après leur interaction.

Les collisions centrales engendrent une fusion des noyaux incidents, avec la formation d'un noyau composé. On constate que la fusion devient de plus en plus incomplète, quand l'énergie incidente augmente. Ces mécanismes de réaction s'interprètent comme résultant de l'interaction des nucléons incidents de manière préférentielle avec le champ moyen des noyaux. Dans le cadre des équations de transport, on parle, alors, de dissipation à un-corps. Les collisions à deux corps sont inhibées par le manque d'espace des phases disponible, soumis à la statistique de Fermi. Lorsque l'énergie incidente augmente, un nombre croissant de nucléons peut s'échapper du champ moyen ou diffuser avec des nucléons du noyau partenaire, puisque l'espace

des phases s'ouvre un peu.

Les mécanismes de désexcitation observés dans ces réactions sont correctement reproduits par le modèle statistique introduit par V. Weisskopf [Wei37]. Le noyau se réorganise et atteint un état d'équilibre entre chaque émission de particule, qui s'effectue de manière séquentielle.

Énergies incidentes supérieures à 500 MeV/u

Pour des énergies supérieures à 500 MeV/u, les collisions à deux corps sont restaurées, du fait de l'ouverture de l'espace de phase par l'impulsion relative importante entre les nucléons des noyaux incidents. Les observations expérimentales semblent montrer que réactions nucléaires sont compatibles avec des modèles d'interaction noyau-noyau, dominée par leur recouvrement géométrique. Une source d'émission associée à une température élevée est observée à une rapidité intermédiaire entre celle des noyaux incidents, et des sources d'émission sont associées à un quasi-projectile et une quasi-cible. La réaction nucléaire peut être décrite par un modèle de type participant-spectateur [Wes76, Day86, Bor90]. Les produits de désexcitation observés dans ce type de réactions sont principalement des particules de charge peu élevée, ainsi que des fragments identifiés à des résidus du quasi-projectile et de la quasi-cible.

Énergies incidentes comprises entre 20 MeV/u et 100 MeV/u

L'intérêt du domaine des énergies incidentes, comprises entre 20 MeV/u et 200 MeV/u, est qu'il constitue une transition entre ces mécanismes dominants.

Un des principaux enjeux, concernant les mécanismes de réaction, concerne la description des processus de dissipation de l'énergie dans les noyaux, et de l'émission de particules. Les calculs d'équation de transport semi-classiques prévoient l'existence de particules de pré-équilibre [Eud98], dont les temps d'émission sont brefs, et l'énergie est plus élevée en moyenne, que celle des particules émises par les noyaux excités qui en résultent, auxquels est appliqué un code statistique. La compréhension de ces processus est importante pour prévoir les caractéristiques des particules légères produites dans les réactions de spallation. Des analyses récentes [Lef97] ont aussi constaté la présence d'une accumulation de particules entre les deux sources d'émission principales, associées au quasi-projectile et à la quasi-cible. Toutefois, leur présence reste à expliquer.

Les expériences dans le domaine d'énergies de Fermi ont révélé l'apparition d'un nouveau mécanisme de désexcitation faisant intervenir une fragmentation multiple. La compréhension de ce phénomène passe par la mesure des temps d'émission, afin de savoir, si cette fragmentation se produit de manière séquentielle ou simultanée.

Des extensions du modèle statistique ont été développées pour décrire ce phénomène [Bon85a, Bon85b, Gro90]. Les fragments sont formés à basse densité (un tiers de la densité nucléaire ordinaire), dans un volume où la configuration, tirée pour occuper l'espace des phases, selon l'énergie d'excitation disponible, et figée dans un espace, dit volume de *freeze out*.

Parmi les scénarii, proposés pour comprendre la fragmentation multiple, une description dynamique repose sur les équations de transport, auxquelles est ajouté un terme stochastique, permettant de rendre compte des fluctuations de densité [Gua96]. Ces calculs placent le système dans une configuration de basse densité, où le système est dans un état mécaniquement instable. Dans une telle situation, une fluctuation de basse densité peut s'amplifier. Un mode instable se développe, engendrant des fragments, dont les tailles moyennes correspondent à la longueur d'onde du mode développé. Un tel processus de fragmentation est qualifié de *décomposition spinodale*, et est relié classiquement au diagramme de phase d'un liquide.

Recherche d'une transition de phase dans les noyaux

Le comportement de liquide de Fermi et la forme similaire de l'interaction microscopique entre nucléons et de l'interaction de Van der Waals, présente dans les fluides, ont suggéré que le noyau, semblable à un liquide classique, pouvait donner lieu à une *transition de phase* de type liquide/gaz, lorsqu'il est soumis à conditions appropriées de température et de pression. Le noyau atomique n'étant constitué que d'un faible nombre de particules ($A \leq 250$), la limite thermodynamique ne peut s'y appliquer. C'est pourquoi, on définit un système idéal : la *matière nucléaire infinie*, comportant un nombre infini de nucléons. Deux simplifications sont généralement apportées à ce système. D'une part, l'interaction coulombienne est ôtée, afin de ne pas laisser diverger l'énergie interne, du fait de la répulsion entre protons. D'autre part, les neutrons et protons sont fréquemment pris en nombre égal. Nous parlerons dans ce cas de matière nucléaire *symétrique*. Le comportement de la matière nucléaire est similaire à celui d'un liquide classique macroscopique, ce qui conduit à l'existence d'une transition de phase de type liquide/gaz, se produisant pour une température $T \in [16, 18]$ MeV et une densité $\rho \in [0.03, 0.05]$ fm⁻³ [Jac83, Ber88].

Par extension, il est envisageable d'observer un phénomène *semblable*¹ dans des noyaux atomiques *finis*, portés dans les conditions appropriées de densité et de température. Ceci est rendu possible par le fait que le cœur des noyaux présente des propriétés proches de celle d'un échantillon de matière nucléaire. L'énergie totale peut s'écrire comme une intégrale sur le volume nucléaire de la densité locale. Les concepts de densité et d'énergie d'excitation permettent d'étendre les études sur la matière nucléaire aux noyaux finis. Les systèmes de taille finie sont modélisés dans le cadre de la physique statistique et une équation d'état peut y être associée. Toutefois, elle diffère de celle du système infini. Le point critique correspond à une température d'environ 8 MeV, dans un cas réaliste, incluant la force électromagnétique et un nombre fini de nucléons. Cette diminution de la température critique provient de l'effet de surface, et de la répulsion coulombienne entre protons, qui ont pour conséquence de diminuer la stabilité des noyaux. En outre, le concept de point critique serait remplacé par celui d'une zone critique. Des effets de taille finie de-

1. En toute rigueur, aucune transition de phase ne peut se produire dans un système de taille réduite. Cependant, l'usage du terme persiste pour ces systèmes.

vraient aussi affecter le comportement critique, par des fluctuations supplémentaires, qui ne trouvent pas leur origine dans le phénomène critique proprement dit.

La recherche de la manifestation d'une transition de phase dans les noyaux constitue l'un des principaux sujets de la physique des collisions d'ions lourds.

Il y a quelques années, la collaboration ALADIN a présenté des résultats [Poc95], interprétés comme la manifestation d'une transition de phase du premier ordre, donnant lieu à un plateau de chaleur latente. Des mises en garde sur les effets des désexcitations secondaires [Cam96], et sur l'existence d'un tel plateau, dans des systèmes soumis à des conditions où aucune contrainte physique n'est véritablement imposée sur la pression, le volume *etc.* . . . , ont modéré cette interprétation [Mor96].

Une courbe calorique, construite à partir des mesures réalisées par le multidétecteur *INDRA* et basée sur une analyse des réactions en deux sources excitées, a montré une évolution linéaire de la température en fonction de l'énergie d'excitation [Nal96].

Pour résumer, les principales questions actuelles, en physique des mécanismes de réaction, concernent :

- les mécanismes permettant de dissiper de l'énergie dans les noyaux
- la quantité d'énergie interne, qui peut être déposée dans les noyaux
- les mécanismes d'émission de particules de pré-équilibre, afin de prévoir leurs caractéristiques (distribution d'énergie, abondance)
- la compréhension de l'accumulation de particules à des rapidités intermédiaires entre celle du quasi-projectile et celle de la quasi-cible
- les degrés de libertés collectifs pouvant être excités (rotation, compression, expansion), ainsi que les valeurs qu'ils peuvent atteindre
- les processus de désexcitation permettant au noyau de retrouver un état stable
- la description de la fragmentation multiple et ses échelles de temps
- la mise en évidence manifestation d'une transition de phase ou de phénomènes critiques, dans les noyaux

Pour ces études, l'apport des détecteurs 4π s'avère crucial, puisqu'ils permettent de disposer d'une information sur l'ensemble des produits de la réaction, et donc d'accéder aux corrélations intrinsèque à l'événement.

Dans le premier chapitre, nous présenterons le dispositif de détection, ainsi que le travail d'étalonnage de l'électronique de 302 détecteurs et les corrections des pertes de courant dans ces détecteurs.

Dans le deuxième chapitre, nous analyserons l'influence du dispositif de détection sur la mesure des produits des réactions. Nous étudierons aussi les variables

globales, afin d'appréhender l'évolution des mécanismes de réaction, et des processus de désexcitation, dans un système léger $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, et un système de masse moyenne $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$.

Dans le troisième chapitre, nous nous intéresserons plus particulièrement à l'émission de nucléides légers dans les réactions $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$. Nous nous attacherons à comprendre l'origine des particules à mi-rapidité.

Dans le quatrième chapitre, nous rechercherons des méthodes d'analyse de mettre en évidence des phénomènes critiques dans les collisions centrales de $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$.

Ce travail se consacre donc aux enjeux les plus actuels de la physique des collisions d'ions lourds.

Chapitre 1

Description du détecteur *INDRA*

Sommaire

1.1	Structure géométrique et physique	3
1.1.1	Granularité	3
1.1.2	Géométrie	4
1.2	Caractéristiques des détecteurs	6
1.2.1	Les Phoswichs	6
1.2.2	Les chambres à ionisation	7
1.2.3	Les détecteurs silicium	8
1.2.4	Les scintillateurs à iodure de césium	9
1.2.5	Résumé	10
1.3	Électronique d'<i>INDRA</i>	11
1.3.1	Les chambres à ionisation et les détecteurs silicium	12
	Amplification du signal	12
	Électronique de codage	13
	Les Phoswichs et les scintillateurs à iodure de césium	13
	Déclenchement et acquisition	13
1.4	Étalonnage de l'électronique ChI_o et Si	13
1.4.1	Dispositif d'étalonnage	14
1.4.2	Procédure d'étalonnage	14
1.4.3	Analyse des peignes d'étalonnage	15
1.4.4	Synthèse des ajustements numériques	16
	Variations des piédestaux	16
	Variations des gains	16
	Validité des fonctions de conversion moyennes	16

	Prise en compte des variations de piédestal	16
	Corrections de pertes de signal	17
1.4.5	Étalonnage de l'électronique des scintillateurs à iodure de césium	17
1.4.6	Résumé	18
1.5	Étalonnage en énergie	19
1.6	Identification $\Delta E - E$ des ChIo-Si	19
1.6.1	Principe	20
1.6.2	Cartes $\Delta E - E$ des ChIo-Si	20
1.6.3	Masse des noyaux	20
1.6.4	Seuils d'identification	21
1.6.5	Corrections des non-linéarités des phoswichs	22
1.7	Conclusion	23

Le programme scientifique, qui a donné naissance au multi-détecteur *INDRA*, est dédié à l'étude des collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi.

INDRA est un détecteur de deuxième génération. Ainsi, sa conception et notamment la mise au point de ses spécifications ont bénéficié de l'acquis des multi-détecteurs précédents (AMPHORA, MUR, TONNEAU).

L'étude des produits de réaction entre ions lourds aux énergies de Fermi requiert une haute performance de détection. D'une part, les collisions les plus centrales engendrent des multiplicités élevées ($M_{Tot} \approx 40$). D'autre part, la diversité des mécanismes, des réactions *profondément inélastiques*, à la fragmentation multiple, mènent à des noyaux dont la vitesse s'étend entre zéro et celle du projectile, et dont la charge se situe entre un et celle des noyaux initiaux.

Les réactions de fragmentation multiple recèlent potentiellement des corrélations entre fragments, révélatrices des mécanismes de réaction. De telles collisions requièrent une détection exclusive, afin d'évaluer les corrélations spatio-temporelles entre fragments [Lou94, Lef97].

De plus, les nucléides issus de la multifragmentation couvrent un large domaine de charge et leurs énergies vont de quelques MeV jusqu'à quelques GeV.

Ces diverses caractéristiques impliquent un ensemble de contraintes sur la structure optimum du multidétecteur. Pour répondre à ces exigences, *INDRA* possède une granularité élevée, couvre 90% de 4π sr, de faibles seuils en énergie, une capacité d'arrêt importante, ainsi qu'une bonne résolution en énergie.

Dans la première section, nous décrirons la géométrie d'*INDRA*. Dans la deuxième, nous détaillerons les différents types de détecteurs et leurs caractéristiques. Dans la troisième section, nous analyserons la chaîne électronique assurant, d'une part, le déclenchement logique de l'acquisition et d'autre part, le codage numérique de l'énergie des particules collectées. Dans la quatrième section, nous exposerons les procédures d'étalonnage de la chaîne électronique des chambres à ionisation et

des détecteurs silicium, et de correction de pertes de courant dans ces détecteurs. Enfin, nous montrerons comment nous avons corrigé les d'étalonnage des plastiques scintillants de la première couronne.

1.1 Structure géométrique et physique

La détection exclusive d'une réaction nucléaire exige un détecteur couvrant une portion de l'espace proche de 4π sr. Par ailleurs, les multiplicités élevées, atteintes dans les collisions les plus dissipatives, posent le problème de l'empilement de plusieurs particules dans la même cellule de détection, cause d'une identification erronée des nucléides.

1.1.1 Granularité

La granularité d'un détecteur est un paramètre essentiel intervenant dans la qualité des mesures. D'une part, la description précise de la cinématique des particules issues de chaque réaction nécessite de pouvoir leur attribuer une direction. Cette localisation des nucléides dans l'espace des impulsions sera d'autant plus précise que la segmentation du détecteur sera plus élevée.

D'autre part, une granularité plus élevée permettra de diminuer la probabilité d'empilement de particules dans un même module de détection et donc de diminuer le taux de mesures ambiguës. Nous allons exposer un modèle simplifié permettant d'estimer la probabilité d'empilement [Pou95a].

Nous supposons, d'une part, que les particules sont émises isotropiquement, et d'autre part, que l'efficacité de détection vaut 1 quel que soit le type de nucléide mis en jeu. Ainsi, la probabilité de détecter une particule ne dépend plus que d'un unique facteur, purement géométrique, l'angle solide ω_d couvert par le détecteur. La probabilité qu'une part soit détectée par le dispositif est : $P_d = \frac{\Omega_d}{4\pi}$. Dans ces conditions, le nombre moyen de particules détectées dans un événement de multiplicité M vaut : MP_d .

Si le détecteur est constitué de N_d modules indépendants et identiques, la probabilité qu'une particule soit détectée par un module en particulier, vaut $p = \frac{P_d}{N_d} = \frac{\Omega_d}{4\pi N_d}$.

La probabilité d'empilement de particules dans un même détecteur, pour un événement de multiplicité M_{Tot} , vaut [Pou95a] :

$$P_{empil} = \frac{1 - (1 - p)^{M_{Tot}-1} (1 + (M_{Tot} - 1)p)}{1 - (1 - p)^{M_{Tot}}} \quad (1.1)$$

Plus la multiplicité sera grande, plus la probabilité d'empilements sera élevée.

Si on se fixe une multiplicité maximum $M_{Tot} \approx 40$ le nombre de modules permettant d'obtenir un taux d'empilement d'environ 5% vaut $N_d \approx 360$, et $N_d \approx 330$ pour un taux de 5.5%.

La segmentation adoptée pour *INDRA* est de 336 modules.

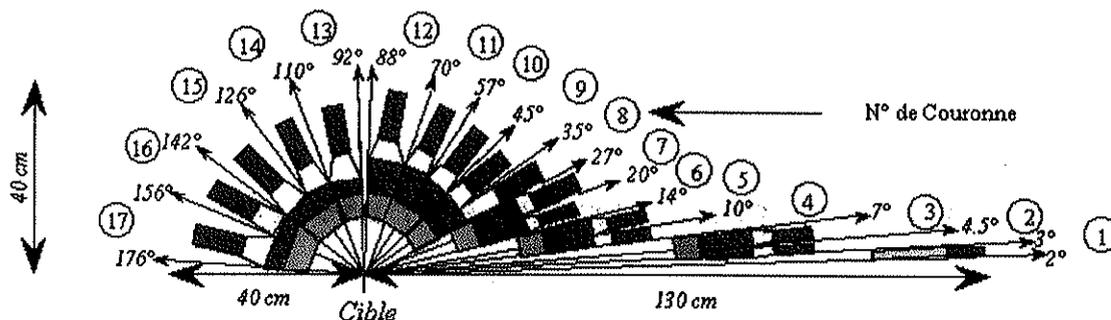


FIG. 1.1 - Coupe schématique d'INDRA faisant apparaître la structure en couronne et la structure en télescope.

1.1.2 Géométrie

La mise au point de la géométrie d'INDRA vise à obtenir une segmentation optimale du dispositif de détection, compte tenu de la répartition des particules dans l'espace des vitesses.

Il semble naturel de retenir une symétrie cylindrique comme géométrie de base d'INDRA. Nous le justifions, dans la mesure où cette symétrie correspond à la symétrie initiale du système. Une structure en couronnes axées sur la direction du faisceau a donc été adoptée.

La symétrie cylindrique permet en outre de répartir la géométrie de chaque couronne, afin de tenir compte de l'asymétrie avant/arrière résultant des réactions sur cible fixe. Cette asymétrie sera moins prononcée en cinématique directe qu'en cinématique inverse, puisque le centre de masse du système se situera du côté des vitesses les plus faibles. En outre, l'asymétrie cinématique sera d'autant moins marquée que l'asymétrie de masse entre le noyau projectile et le noyau cible sera moins élevée. Comme le multi-détecteur INDRA est dédié à l'étude de la multifragmentation, il a été tenu compte de la configuration cinématique des collisions les plus centrales dans lesquelles l'arrêt entre les noyaux incidents sera maximum.

Ainsi, la géométrie en couronne d'INDRA a été distribuée en fonction de l'angle polaire, afin de conserver une granularité approximativement uniforme dans le centre de masse des réactions. De la même manière, afin de tenir compte de la focalisation des particules vers les angles avant, la symétrie cylindrique a été adaptée, couronne par couronne, en augmentant la segmentation des couronnes avant, vis-à-vis de celle des couronnes arrière. Les valeurs des angles polaires, les distances d'éloignement à la cible, l'épaisseur des détecteurs, sont indiquées dans le tableau 1.1. La figure 1.1 montre la répartition des couronnes dans le repère du laboratoire, ainsi que la structure en télescope d'INDRA.

Chambres à ionisation								
N° cour.	Nb modules	θ_{min} (deg)	θ_{max} (deg)	$\Delta\varphi$ (deg)	φ_0 (deg)	$\Delta\Omega$ (msr)	d (mm)	Nb CsI
2-3	12	3.13	6.98	28.84	30.00	2.98	655	3
4-5	12	7.21	13.83	29.10	30.00	10.71	385	4
6-7	12	14.21	26.74	29.28	30.00	39.01	250	4
8-9	12	27.84	44.67	29.03	30.00	87.70	120	4
10-11	12	45.23	69.69	29.33	30.00	182.83	120	4
12	12	70.25	87.60	29.44	30.00	152.11	120	2
13	8	92.40	109.76	44.44	45.00	229.74	120	3
14-15	8	110.31	141.80	44.26	45.00	338.93	120	4
16-17	8	142.38	174.77	41.54	45.00	147.73	120	2

Cristaux scintillateurs : CsI								Si
N° cour.	Nb modules	θ_{min} (deg)	θ_{max} (deg)	$\Delta\varphi$ (deg)	φ_0 (deg)	$\Delta\Omega$ (msr)	e (mm)	e (mm)
2	12	3.06	4.46	27.51	30.00	0.77	138	0.30
3	24	4.48	6.96	14.15	22.50	1.06	138	0.30
4	24	7.16	9.95	14.01	22.50	1.77	138	0.30
5	24	9.99	13.72	14.29	22.50	3.33	138	0.30
6	24	14.23	19.93	14.29	22.50	7.28	97	0.30
7	24	19.98	26.61	14.48	22.50	11.55	97	0.30
8	24	27.62	34.87	14.18	22.50	16.20	90	0.30
9	24	34.96	44.61	14.32	22.50	26.90	90	0.30
10	24	45.25	56.90	14.44	22.50	39.78	76	-
11	24	56.99	69.69	14.52	22.50	50.08	76	-
12	24	70.28	88.59	14.56	22.50	79.49	48	-
13	24	91.72	109.65	14.64	30.00	78.23	60	-
14	16	110.44	126.03	22.08	33.75	92.10	50	-
15	16	126.12	141.69	21.98	33.75	74.88	50	-
16	8	142.50	157.08	43.65	45.00	97.28	50	-
17	8	157.17	175.70	39.99	45.00	52.71	50	-

Plastiques scintillants : Phoswich NE102 - NE115									
N° cour.	Nb modules	θ_{min} (deg)	θ_{max} (deg)	$\Delta\varphi$ (deg)	φ_0 (deg)	$\Delta\Omega$ (msr)	e_{NE102} (mm)	e_{NE115} (mm)	d (mm)
1	12	2.00	3.00	30.00	30.00	0.37	0.50	250	1300

θ : angle polaire.

e : épaisseur du détecteur.

$\Delta\varphi$: ouverture azimutal.

d : distance à la cible.

φ_0 : angle azimutal moyen du 1^{er} secteur dont la numérotation suit le sens des aiguilles d'une montre.

$\Delta\Omega$: angle solide du détecteur.

TAB. 1.1 - Détail des caractéristiques géométriques des télescopes d'*INDRA*, exprimées dans le repère du laboratoire.

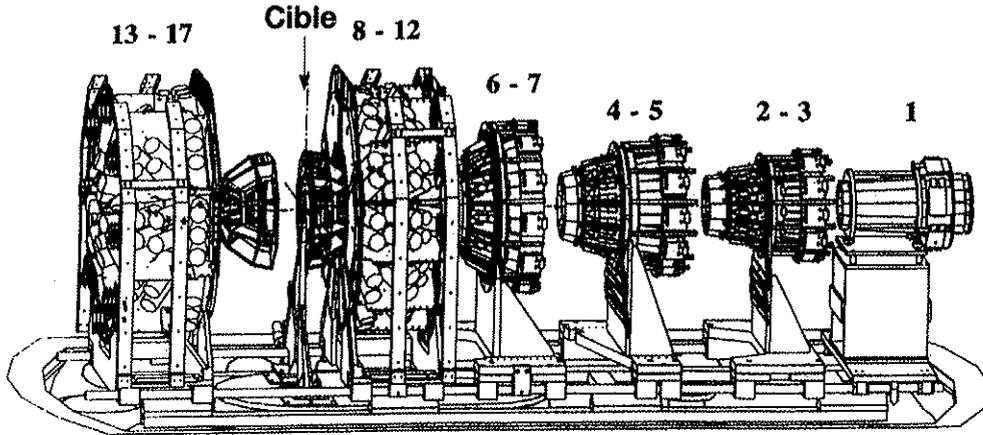


FIG. 1.2 - Vue éclatée d'INDRA, dont les couronnes ont été déplacées sur les rails de guidage, permettant de maintenir la symétrie axiale d'INDRA.

1.2 Caractéristiques des détecteurs

La conception d'INDRA [Pou95a] met à profit la méthode d'identification dite $\Delta E - E$ [Gat74, Com88]. Les modules adoptent ainsi une structure en télescope à deux ou trois étages, présentant chacun une densité et une épaisseur adaptée à leur rôle. Cette conception vise à allier des seuils de détection et d'identification faibles, et un pouvoir d'arrêt total élevé. Ce sont les particules les plus légères, dont le dépôt d'énergie par unité de longueur est le plus faible, qui ont contraint l'épaisseur des détecteurs. Les énergies maximum d'arrêt sont données dans le tableau 1.2.

La méthode d'identification par temps de vol a été écartée, car elle nécessite des tailles de détecteurs supérieures, dont le coût est plus élevé, en particulier à cause de l'électronique associée (mais aussi pour la chambre à réaction).

1.2.1 Les Phoswichs

La couronne 1 se compose de 12 de plastique scintillants, appelés Phoswichs [Ste95]. Ils couvrent les angles polaires compris entre 2° et 3° . Ils sont conçus pour supporter un taux de comptage élevé, du fait de la zone couverte, proche de l'angle d'effleurement.

Les Phoswichs sont constitués par l'association de deux plastiques scintillants, dont des temps de réponses sont très différents, afin de leur attribuer facilement leurs signaux lumineux, après collection par le même photomultiplicateur. Le premier étage est constitué de 0.5 mm de NE112 de temps caractéristique bref ($\tau \approx 2.5$ ns) et le deuxième de 25 cm de NE115 de temps caractéristique long ($\tau \approx 250$ ns). L'intégration du signal pendant des durées bien définies permet de connaître les quantités ΔE et $\Delta E + E$.

Numéro de couronne	^1H (MeV)	^2H (MeV)	^3H (MeV)	^3He (MeV)	^4He (MeV)
1	237	313	370	847	948
2	237	313	370	847	948
3	237	313	370	847	948
4	237	313	370	847	948
5	237	313	370	847	948
6	192	255	300	683	766
7	192	255	300	683	766
8	183	244	288	654	733
9	183	244	288	654	733
10	166	221	262	591	664
11	166	221	262	591	664
12	126	169	199	448	504
13	144	192	228	512	577
14	129	173	205	460	517
15	129	173	205	460	517
16	129	173	205	460	517
17	129	173	205	460	517

TAB. 1.2 - *Énergie maximum d'arrêt couronne par couronne, pour les principaux isotopes de l'hydrogène et de l'hélium.*

Leur réponse peut varier en fonction de la température ce qui nous amènera à corriger leur réponse dans la suite.

1.2.2 Les chambres à ionisation

Un effort particulier a été réalisé par la collaboration entre les services techniques et les physiciens du CEA/DAPNIA, afin de mettre au point un premier étage de détection présentant un seuil en énergie bas, une faible densité (mesure d'un ΔE) et une couverture géométrique maximum.

La granularité par couronne s'élève à 12 modules, pour les couronnes 2 à 12, et à 8 modules, pour les couronnes 13 à 17. Les parois séparant les modules ont une épaisseur de 1 mm, qui maintient la rigidité de la structure, mais minimise la surface des zones mortes.

Les chambres à ionisation ont une épaisseur de 5 cm. Elles sont remplies par du C_3F_8 , gaz relativement dense (environ 188 g.mol^{-1}), maintenu à une pression comprise entre 20 mbar et 50 mbar, selon la couronne. Le gaz circule entre les modules d'une même couronne, à travers des trous aménagés dans les parois latérales des modules. Le volume de gaz est renouvelé toutes les 20 minutes environ.

La paroi d'entrée des chambres à ionisation est constituée d'une feuille de mylar

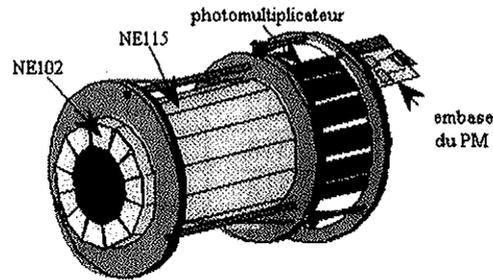


FIG. 1.3 - Illustration des télescopes de plastiques scintillants (phoswichs) de la couronne 1. On peut constater que les embases sont placées au plus près des photomultiplicateurs, afin de réduire les fluctuations parasites de signaux.

aluminisée, qui joue le rôle de cathode, en étant collée à la structure cathodique commune à l'ensemble des chambres à ionisation d'une même couronne, visible sur la figure 1.4. Cette feuille d'épaisseur de $2.5 \mu\text{m}$ permet d'obtenir des seuils en énergie de l'ordre de 1 MeV. Le même type de feuille assure l'étanchéité de chaque module chambre à ionisation sur la face de sortie. Elle sert également d'anode et est reliée à un pré-amplificateur de charge.

Le champ électrique assurant la dérive des électrons, ionisés par le passage d'un noyau, est mis en forme par une série d'anneaux de cuivre, placés sur la paroi de chaque module de chambre à ionisation, visibles sur la figure 1.5.

L'ajout d'une grille de fils de Cu-Be de $50 \mu\text{m}$, maillée à 5 mm, et située à 5 mm de l'anode, aménage une épaisseur de gaz importante pour l'ionisation par les noyaux. Elle permet d'appliquer un champ électrique suffisamment élevée ($7 \text{ V.cm}^{-1}.\text{mbar}$) pour une collection efficace du signal vers l'anode, sans saturation.

1.2.3 Les détecteurs silicium

Les télescopes dont les angles polaires sont compris dans l'intervalle $[3^\circ, 45^\circ]$ ont un deuxième étage constitué par un détecteur silicium de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Afin de limiter les zones mortes, une seule plaque de silicium est associée à chaque chambre à ionisation. Toutefois, une granularité convenable est obtenue dans cette zone, où de nombreux noyaux sont focalisés, en segmentant la plaque de silicium en 3 modules, pour la couronne 2-3, ou en 4 modules, pour les couronnes 4-5, 6-7 et 8-9. *INDRA* compte ainsi 180 détecteurs silicium. Pour des raisons de coûts, le nombre de couronnes faisant appel à ces détecteurs a été limité, tout en tenant compte des performances nécessitées par la physique.

Ces détecteurs jouent un double rôle dans la détection et l'identification des produits de la réaction. D'une part, en association avec les chambres à ionisation, ils sont destinés à mesurer la quantité d'énergie E déposée par les noyaux lents, qu'ils arrêtent. D'autre part, ils mesurent la quantité d'énergie ΔE laissée par les fragments et les particules rapides, avant leur entrée dans les scintillateurs à iode

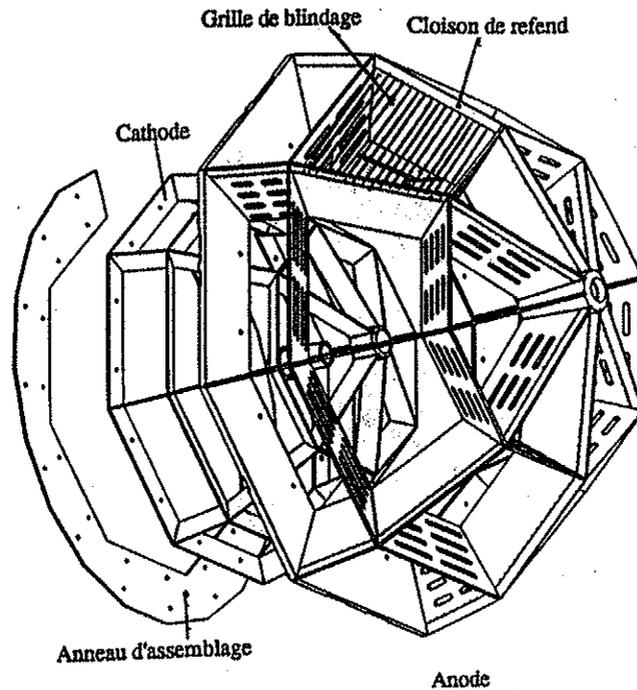


FIG. 1.4 - Illustration des chambres à ionisation des couronnes 13-17. On peut voir la cathode commune à l'ensemble des chambres à ionisation de la couronne.

de césium.

1.2.4 Les scintillateurs à iodure de césium

Les scintillateurs à iodure de césium constituent le dernier étage des télescopes d'*INDRA*. Ils mesurent l'énergie E en complément du ΔE des détecteurs silicium, pour les angles polaires compris entre 3° et 45° , ou en complément du ΔE des chambres à ionisation, pour les angles polaires compris entre 45° et 176° . Ils sont au nombre de 324. Le coût des scintillateurs à iodure de césium est relativement faible compte tenu de leur pouvoir d'arrêt.

Leur épaisseur varie entre 138 mm et 50 mm, selon les couronnes, afin d'arrêter des protons d'énergie maximum données dans le tableau 1.2.

Chaque cristal de iodure de césium est relié à un photomultiplicateur. Leurs gains inter-dynodes ont été optimisés spécifiquement en collaboration entre les physiciens et les constructeurs. Le guidage optique est réalisé par une colle qui fixe le photomultiplicateur au cristal. L'isolation lumineuse de chaque cristal est réalisée par des couches fines d'un matériau diffuseur (téflon), alternés avec celles d'un matériau réfléchissant (mylar aluminisé).

Les scintillateurs à iodure de césium présentent la particularité de délivrer deux

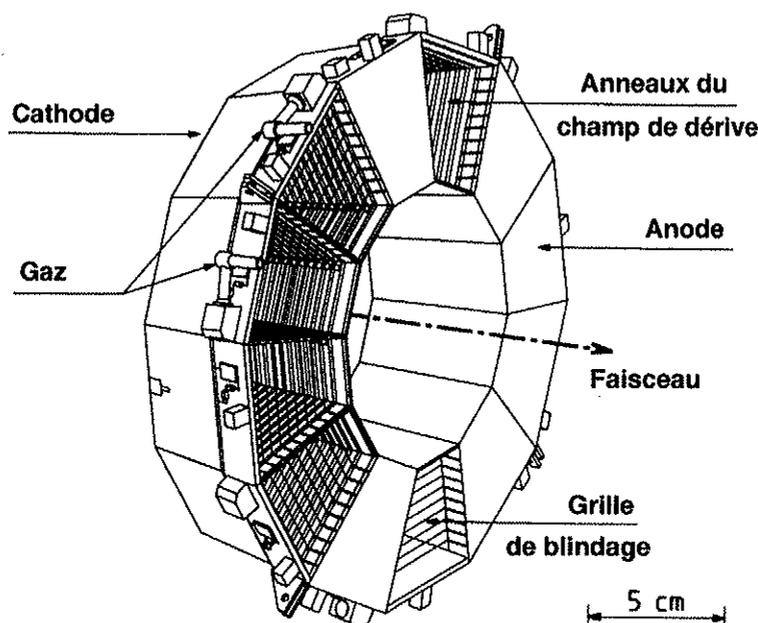


FIG. 1.5 - Illustration des chambres à ionisation des couronne 4-5. On peut voir les anneaux de mise en forme du champ électrique de dérive.

composantes de scintillation selon les particules détectées, si bien que l'analyse de la forme du signal délivré par le photomultiplicateur permet une discrimination isotopique pour les charges $Z \leq 4$.

Les scintillateurs à iodure de césium présentent le défaut de ne pas délivrer un signal proportionnel à la charge et à la masse des particules détectées. Leur étalonnage s'avère plus ardu et moins systématique que pour les chambres à ionisation et les détecteurs silicium [Mar95].

Les scintillateurs à iodure de césium sont aussi sensibles aux nombreux neutrons libres résultants des réactions, qui constituent un signal parasite [Ben95].

Les rayons cosmiques polluent aussi ces détecteurs de grand volume. Ils sont à l'origine de déclenchements non pertinents.

1.2.5 Résumé

La géométrie d'INDRA est adaptée à la détection d'événements de multiplicité élevée, tout en maintenant un faible taux d'empilement. Sa segmentation respecte la focalisation des particules vers les angles avant.

La procédure d'identification de la charge des noyaux retenue est la méthode $\Delta E - E$. La structure en télescope, adoptée pour INDRA, permet d'obtenir des seuils d'identification faibles (quelques MeV, selon la charge), mais des capacités d'arrêt élevés.

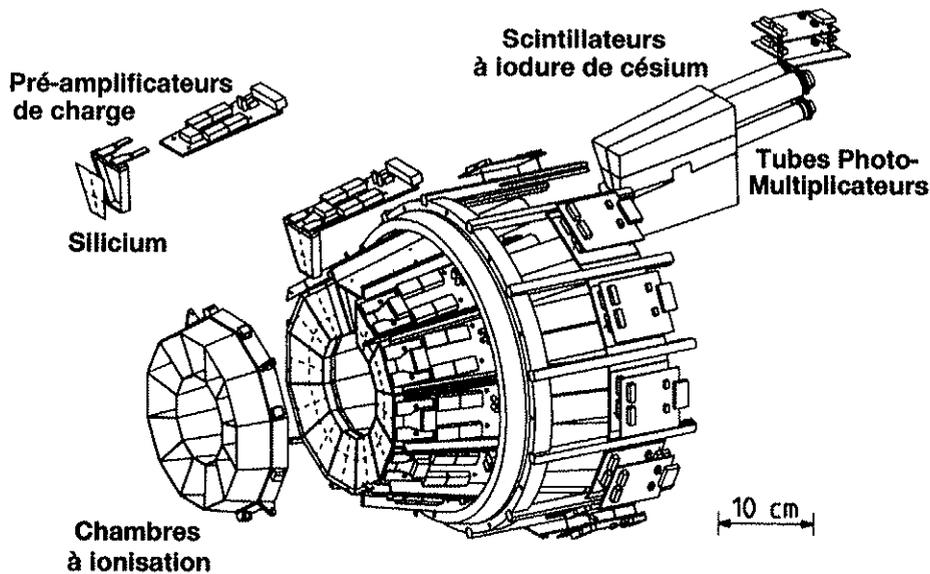


FIG. 1.6 - Illustration de la structure en télescope d'un groupe chambre à ionisation des couronnes 4-5. On peut constater que les pré-amplificateurs de charge sont intégrés au plus près des détecteurs.

La structure modulaire d'*INDRA* est un atout, puisqu'elle peut être adaptée à différentes configurations de détection, y compris le temps de vol, selon les thèmes des expériences réalisées. Des modifications d'*INDRA* furent réalisées lors de la troisième et de la quatrième campagne de mesures. Nous décrivons ces configurations dans le prochain chapitre.

1.3 Électronique d'*INDRA*

L'électronique de commande se partage entre le dispositif de collection, d'amplification et de codage numérique des signaux délivrés par les détecteurs, et la validation logique de l'enregistrement de l'événement [Pou95b].

L'électronique d'*INDRA* a été réalisée avec le standard VXI¹, compatible avec l'acquisition standard VME du *GANIL*. Cette conception de l'électronique permet une intégration supérieure des composants et le contrôle d'un plus grand nombre de fonction par un seul module.

Le schéma global de l'électronique d'*INDRA* est montré sur la figure 1.7.

La détection de particules de faible énergie et une bonne résolution en énergie (utile aussi pour la résolution d'identification) requièrent un niveau de bruit très faible (inférieur à 1 mV). Ceci a conduit à intégrer les pré-amplificateurs de charge des chambres à ionisation et des détecteurs silicium (figure 1.6), et l'électronique

1. VME eXtension for Instrumentation

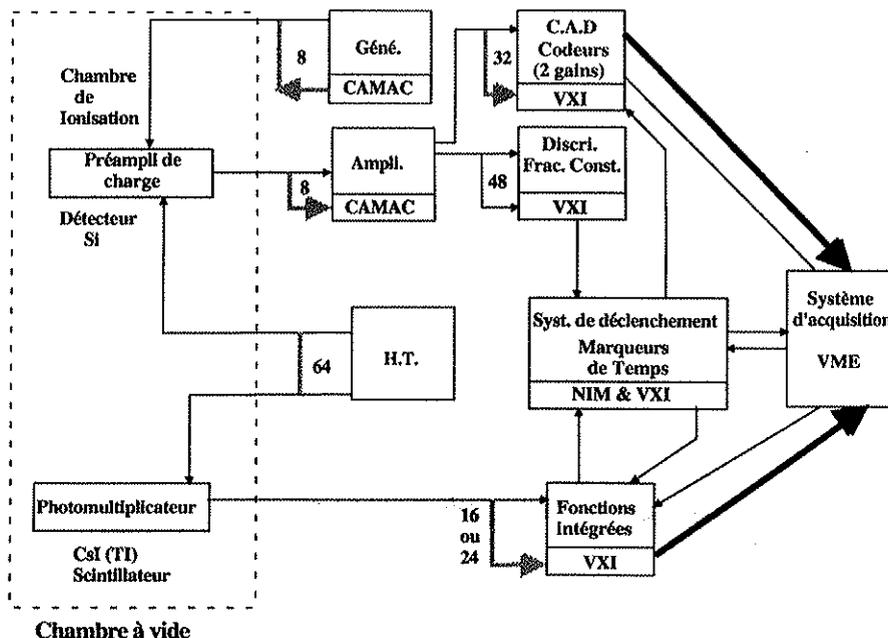


FIG. 1.7 - Schéma de l'électronique de commande et de codage d'INDRA. Les chiffres indiquent le nombre de voies pilotées par les modules.

des photomultiplicateurs (figure 1.3) des scintillateurs à iodure de césium et des phoswichs, au plus près des détecteurs, afin de réduire le bruit engendré par le transport du signal initial, dont l'amplitude est très faible, dans les fils. Un blindage et une mise à la masse sont aussi nécessaires.

1.3.1 Les chambres à ionisation et les détecteurs silicium

Amplification du signal

Pour les mêmes raisons de limitation du bruit, les amplificateurs (CAMAC) des chambres à ionisation et des détecteurs silicium sont situés dans la salle d'expérience, près de la chambre à réaction. Ces amplificateurs ont été développés spécifiquement, afin de délivrer un signal de largeur constante, quel qu'en soit l'amplitude.

Les amplificateurs de charge des chambres à ionisation et des scintillateurs à iodure de césium délivrent des impulsions rapides, qui sont transmises à un discriminateur à fraction constante, lequel commande les marqueurs de temps et les portes des codeurs numériques, et informent le module de déclenchement de l'acquisition. Les amplificateurs de charge délivrent également un signal plus lent, dédié au codage de la valeur du signal.

Électronique de codage

Les codeurs de charge ont une précision de 12 bits (soit 4096 canaux). Le signal peut être codé dans deux intégrateurs différents. Le premier correspond à un fonctionnement normal (sur toute la dynamique) et est qualifié de *petit gain* (PG). Il correspond approximativement à 1 MeV/canal (cela dépend du gain des amplificateurs associés). Le deuxième est utilisé, si le signal est inférieur à 256 canaux. Dans ce cas, le signal est amplifié d'un facteur 16. Ce mode de fonctionnement est qualifié de *grand gain* (GG).

Les Phoswichs et les scintillateurs à iodure de césium

L'électronique de codage est identique à celle des chambres à ionisation et des détecteurs silicium, toutefois, les portes d'intégration du signal sont adaptées aux temps de réponse des détecteurs.

Déclenchement et acquisition

Le déclenchement de l'acquisition constitue un point important de la prise de données. Il permet d'influer sur le type de réactions enregistrées et sur le temps mort de l'acquisition.

Un seuil de déclenchement en multiplicité 1, dans une couronne fixée, est utilisé lors de l'étalonnage avec un noyau de diffusion élastique. Un seuil de multiplicité plus élevé permet de s'intéresser aux réactions plus dissipatives. Les multiplicités de déclenchement adoptées pour les réactions $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, et $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$, sont indiquées respectivement dans les tableaux 2.3 et 4.3. La détection en coïncidence avec des modules particuliers (utilisée lors de la troisième campagne de mesures d'*INDRA*) sélectionne encore plus précisément le type d'événements enregistrés.

Le choix du mode de déclenchement de l'acquisition se fait par contrôle informatique.

La multiplicité seuil de déclenchement biaise la prise de donnée, si bien qu'il faut corriger le nombre d'événements enregistrés, dont la multiplicité de particules chargées est inférieure à cette valeur, afin d'évaluer correctement les sections efficaces totales de réaction. Nous le ferons dans le prochain chapitre.

La validation de l'acquisition est réalisée en mode *asynchrone*. Ceci signifie la décision de déclenchement est prise au fur et à mesure du traitement des signaux issus de chacun des modules, grâce aux impulsions rapides délivrées par les amplificateurs de charge. Si la condition de déclenchement est vérifiée, alors l'ordre est donné aux convertisseurs analogique/digital de numériser les signaux, puis de les enregistrer.

1.4 Étalonnage de l'électronique ChI_o et Si

Cette étape s'inscrit dans le dépouillement des données brutes, qui vise à convertir les signaux mesurés par les détecteurs en termes d'informations physiques, à

savoir énergie et charge électrique.

Nous avons procédé à l'étalonnage des chaînes électroniques de l'ensemble des chambres à ionisation, des détecteurs silicium et des détecteurs étalons des couronnes 13-17. Ceci pour les deux gains disponibles.

Les pré-amplificateurs furent réglés, puis testés individuellement pour délivrer la même valeur de gain à $\pm 1\%$. La méthode d'ajustement de leur gain, très précise, consiste à couper un fil de cuivre, imprimé jusqu'au dos de chaque plaque supportant les composants électroniques, afin de modifier la capacité globale du circuit avec une résolution très fine.

Néanmoins, des dérives de gain sont susceptibles d'apparaître au cours du temps, suite au vieillissement des composants électroniques, tant au niveau des pré-amplificateurs de charge, qu'à celui des amplificateurs CAMAC.

La réponse des convertisseurs analogique/digital dépend de la valeur de l'impulsion à coder, même si elle est sensiblement linéaire. De plus, la valeur du canal correspondant à l'absence de signal, dénommée piédestal, dérive au cours du temps.

L'objectif de l'étalonnage de électronique est de paramétrer la réponse globale de l'ensemble pré-amplificateur de charge, amplificateur, et convertisseur analogique/digital, afin d'établir une correspondance entre le signal délivré par chaque détecteur en fin de chaîne et l'énergie déposée par la particule détectée.

1.4.1 Dispositif d'étalonnage

Pour procéder au contrôle de la stabilité de cette portion de la chaîne électronique, 8 générateurs d'impulsion CAMAC ont été reliés aux pré-amplificateurs des 96 chambres à ionisation et à ceux des 180 détecteurs silicium.

Les détecteurs appartenant à un groupe de chambres à ionisation commun reçoivent la même impulsion simultanément. Cependant, les modules reliés à un même générateur d'impulsion sont pris volontairement éloignés les uns des autres pour éviter les problèmes de diaphonie.

1.4.2 Procédure d'étalonnage

Des enregistrements spécifiques de contrôle ont été menés régulièrement au cours de la campagne de mesures 1994, qui s'est déroulée sur trois mois.

D'une part, de nombreux (12) enregistrements, dits de piédestaux, ont été opérés en absence de signal.

D'autre part, des mesures d'étalonnage ont été réalisées en injectant un peigne de tensions à l'entrée des pré-amplificateurs de charge, avec un générateur de tension (CAMAC), lorsque le faisceau est absent de la salle d'expérience. Depuis 1994, cette procédure est contrôlée par un automate. Les impulsions délivrées par le générateur sont codées sur 16 bits, et ont donc une précision bien supérieure à celle du convertisseur analogique/digital.

On a eu recours à sept ensembles de valeurs de tension, ajustées selon les couronnes et la nature du détecteur.

Un temps d'acquisition double a été aménagé pour une valeur de tension par peigne, afin d'établir un point de référence.

Outre ces enregistrements d'étalonnage, les générateurs d'impulsion sont activés sur chaque voie, pendant la prise de données, pour une unique valeur de tension $V_{gén}$, durant les 10% du temps, pendant lesquels le faisceau est dirigé, en parasite, vers d'autres salles expérimentales. Ainsi, tous les enregistrements de prise de mesures comportent une référence d'étalonnage propre à la chaîne électronique de chaque détecteur.

1.4.3 Analyse des peignes d'étalonnage

Cette tâche consiste à d'identifier les divers pics, à les isoler du fond, à déterminer leur centroïde \bar{c}_i , et à leur associer la valeur correspondante de la tension V_i , délivrée par le générateur d'impulsion, en se basant sur les écarts entre les pics consécutifs et sur le pic comportant une double statistique.

Dans un second temps, les populations des pics, ainsi que les estimateurs non biaisés des moments d'ordre deux σ_i de chaque pic i , furent les critères de sélection, pour retenir les couples (\bar{c}_i, V_i) , utilisés ultérieurement pour ajuster la fonctionnelle paramétrant la réponse des convertisseurs analogique/digital.

Ces variables sont définies par :

$$\bar{c}_i = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^m n_k c_k \quad (1.2)$$

$$\sigma_i = \frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^m n_k (c_k - \bar{c}_i)^2 \quad (1.3)$$

$$N = \sum_{k=1}^m n_k$$

où n_k est la population du $k^{ème}$ canal du codeur, et m est le nombre de canaux composant le pic numéro i .

La fonctionnelle choisie pour ajuster la réponse des convertisseurs analogique/digital est un polynôme de degré deux, afin de tenir compte des non-linéarités à grande amplitude de signal.

Nous avons procédé à un ajustement de l'échantillon de couples (\bar{c}_i, V_i) , par la méthode du χ^2 , pour chaque chambre à ionisation, pour chaque détecteur silicium, pour les détecteurs étalon des couronnes 13-17, et pour chaque runs d'étalonnage. Les deux modes d'amplification, petit gain et grand gain, ont été traités séparément.

La tension associée au canal c vaut alors :

$$V(c) = a_2 c^2 + a_1 c + a_0 \quad (1.4)$$

1.4.4 Synthèse des ajustements numériques

Variations des piédestaux

Nous avons constaté que la position des piédestaux pouvait varier rapidement et aléatoirement entre deux enregistrements, et avec des amplitudes maximum s'élevant à plusieurs canaux.

Nous avons observé que toutes les voies des détecteurs, reliés à un même convertisseur analogique/digital, étaient affectées par ce décalage.

Variations des gains

Nous avons calculé le nombre de canaux séparant le premier pic du peigne déta-
lonnage, du dernier, pour chaque détecteur et chaque gain. Nous avons constaté qu'il ne varie que de quelques unités en fonction des enregistrements d'étalonnage. Ceci signifie que le gain de l'ensemble pré-amplificateur et amplificateur de charge, est resté quasiment constant au cours de la deuxième campagne de mesure d'INDRA.

L'écart observé s'élève à quelques (≤ 2) canaux, au plus, sur environ 3500 canaux de dynamique, soit $\frac{\Delta G_e}{G_e} \approx 0.06\%$, ce qui est compatible avec la stabilité inférieure à 1%, constatée au cours de la première campagne.

La constatation de la stabilité durable du gain nous a conduit à procéder à la synthèse des différentes paramétrisations, en moyennant les coefficients pour ne disposer que d'une unique fonction de conversion canal/Volt par détecteur et par gain.

Validité des fonctions de conversion moyennes

Nous avons vérifié la validité des ajustements moyens de chaque détecteur, pour chaque gain, en les appliquant aux mesures d'étalonnages, pour lesquelles nous connaissons exactement la réponse de la chaîne électronique, à chaque valeur de tension.

Un étalonnage moyen permet de minimiser les écarts maximum, vis-à-vis d'un ajustement particulier pris au hasard. Ainsi, l'écart maximum entre pic de même tension passe de 5 canaux à 3 canaux.

Prise en compte des variations de piédestal

Nous avons constaté que la position du zéro du codeur est sujette à de brusques variations, qui peuvent atteindre plusieurs canaux. Comme le gain est, quant à lui, quasiment constant, la variation de réponse des chaînes électroniques correspond principalement à une translation de la fonction de conversion.

Pendant les mesures, un pic de tension est injecté, lorsque le faisceau n'est pas disponible. Nous avons utilisé ce signal de référence, mesuré au canal c_m , pour suivre les variations de piédestal, tout au long de la prise de données.

Nous avons calculé la valeur du canal, c_f , correspondant à la tension de référence $V_{gén}$, pour chaque fonction de conversion moyenne :

$$c_f = \frac{a_1 + \sqrt{a_1^2 - 4a_2(a_0 - V_{gén})}}{2a_2} \quad (1.5)$$

Puis, nous effectuons un changement de variable, afin de tenir compte de la translation de piédestal :

$$c' = c - c_f + c_m \quad (1.6)$$

La valeur de la tension, correspondant au canal c , se calcule donc par la relation :

$$V(c) = a_2 c'^2 + a_1 c' + a_0 \quad (1.7)$$

L'application de ce changement de variable, aux mesures d'étalonnage, permet d'obtenir des écarts s'élevant à quelques canaux, au plus ($\frac{\Delta V}{V} \leq 0.8$).

Ce travail d'étalonnage a été complété par la correction des pertes de courant, constatées dans certains détecteurs. Ces pertes de signal empêchent la superposition des spectres, mesurés lors la prise de données et rendent incomparables les mesures de tensions, à la sortie des détecteurs d'une même couronne.

Corrections de pertes de signal

Les défauts de collection de charge au niveau des cathodes, et les contacts électriques défectueux, nuisent à la collection complète des charges, arrachées aux atomes du matériau détecteur et induisent des erreurs systématiques dans l'interprétation des spectres physiques.

Pour y remédier, nous avons calculé, pour chaque détecteur, et chaque série d'enregistrements, le coefficient d'homothétie, permettant de superposer les spectres des détecteurs, appartenant à une même couronne. Cette procédure repose sur l'idée que la symétrie cylindrique présente avant la réaction, et dans la structure du détecteur, doit persister après la réaction.

Les résultats sont donnés dans le tableau 1.3. Les coefficients plus petits que 1.01 n'ont pas été retenus.

Cette étape vise à pouvoir construire les matrices d'identification $\Delta E - E$, en superposant les mesures des modules d'une même couronne.

1.4.5 Étalonnage de l'électronique des scintillateurs à iode de césium

La stabilité des photomultiplicateurs, et de leur électronique, est contrôlée par des impulsions LASER, injectées au niveau des scintillateurs à iode de césium, pendant la prise de mesures.

Intervalle de runs	Détecteur	Couronne	Module	Coefficient correcteur
1020 à 1075	ChIo	2	13	1.23
1083 à 1132	ChIo	2	13	1.20
	ChIo	8	13	2.60
1170 à 1189	ChIo	2	13	1.20
	ChIo	4	11	1.08
	ChIo	4	13	1.08
	ChIo	8	15	3.00
1253 à 1263	ChIo	2	13	1.20
	ChIo	8	17	1.07
	ChIo	8	19	1.07
	ChIo	8	21	1.07
1267 à 1299	ChIo	2	13	1.20
1300 à 1411	ChIo	8	21	3.30
	Silicium	2	21	1.40
	Silicium	3	21	1.08
	Silicium	3	22	1.15
	Silicium	4	15	1.15
	Silicium	4	16	1.15
	Silicium	5	16	1.10
1413 à 1458	ChIo	8	1	2.50
	ChIo	8	21	3.10
1469 à 1591	ChIo	8	7	2.50

TAB. 1.3 - Coefficients de correction des pertes de courant des chambres à ionisation et des détecteurs silicium, selon les runs de mesures.

1.4.6 Résumé

Nous avons réalisé l'étalonnage de la chaîne électronique des chambres à ionisation, des détecteurs silicium, et des détecteurs étalon, en petit et grand gain. Ce travail portant sur 604 voies et pour six runs d'étalonnage, nécessite méthode et traçabilité. Nous avons traité spécifiquement les détecteurs posant des problèmes.

Les résultats de ce travail ont révélé que les gains de ces chaînes électroniques sont très stables ($\frac{\Delta G}{G} \leq 1\%$), et que les principales variations de réponse proviennent des dérives du piédestal des convertisseurs analogique/digital.

La réponse des convertisseurs analogique/digital a été modélisée par un polynôme de degré deux, afin de tenir compte des non-linéarités de codage pour les valeurs de signal élevées.

Les observations ci-dessus, nous ont suggéré de calculer une réponse moyenne, mais de corriger la dérive de piédestal, par l'intermédiaire d'une translation de la fonctionnelle par rapport au pic de tension mesuré, pendant que le faisceau est utilisé

en parasite, dans les autres salles d'expérience.

Nous avons aussi corrigé les pertes de courant, pour chacun de ces détecteurs et pour chaque série de prise de données, afin de préserver la symétrie de révolution des valeurs des signaux, dans chaque couronne.

1.5 Étalonnage en énergie

L'étalonnage en énergie des différents détecteurs est obtenu en ayant recours à plusieurs sources de noyaux incidents.

Les phoswichs sont étalonnés en énergie grâce à des mesures en multiplicité de déclenchement 1, pendant la prise de données.

L'étalonnage en énergie des chambres à ionisation et des détecteurs silicium repose d'une part, sur l'utilisation d'une source de *thoron* (^{212}Pb). Cette source fournit deux α , l'un d'énergie 6.06 MeV provenant de la désintégration du ^{212}Bi , l'autre d'énergie 8.78 MeV issu de la radioactivité du ^{212}Po . Les couronnes 1 à 9 sont aussi étalonnées par des mesures de diffusion élastique, d'un ion lourd (^{36}Ar , ^{129}Xe , ^{58}Ni) de faible énergie, dont l'angle d'effleurement peut dépasser 45° . Ces mesures sont dites runs CSS1, car le l'ion est accéléré uniquement par le premier cyclotron (voir annexe A). Les détecteurs silicium sont caractérisés par une réponse linéaire sur un grand intervalle d'énergie [Equ88].

Les télescopes étalon sont étalonnés grâce aux α du thoron.

L'étalonnage en énergie des scintillateurs à iodure de césium est obtenu, d'une part, grâce à des mesures de diffusion élastique d'isotopes légers. Ces noyaux sont issus de la fragmentation d'un noyau ^{16}O de haute énergie sur une cible épaisse de ^{12}C , puis sélectionnées en rigidité magnétique par le spectromètre α du *GANIL*, c'est pourquoi ces mesures sont qualifiées de runs *B ρ* . Les isotopes subissent alors une diffusion sur une cible de C, Ta, ou Au, placée dans *INDRA*. La réponse des scintillateurs à iodure de césium n'est pas linéaire, aussi, l'étalonnage en énergie, pour les noyaux plus lourds, est complété en association avec les détecteurs étalon. La résolution et la linéarité des détecteurs Si 80 μm , permet de déduire directement l'énergie E déposée dans les scintillateurs à iodure de césium, à partir des mesures ΔE des α du thoron, ou des étalonnages *B ρ* .

1.6 Identification $\Delta E - E$ des ChIo-Si

Nous nous intéressons aux cartes d'identification pour le couple de détecteurs ChIo-Si, qui est réalisable, dès les étapes d'étalonnage canal-Volt et de correction des pertes de courant dans les détecteurs, terminées.

Les procédures adoptées pour les autres détecteurs sont exposées en détail dans la thèse [Ben95] pour l'identification dans les couples de détecteurs Chio-CsI et CsI(R)-CsI(L).

1.6.1 Principe

Les cartes d'identification reposent sur les pertes d'énergie des noyaux qui sont fonction de leur charge. La formule relativiste de Bethe/Bloch établit :

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 E_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (1.8)$$

Les paramètres de l'équation 1.8 sont les suivant :

- N_A : nombre d'Avogadro
- r_e : rayon classique de l'électron
- m_e : masse au repos de l'électron
- Z : numéro atomique du matériau détecteur
- A : nombre de masse du matériau détecteur
- ρ : densité du matériau détecteur
- I : potentiel d'excitation moyen
- z : numéro atomique du noyau incident
- c : célérité de la lumière
- β : vitesse du noyau incident, en fraction de c
- E_{max} : énergie de transfert maximum lors d'une collision

1.6.2 Cartes $\Delta E - E$ des ChIo-Si

Afin de disposer d'une statistique suffisante, pour construire les lignes d'identification, les cartes $\Delta E - E$ sont superposées pour tous les modules d'une même couronne, et même pour plusieurs couronnes, quand leurs réponses sont homogènes.

Pour plus de précision, les contours des lignes, des particules de charge $Z \leq 3$, est tracé à partir des cartes grand gain. Les autres sont ajustés sur les cartes petit gain.

Un exemple d'une carte d'identification ChIo-Si est donné sur la figure 1.8.

1.6.3 Masse des noyaux

Seuls les nucléides légers, dont la charge électrique est inférieure ou égale à quatre peuvent être identifiés isotopiquement, ceci avec des restrictions selon les détecteurs, et avec des seuils en énergie, pour lesquels les lignes isotopiques se rejoignent et se confondent. L'absence d'identification en masse des noyaux de charge $Z \leq 4$, constitue une limitation. En particulier, c'est une source d'erreur sur les valeurs des variables cinématiques (impulsion, vitesse).

La masse attribuée aux noyaux est obtenue par l'intermédiaire d'une paramétrisation de celle des noyaux de la vallée de stabilité. Cette procédure peut ne pas respecter au total la conservation du nombre de neutrons et de protons initiaux.

En particulier, pour le système ${}^{36}_{18}\text{Ar} + {}^{58}_{28}\text{Ni}$, qui est globalement pauvre en neutrons, la masse peut être systématiquement surestimée [Na196].

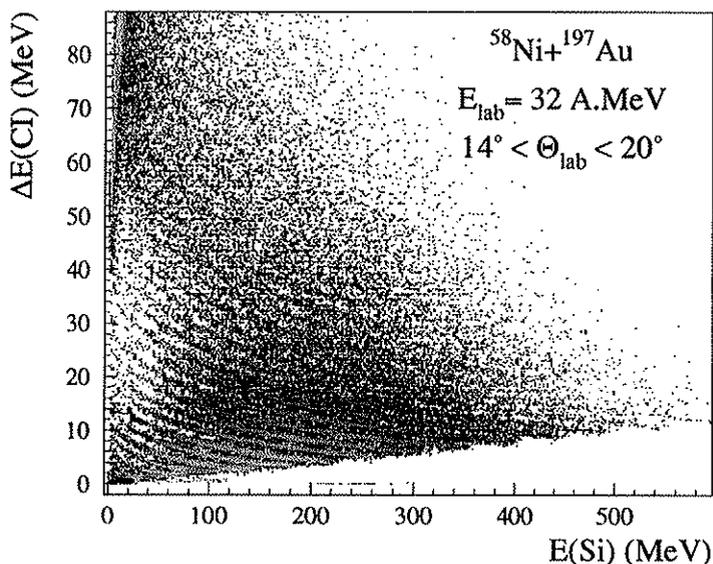


FIG. 1.8 - Carte d'identification par la méthode $\Delta E - E$, dans le couple de détecteur *ChIo-Si*.

La relation utilisée est :

$$A = E(1.867Z + 0.016Z^2 - 1.0710^{-4}Z^3) \quad (1.9)$$

où $E(x)$ désigne la partie entière de x .

Cette incertitude a une influence sur les valeurs des vitesses et des impulsions.

1.6.4 Seuils d'identification

Les seuils d'identification limitent l'extension, des spectres expérimentaux, exploitable. En particulier, les lignes isotopiques se mélangent, quand l'énergie déposée diminue.

Le tableau 1.4 donne les valeurs approximatives de ces énergies seuils d'identification, dans les couples *Si-CsI*.

	^1H	^2H	^3H	^3He	^4He
Énergie (MeV)	6	8	9	21	24

TAB. 1.4 - Seuils d'identification isotopique *Si-CsI*.

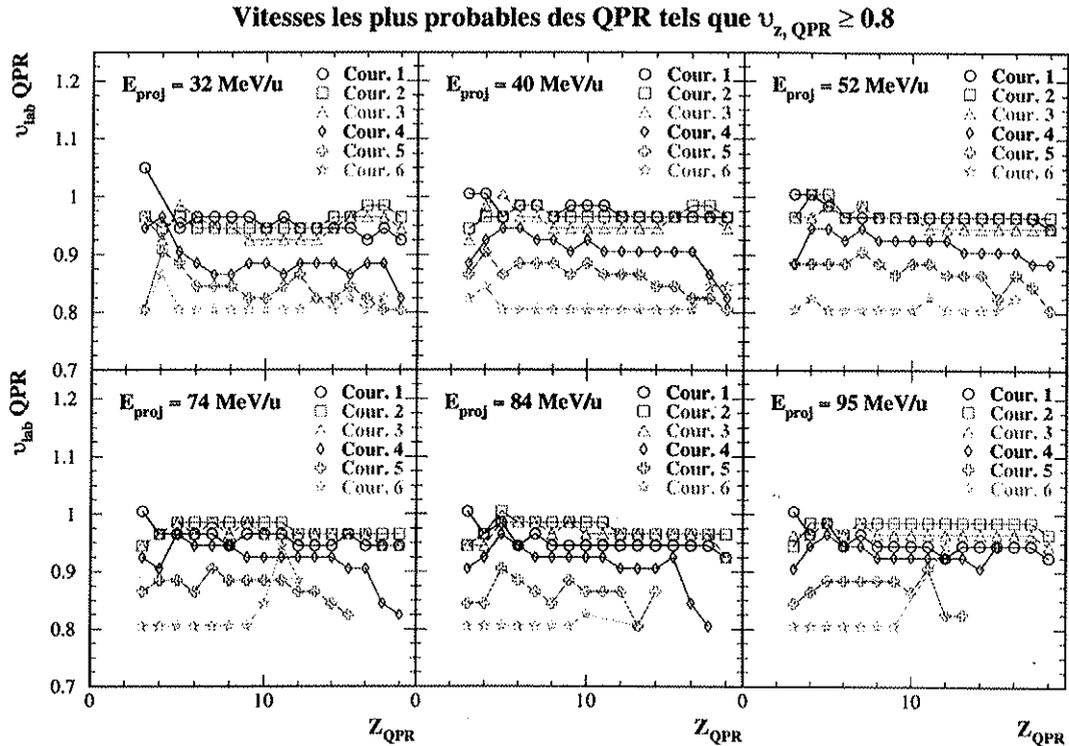


FIG. 1.9 - Valeurs des vitesses les plus probables des noyaux couronne par couronne et pour les énergies de faisceau comprises entre 32 MeV/u et 95 MeV/u, avant correction des non-linéarités de phoswich. La sous-estimation des valeurs de la première couronne vis-à-vis de celle de la deuxième se manifeste principalement pour les énergies de faisceau les plus élevées, i.e. 74 MeV/u, 84 MeV/u et 95 MeV/u.

Les noyaux plus lourds sont identifiés dans les couples Chio-Si jusqu'à des charges $Z \approx 25$ et avec des seuils s'élevant à quelques MeV.

Des charges proches de $Z \approx 60$ sont mesurées dans les scintillateurs à iodure de césium.

1.6.5 Corrections des non-linéarités des phoswichs

Les distributions de vitesses des fragments, couronne par couronne, ont révélées des différences significatives de valeurs les plus probables dans la première couronne. Ceci apparaît principalement à 74 MeV/u, 84 MeV/u et 95 MeV/u. Ces évolutions peuvent s'expliquer par des modifications de la réponse des détecteurs, avec la température notamment ou par des dérives brusques et donc non corrigées de l'électronique de codage. La réponse des plastiques scintillants peut également évoluer de manière non-linéaire, quand l'énergie cinétique des noyaux augmente.

Afin de tenir compte des processus physiques spécifiques à chaque énergie de faisceau, nous avons compensé les vitesses fournies par les phoswich pour un fragment

de charge donnée, avec des coefficients permettant de les superposer à celle mesurée dans les ChIo-Si de la deuxième couronne.

1.7 Conclusion

Le multidétecteur *INDRA* a été spécifiquement élaboré, tant dans sa structure géométrique, que dans celle de ses télescopes, et de son électronique, pour être dédié à l'étude des collisions d'ions lourds, des plus périphériques, aux plus centrales.

Nous avons réalisé l'ajustement de la fonction de conversion canal/Volt des 604 voies des chambres à ionisation, des détecteurs silicium, et des détecteurs étalon. L'incertitude obtenue est inférieure à 1%.

Nous avons aussi corrigé les pertes de courants dans ces détecteurs.

Un des apports de la collaboration *INDRA* à l'expérimentation en physique nucléaire, réside dans la précision de mesures obtenues, tant sur le plan de l'énergie, que sur celui de l'identification en charge, ceci grâce aux soins déployés pour l'étalonnage systématique des divers étages de détection.

Nous allons maintenant évaluer la qualité de détection de ce dispositif, puis nous allons analyser les premières caractéristiques des réactions, pour deux systèmes, un système léger ${}^{36}_{18}\text{Ar} + {}^{58}_{28}\text{Ni}$, et un système de masse moyenne ${}^{129}_{54}\text{Xe} + {}^{nat}_{50}\text{Sn}$, en fonction de leurs énergies incidentes.

Chapitre 2

Qualité des mesures

Sommaire

2.1	Programme expérimental d'INDRA	27
2.1.1	INDRA au GANIL	27
	Première campagne (1993)	27
	Deuxième campagne (1994)	28
	Troisième campagne (1997)	28
2.1.2	INDRA au GSI (1998)	30
2.2	Caractéristiques de la réaction $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$	30
2.2.1	Caractéristiques du système	30
2.2.2	Faisceaux	30
2.2.3	Cible	31
2.2.4	Cinématique	31
2.2.5	Sections efficaces de réaction	33
	Paramétrisation analytique des sections efficaces	34
	Section efficace détectée	34
2.2.6	Résumé	35
2.3	Performances de détection	36
2.3.1	Charge totale détectée et multiplicité	36
	Corrélation entre charge totale détectée et multiplicité	37
	Distributions de charge totale détectée	39
2.3.2	Impulsion totale détectée	41
	Facteurs nuisant au bilan en impulsion	41
	Distributions en impulsion parallèle totale	42
2.3.3	Corrélation entre l'impulsion totale et la charge totale	42

2.3.4	Effets des seuils de complétude	44
2.3.5	Résumé	46
2.4	Comportement des variables globales	46
2.4.1	Concept de variable globale	47
2.4.2	Cas d'un système léger : $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$	48
	Distributions de multiplicité	48
	Énergies transverses	51
2.4.3	Cas d'un système de masse moyenne : $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$	55
	Distributions de multiplicité	55
	Énergies transverses	56
2.4.4	Estimations du paramètre d'impact	60
	Critère de forme de l'événement	60
	Distributions inclusives corrélées au paramètre d'impact	61
2.4.5	Effets de la sélection des événements	63
	Distribution de multiplicité	63
	Distribution d'énergie transverse.	64
	Distribution de paramètre d'impact	65
2.5	Conclusion	66

Le chapitre, que nous abordons, nous permettra d'établir les bases des analyses que nous mènerons dans les parties suivantes.

Dans la première section, nous exposerons les thèmes de recherche qui soutendent le programme expérimental mis en place par la collaboration *INDRA*.

Dans la deuxième section, nous présenterons les principales informations concernant les réactions $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$: leurs caractéristiques cinématiques et leur section efficace.

Dans la troisième section, nous évaluerons la qualité de détection du dispositif de mesure. Cette étape est essentielle dans la compréhension de la signification des mesures. Nous calculerons la quantité d'événements, dont la qualité de détection est suffisante pour réaliser des analyses, sans qu'elles soient altérées par le manque d'information.

Nous poursuivrons, dans la quatrième section, par l'étude des variables globales des réactions portant d'une part sur un système léger, $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, constitué de 94 nucléons, et d'autre part sur un système de masse moyenne, $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$, composé de 247 nucléons. Ces premières analyses visent à extraire les principales évolutions des caractéristiques de ces réactions, quand l'énergie incidente varie. Par ailleurs, nous exposerons une procédure d'estimation de l'échelle de paramètre d'impact. Enfin, nous comparerons les effets de deux sélections sur la nature des collisions retenues.

2.1 Programme expérimental d'*INDRA*

2.1.1 *INDRA* au *GANIL*

À ce jour, la collaboration *INDRA* a mené trois campagnes de mesures au *GANIL*¹. Le multidétecteur *INDRA* bénéficie d'une salle d'expérience spécifique (D5) au sein de cette installation. Des informations relatives au système de production d'ions, aux systèmes d'accélération et de transport de faisceau du *GANIL* sont réunies dans l'annexe A.

Première campagne (1993)

La première campagne de mesure avec le multidétecteur *INDRA* est dédiée à l'étude de l'émission multiple de fragments, observée précédemment dans les collisions d'ions lourds. En particulier, il s'agit de mettre en évidence si cette émission revêt un caractère séquentiel, comme observé à plus basses énergies, ou simultané. Dans ce dernier cas, qualifié de multifragmentation, l'enjeu est d'identifier les mécanismes qui seraient responsables d'une telle cassure sur de très brèves échelles de temps.

Il a été choisi d'appréhender le phénomène de fragmentation multiple sous différents aspects, en explorant différents couples de noyaux incidents, selon les comportements attendus.

D'une part, dans les systèmes légers tels que $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ et $^{36}_{18}\text{Ar} + \text{K}(\text{Cl})$, la multifragmentation peut être obtenue dans des conditions extrêmes de température (environ 7 MeV) du fait du faible rapport volume/surface qui rend le système moins sensible aux instabilités coulombiennes [Lev85]. Le but de ces réactions était d'analyser si des effets de compression se manifestaient dans les collisions les plus centrales, de comprendre si ces derniers pouvaient donner lieu à une dissociation en plusieurs fragments, et d'évaluer les échelles de temps mises en jeu. En outre, la comparaison de ces deux systèmes permettait d'étudier les effets d'asymétrie de masse, puisque la compression devrait être plus importante dans les systèmes symétriques, du fait d'une énergie disponible supérieure à énergies de faisceau égales. Enfin, ce type de projectile léger bénéficie d'une large gamme d'énergies incidentes disponibles au *GANIL*.

D'autre part, des systèmes lourds sont susceptibles de se fragmenter pour des énergies d'excitation modérées (de l'ordre de 2 MeV/u), du fait de leur grand nombre de protons et de leur volume élevé, propices au développement d'instabilités coulombiennes [Bor93]. La multifragmentation peut dans ce cadre apparaître sous l'effet de déformations ou d'instabilités de volume, dès 30 MeV/u d'énergie incidente. Ainsi, des énergies de faisceau réduites sont déjà susceptibles d'engendrer de telles décompositions. Une expérience répondant à ces critères a été réalisée avec le système $^{155}_{64}\text{Gd} + ^{238}_{92}\text{U}$ à 36 MeV/u.

1. Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

Première campagne							
$^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$	E_{proj} (MeV/u)	32	40	52	63	74	84 95
$^{36}_{18}\text{Ar} + \text{K(Cl)}$	E_{proj} (MeV/u)	32	40	52	74		
$^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$	E_{proj} (MeV/u)	25	32	39	45	50	
$^{155}_{64}\text{Gd} + ^{238}_{92}\text{U}$	E_{proj} (MeV/u)	36					
Deuxième campagne							
$^{58}_{28}\text{Ni} + ^{58}_{28}\text{Ni}$	E_{proj} (MeV/u)	32	40	52	64	74	82 90
$^{58}_{28}\text{Ni} + ^{197}_{79}\text{Au}$	E_{proj} (MeV/u)	32	52	64	74	82	90
$^{181}_{73}\text{Ta} + ^{197}_{79}\text{Au}$	E_{proj} (MeV/u)	33	40				
$^{181}_{73}\text{Ta} + ^{238}_{92}\text{U}$	E_{proj} (MeV/u)	40					
$^{238}_{92}\text{U} + ^{238}_{92}\text{U}$	E_{proj} (MeV/u)	24					

TAB. 2.1 - *Systèmes et énergies de faisceau pour lesquels il y a eu prise de données avec INDRA.*

Enfin, un système de taille moyenne permettait d'appréhender la multifragmentation comme une manifestation d'une transition de phase. Un tel système semble bien adapté, puisqu'il permet de produire des fragments sans être dominé par des instabilités coulombiennes. Le système choisi pour ce thème d'étude est $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$.

Le détail des énergies de faisceau est indiqué dans le tableau 2.1.

Deuxième campagne (1994)

La deuxième campagne d'INDRA à GANIL s'est inscrite dans le prolongement direct du programme expérimental, lancé en 1993, en élargissant l'étude de la multifragmentation et de la compressibilité à un système symétrique plus lourd permettant néanmoins de couvrir une gamme étendue d'énergies incidentes : $^{58}_{28}\text{Ni} + ^{58}_{28}\text{Ni}$.

L'analyse du comportement des systèmes lourds s'est étendue à $^{181}_{73}\text{Ta} + ^{238}_{92}\text{U}$ dont l'asymétrie de masse moins prononcée ouvrait la voie d'une étude comparative avec $^{155}_{64}\text{Gd} + ^{238}_{92}\text{U}$.

L'étude des transitions de phase dans la matière nucléaire s'est étendue, quant à elle, au système $^{58}_{28}\text{Ni} + ^{197}_{79}\text{Au}$.

Les énergies incidentes utilisées sont réunies dans le tableau 2.2.

Troisième campagne (1997)

Le programme de cette campagne de mesure est dédié à l'étude de collisions périphériques dissipatives.

D'une part, l'objectif est d'analyser précisément la répartition de l'énergie d'excitation entre les deux quasi-noyaux résultant de la collision. Les noyaux initiaux doivent donc présenter une asymétrie de masse. Comme INDRA ne détecte que les particules chargées, le système doit être caractérisé par un rapport d'isospin

Troisième campagne						
$^{58}_{28}\text{Ni} + (\text{Ag}) : E_{proj}$ (MeV/u)	52					
$^{nat}_{47}\text{Ag} + \text{Ni} : E_{proj}$ (MeV/u)	52					
$^{93}_{41}\text{Nb} + (\text{Mg}, \text{Al}, \text{Sn}) : E_{proj}$ (MeV/u)	30					
$\text{Sn} + ^{93}_{41}\text{Nb} : E_{proj}$ (MeV/u)	25	30				
$^{12}_6\text{C} + (\text{Mg}, ^{112}_{50}\text{Sn}, ^{124}_{50}\text{Sn}) : E_{proj}$ (MeV/u)	95					
$^{12}_6\text{C} + (\text{Mg}, ^{112}_{50}\text{Sn}) : E_{proj}$ (MeV/u)	53					
Quatrième campagne						
$^{197}_{79}\text{Au} + ^{197}_{79}\text{Au} : E_{proj}$ (MeV/u)	40	50	60	80	100	150
$^{197}_{79}\text{Au} + ^{58}_{28}\text{Ni} : E_{proj}$ (MeV/u)	100					
$^{124}_{54}\text{Xe} + ^{197}_{79}\text{Au} : E_{proj}$ (MeV/u)	20					
$^{129}_{54}\text{Xe} + ^{nat}_{50}\text{Sn} : E_{proj}$ (MeV/u)	50					
$^{129}_{54}\text{Xe} + ^{124}_{50}\text{Sn} : E_{proj}$ (MeV/u)	65	80	100	150		
$^{129}_{54}\text{Xe} + ^{112}_{50}\text{Sn} : E_{proj}$ (MeV/u)	100					
$^{124}_{54}\text{Xe} + ^{124}_{50}\text{Sn} : E_{proj}$ (MeV/u)	100	150	250			
$^{12}_6\text{C} + ^{197}_{79}\text{Au} : E_{proj}$ (MeV/u)	30	95	300	600	1000	
$^{12}_6\text{C} + ^{124}_{50}\text{Sn} : E_{proj}$ (MeV/u)	300	600				
$^{12}_6\text{C} + ^{112}_{50}\text{Sn} : E_{proj}$ (MeV/u)	95	300	600			

TAB. 2.2 - *Systèmes et énergies de faisceau pour lesquels il y a eu prise de données avec INDRA.*

peu élevé. Ceci exclut les noyaux lourds. Toutefois, afin de distinguer le résidu du quasi-projectile des éventuels fragments de désexcitation, produits par les deux partenaires, le noyau projectile doit avoir une masse relativement élevée (supérieure à 50 uma).

Grâce à la conception modulaire d'*INDRA*, le dispositif de détection a été adapté à la spécificité des réactions périphériques, dans lesquelles le résidu du quasi-projectile reste proche de l'axe du faisceau. Ainsi, la première couronne d'*INDRA* a été remplacée par la première couronne du futur multidétecteur de troisième génération *CHIMERA*[Aie95]. Ce dispositif couvre les angles polaires compris entre 1.15° et 3° . Il est constitué de deux anneaux, composés chacun de seize télescopes silicium ($240 \mu\text{m}$) allié à autant de cristaux scintillants de CsI (12 cm).

En outre, six groupes de chambres à ionisation -un par couronne $\{3, 5, 6, 9, 11, 12\}$, correspondant à $\theta_{lab} \in [0^\circ, 87.6^\circ]$ - ont été remplacé par dix détecteurs silicium segmentés en 4. Ces détecteurs spécifiques réalisent des mesures de temps de vol et permettent donc une identification précise en masse des fragments. Ils ont été éloignés de la cible, afin d'accroître la résolution relative de la mesure en temps.

Les conditions de déclenchement ont été étendues à des coïncidences d'un résidu du quasi-projectile dans la couronne un de *CHIMERA* ou d'un résidu de la quasi-cible dans les détecteurs de fragments supplémentaires.

2.1.2 INDRA au GSI (1998)

Pour sa quatrième campagne de mesures, le multi-détecteur *INDRA* a été installé auprès de *GSI*².

Cet accélérateur d'ions lourds permet de couvrir le domaine d'énergie complémentaire de celui du *GANIL*.

Une première série de réactions portent sur $^{197}_{79}\text{Au} + ^{197}_{79}\text{Au}$ et $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$, afin de poursuivre l'étude de la multifragmentation, de la manifestation d'une transition de phase, et du flot radial, programme scientifique commun avec la collaboration *ALADIN*. Il a été choisi un système de masse moyenne permettant de recouvrir les données de cette campagne de mesure à celle obtenue pour la prise de données de 1993: $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$. Un système de masse plus élevée a été également étudié: $^{197}_{79}\text{Au} + ^{197}_{79}\text{Au}$.

2.2 Caractéristiques de la réaction $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$

2.2.1 Caractéristiques du système

Le système $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ est asymétrique de masse dans un rapport $\frac{A_{\text{cib}}}{A_{\text{proj}}} \approx 1.6$. Le système total est pauvre en neutrons. Le rapport d'isospin du système complet s'élève en effet à $I = \frac{N_{\text{proj}} + N_{\text{cib}}}{Z_{\text{proj}} + Z_{\text{cib}}} \approx 1.04$, alors que le noyau de la vallée de stabilité de charge correspondant à $Z_{\text{sys}} = Z_{\text{proj}} + Z_{\text{cib}}$ possède un rapport d'isospin valant $I \approx 1.30$ ($^{106}_{46}\text{Pd}$).

Ce système riche en protons est un atout pour l'étude de l'émission de particules légères chargées, puisque celle-ci sera favorisée. Cet effet pourra être d'autant mieux étudié qu'*INDRA* présente une efficacité maximum de détection pour ce type de particules, ceci quels que soient l'énergie incidente ou le paramètre d'impact.

2.2.2 Faisceaux

La mise en œuvre d'une réaction en cinématique directe, telle que $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, est bien adaptée à la géométrie d'*INDRA* et aux capacités de production et d'accélération de faisceaux du *GANIL*. L'utilisation d'un noyau léger complètement ionisé comme projectile présente en effet l'avantage de pouvoir disposer de l'intervalle d'énergies incidentes le plus étendu possible. La large gamme d'énergies de faisceau mises en jeu pour la réaction $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ permet donc de suivre précisément l'évolution des mécanismes dans les collisions d'ions lourds à des énergies disponibles intermédiaires entre le domaine des basses énergies, dominé par les processus résultants du champ moyen que sont la fusion et les transferts très inélastiques [Lef78], et le domaine des hautes énergies où les collisions nucléon-nucléon deviennent prépondérantes.

2. Gesellschaft für Schwer Ionenforschung

Les énergies incidentes s'élevant à 32 MeV/u, 40 MeV/u, 52 MeV/u, 63 MeV/u, 74 MeV/u, 84 MeV/u et 95 MeV/u, furent obtenues à partir de deux faisceaux primaires. Les énergies nominales des faisceaux s'élevaient à 38 MeV/u et 95 MeV/u. Ils ont permis de préparer les faisceaux utilisés pour la prise de données par ralentissement suite à la traversée d'une feuille de carbone ^{12}C .

Leurs intensités étaient suffisamment modérées, 0.5 nAe, pour éviter de saturer l'acquisition. Ainsi le temps mort d'acquisition a été réduit à environ 20% de la durée de la prise de données. En outre, de faibles intensités permettent de minimiser la probabilité de produire des réactions nucléaires en coïncidence, jusqu'à des valeurs inférieures à 10^{-4} .

2.2.3 Cible

La cible était constituée de ^{58}Ni enrichi à 98%, alors que son abondance naturelle vaut 68.007% [NWC90]. Ce noyau est magique en nombre de protons. L'expérience fut réalisée avec une cible mince dont l'épaisseur s'élevait à $193 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ceci permit de diminuer la probabilité de réactions nucléaires simultanées, et d'amoinrir les pertes d'énergie dans l'échantillon cible, qui ont pour conséquence d'altérer la détection des produits lents de la réaction.

La cible était portée à un potentiel positif d'environ 30 kV, afin de réduire de manière conséquente le flux d'électrons arrachés par le passage du faisceau dans l'échantillon, source de bruit de fond dans les modules de détection et de déclenchements injustifiés de l'acquisition. Son influence sur les énergies cinétiques des produits de la réaction est négligeable, puisque leur valeur varie entre quelques MeV et quelques GeV pour les noyaux les plus lourds et les plus rapides.

2.2.4 Cinématique

Les principales grandeurs cinématiques caractéristiques des réactions $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ sont rassemblées dans le tableau 2.3. Dans la suite, nous n'étudierons pas la prise de donnée à 63 MeV/u, du fait de la dérive ayant affecté la réponse des cristaux de CsI. Ce comportement est apparu suite à la disjonction des alimentations basses tensions des pré-amplificateurs de signaux des chambres à ionisation et des détecteur silicium de la couronne 4/5. Ces pré-amplificateur reposent sur les cristaux de scintillateur à iodure de césium, si bien que la température de ces derniers a évolué continûment pendant la prise de données. Ces changement de température ont modifié la réponse des cristaux de scintillateur à iodure de césium et ont rendu les étalonnages inopérants.

Nous désignerons par E l'énergie totale d'une particule, par T son énergie cinétique, par m sa masse au repos, par \vec{p} son impulsion, par β sa vitesse exprimée en fraction de la célérité de la lumière et γ son facteur relativiste. Pour simplifier l'écriture, nous utiliserons dans la suite les conventions $M = mc^2$ et $P = pc$. Les variables fournies par notre dispositif de détection, la charge Z et l'énergie T recueillie

dans les modules. Aussi, comme nous l'avons expliqué précédemment, m n'est pas directement mesurée, mais dérive d'une extrapolation qui associe à chaque charge le nombre de masse correspondant à la vallée de stabilité. L'absence d'identification en masse des noyaux constitue également une source d'erreur sur les variables cinématiques. À partir de ces informations, nous obtenons les relations :

$$P = \sqrt{T^2 + 2MT} \quad (2.1)$$

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{M}{T + M}\right)^2} \quad (2.2)$$

$$\gamma = 1 + \frac{T}{M} \quad (2.3)$$

L'énergie disponible dans le centre de masse se calcule en tenant compte de la conservation du quadri-vecteur impulsion ($E, \vec{p}c$) du système dans le repère du centre de masse et dans le référentiel du laboratoire.

$$(T_{CM} + M_{proj} + M_{cib})^2 - P_{CM}^2 = (T_{proj} + M_{proj} + M_{cib})^2 - P_{proj}^2 \quad (2.4)$$

En tenant compte par définition que $\vec{P}_{CM} = \vec{0}$ et en faisant intervenir l'expression 2.1 pour le noyau projectile, nous obtenons :

$$(T_{CM} + M_{proj} + M_{cib})^2 = (M_{proj} + M_{cib})^2 + 2T_{proj}M_{cib} \quad (2.5)$$

Finalement, l'énergie disponible dans le centre de masse vaut :

$$T_{CM} = \sqrt{2T_{proj}M_{cib} + (M_{proj} + M_{cib})^2} - (M_{proj} + M_{cib}) \quad (2.6)$$

Par ailleurs, la segmentation d'INDRA en 336 secteurs permet d'attribuer une direction aux particules détectées et en conséquence de calculer leurs grandeurs cinématiques telles que leur quadri-vecteur impulsion et leur vecteur vitesse.

Il est important de noter que ces grandeurs expérimentales sont déduites de l'énergie cinétique mesurée dans les modules traversés par les nucléides et que la granularité est un facteur limitatif de la précision sur la connaissance de leur direction. Les angles attribués à une particule sont en effet les angles centraux du module dans lequel elle a été détectée, soit pour l'angle polaire θ_c et l'angle azimutal φ_c :

$$\theta_c = \frac{\theta_{max} + \theta_{min}}{2} \quad (2.7)$$

$$\varphi_c = \frac{\varphi_{max} + \varphi_{min}}{2} \quad (2.8)$$

où les indices *min* et *max* désignent respectivement les angles inférieurs et supérieurs des modules, répertoriés dans le tableau 1.1.

Les composantes de l'impulsion des nucléides sur les axes liés au laboratoire s'écrivent alors :

$$\vec{p}c = \begin{bmatrix} P \cos \theta_c \cos \varphi_c \\ P \cos \theta_c \sin \varphi_c \\ P \sin \theta_c \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

E_{proj} (MeV/u)	M_d	β_{proj}	θ_{eff} (°)	ε_{disp} (MeV/u)	v_{CM}	v_{N-N}	$\varepsilon_{disp,N-N}$ (MeV/u)	$\sigma_{Réac}$ (mb)	σ_d %
31.57	3	0.254	3.5	7.43	0.391	0.506	7.86	3058	69.71
40.02	3	0.284	2.8	9.41	0.393	0.508	9.95	2933	72.68
51.76	3	0.320	2.1	12.15	0.396	0.511	12.85	2873	77.14
63.03	3	0.350	1.7	14.78	0.399	0.514	15.63	2844	-
74.05	3	0.377	1.5	17.34	0.401	0.517	18.33	2811	87.30
83.63	4	0.397	1.3	19.56	0.404	0.519	20.68	2794	76.03
95.33	4	0.421	1.1	22.26	0.406	0.522	23.54	2784	69.72

- E_{proj} : énergie par nucléon du noyau projectile
 M_d : multiplicité de déclenchement de l'acquisition
 β_{proj} : vitesse du projectile en fraction de la célérité de la lumière
 θ_{eff} : angle d'effleurement
 $\varepsilon_{disp} = \frac{T_{CM}}{A_{proj} + A_{cib}}$: énergie disponible par nucléon
 $v_{CM} = \frac{\beta_{CM}}{\beta_{proj}}$: vitesse du centre de masse du système normalisée à celle du projectile
 $v_{N-N} = \frac{\beta_{N-N}}{\beta_{proj}}$: vitesse du centre de masse nucléon-nucléon normalisée à celle du projectile ($M_N = 931.494$ MeV : masse des nucléons dans $^{12}_6C$)
 $\varepsilon_{disp,N-N}$: énergie disponible dans le centre de masse pour une diffusion N-N
 $\sigma_{Réac}$: section efficace totale de réaction [Kox84]
 σ_d : proportion de la section efficace de réaction telle que $M_{Tot} \geq M_d$

TAB. 2.3 - Principales caractéristiques cinématiques de la réaction $^{36}_{18}Ar + ^{58}_{28}Ni$ calculées en fonction des énergies de faisceaux.

Nous en déduisons leur vecteur vitesse exprimé en fraction de la célérité de la lumière par :

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{pc}}{E} \quad (2.10)$$

2.2.5 Sections efficaces de réaction

Le calcul de section efficace mesurée est nécessaire à l'évaluation de la contribution des diverses classes d'événements à l'ensemble des réactions.

Paramétrisation analytique des sections efficaces

La section efficace totale de réaction a été paramétrée de manière empirique [Kox84] par la relation :

$$\sigma_{R\acute{e}ac} = \sigma_0 \left(\overbrace{\left(\underbrace{A_{proj}^{1/3} + A_{cib}^{1/3}}_{R_{vol}} + c_1 \frac{A_{proj}^{1/3} A_{cib}^{1/3}}{\underbrace{A_{proj}^{1/3} + A_{cib}^{1/3}}_{R_{surf}}} - c_2 \right)}^{R_{inter}} \right)^2 \left(1 - \frac{B_c}{E_{disp}} \right) \quad (2.11)$$

où la section efficace géométrique nucléon-nucléon calculée, dans le modèle des sphères dures, est paramétrée par :

$$\sigma_0 = \pi r_0^2 \quad \text{avec} \quad r_0 = 1.05 \text{ fm} \quad (2.12)$$

Une telle valeur de r_0 a pour effet d'amoinrir la section efficace nucléon-nucléon libre et rend compte des effets de milieu.

Le terme $\left(1 - \frac{B_c}{E_{disp}} \right)$ rend compte de la de la répulsion coulombienne qui s'oppose à la réaction. Sa forme est analogue à la paramétrisation proposée dans la référence [Hau52] pour les sections efficaces d'absorption des particules, fréquemment utilisées dans les modèles d'émission statistique.

Les termes en $A^{1/3}$ sont proportionnels aux rayons des noyaux. Le rayon d'interaction R_{inter} se décompose en un terme de volume R_{vol} ordinaire, et un terme de surface R_{surf} dépendant de deux paramètres c_1 et c_2 ajustés sur des mesures. La contribution de volume s'interprète comme la prédominance de l'effet du volume des noyaux partenaires dans les collisions les plus centrales, compatible avec un modèle de sphères dures. Les termes de surfaces correspondent, d'une part à l'asymétrie de masse $c_1 \frac{A_{proj}^{1/3} A_{cib}^{1/3}}{A_{proj}^{1/3} + A_{cib}^{1/3}}$ traduisant le recouvrement des noyaux ($c_1 = 1.9$), et d'autre part à une transparence de surface c_2 qui augmente avec l'énergie incidente ($c_2 \in [0.6, 1.4]$ pour $E_{proj} \in [30, 84]$ MeV/u). Les incertitudes relatives de cette paramétrisation s'élèvent à environ 10%. Cette formule 2.11 a été raffinée dans la référence [Kox87], afin de rendre compte de l'apport de la peau de neutron des noyaux dont le rapport $\frac{N}{Z}$ est élevé. Cet effet, apparemment surtout sensible pour des protons projectiles, n'a pas été pris en compte ici, d'autant plus que l'isospin des noyaux de la réaction $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ sont très proches de 1.

Section efficace détectée

La multiplicité seuil imposée par le déclenchement de l'acquisition tronque la quantité d'événements mesurés. Les collisions les plus périphériques sont ainsi écartées. Du point de vue expérimental, la normalisation de la section efficace totale de réaction peut donc être obtenue en abaissant à un la multiplicité totale requise

pour le déclenchement logique de l'acquisition. Une telle restriction permet en effet de biaiser le moins possible la prise de données, si nous prenons soin d'éliminer la composante quasi-élastique des événements. Des enregistrements spécifiques ont donc été réalisés. La distribution de multiplicité, qui résulte de ces mesures, révèle correctement l'ensemble des réactions, des plus périphériques aux plus centrales.

La procédure utilisée pour évaluer la proportion de section efficace mesurée, compte tenu de la contrainte en multiplicité de l'acquisition, consiste à évaluer la quantité de réactions détectées en fonction du nombre théorique de collisions qui auraient dû se produire. Ce nombre dépend de la quantité de noyaux cibles, N_{cib} , de l'échantillon et de la quantité de noyaux projectiles, N_{proj} , dans le faisceau.

Le nombre de noyaux dans la cible par unité de surface vaut :

$$N_{cib} = \frac{\mathcal{M}_{cib}}{\mu} \mathcal{N}_A \quad (2.13)$$

où \mathcal{M}_{cib} est la masse molaire des noyaux cibles, μ la masse surfacique de la cible et \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro.

La charge totale des noyaux projectiles est intégrée dans la cage de Faraday, dont la charge collectée est notée Q_F . Nous pouvons en déduire le nombre de noyaux projectiles focalisés sur la cible pendant la durée de la prise de données, d'après leur état de charge q_{proj} :

$$N_{proj} = \frac{Q_F}{q_{proj}e} \quad (2.14)$$

où e est la charge électrique du proton.

Le nombre de noyaux projectiles utilisables pour une réaction doit être corrigé de la perte de faisceau, inhérente au temps mort pendant lequel l'acquisition enregistre les informations t_e (exprimé en % de la durée des mesures). Le nombre effectif de noyaux projectiles devient donc :

$$N'_{proj} = \frac{Q_F}{q_{proj}e} t_e \quad (2.15)$$

Le nombre d'événements, qui auraient dû être mesurés, s'élève à :

$$N_{Tot} = \frac{\sigma_{Réac}}{N_{cib}} N'_{proj} \quad (2.16)$$

La connaissance des sections efficaces expérimentales mesurées permettent d'exprimer les proportions d'événements en fonction de la section efficace totale de réaction. Les chiffres correspondants sont donnés dans le tableau 2.3.

2.2.6 Résumé

Au cours de ce chapitre, nous avons rappelé les conditions de la prise de données $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, concernant les faisceaux et la cible. Ses informations sont déterminées dès la proposition d'expérience.

Nous avons défini, puis calculé les principales caractéristiques des réactions $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, tant sur le plan cinématique, que sur celui de la section efficace totale de réaction. L'énergie disponible, pour la série de réactions réalisées au *GANIL*, couvre un large domaine, allant de 7.43 MeV/u à 22.26 MeV/u. La section efficace totale de réaction s'élève à environ 3 barns et diminue de 10% entre 32 MeV/u et 95 MeV/u.

2.3 Performances de détection

Nous apprécierons la qualité de détection d'*INDRA* via son aptitude à collecter l'ensemble de l'information présente dans chaque réaction. Un moyen d'évaluer la qualité de la mesure d'une réaction est de calculer les bilans des grandeurs physiques qui se conservent entre les configurations initiales et finales, *i.e.* la charge totale Z_{Tot} , l'impulsion totale $P_{z,Tot}$ et l'énergie totale. La complétude de la détection est, bien sûr, très influencée par l'énergie incidente, par les mécanismes de réaction mis en jeu lors de l'interaction, ainsi que par les processus de désexcitation. Aussi, nous allons tout d'abord extraire les principales caractéristiques des produits de la réaction, pour aborder ensuite l'étude de la complétude de détection.

2.3.1 Charge totale détectée et multiplicité

La conservation de la charge électrique est une loi générale quelle que soit l'échelle d'énergie mise en jeu lors d'une réaction entre particules. Dans le cas des collisions d'ions lourds à des énergies incidentes inférieures à 100 MeV/u, cette conservation de la charge électrique traduit la conservation du nombre de protons, puisque les nucléons peuvent être considérés sans structure interne et puisque la production de particules chargées d'une autre nature reste très rare³.

Par définition, nous calculons la charge totale détectée Z_{Tot} d'après la relation :

$$Z_{Tot} = \sum_{i=1}^{M_{Tot}} Z_i \quad (2.17)$$

où Z_i désigne la charge électrique attribuée à la $i^{ème}$ particule de l'événement et M_{Tot} est la multiplicité totale de particules chargées détectées dans la réaction considérée.

3. La particule chargée positivement la plus légère est un méson π^+ dont la masse s'élève à 139.6 MeV. Sa section efficace de production sous le seuil évolue de 1 nb à 20 MeV/u à 10 μb à 100 MeV/u, en comparaison de la section efficace totale de réaction entre ions lourds, s'élevant à quelques b. Les pions proviennent essentiellement dans ce domaine d'énergie d'une production directe via la réaction à deux corps $NN \rightarrow {}^2H\pi$. Leur observation est restreinte par leur importante probabilité d'absorption par les nucléons. L'échange de pion, invoqué pour la première fois par Yukawa en 1935, est en effet responsable de la partie attractive à longue distance de l'interaction nucléon-nucléon.

Corrélation entre charge totale détectée et multiplicité

Une première manière d'appréhender la nature des phénomènes mis en jeu lors des collisions nucléaires, ainsi que d'estimer leur influence sur la détection des produits de la réaction, est de considérer la charge totale collectée en fonction du nombre de particules chargées détectées. Dans certaines conditions, $Z_{Tot} \approx M_{Tot}$ ou M_{Tot} très faible, nous pouvons estimer aussi le type de particules présentes dans la configuration finale. Nous allons donc examiner leurs diagrammes de corrélation à chaque énergie de faisceau.

La figure 2.1 montre de tels diagrammes pour l'ensemble des événements ayant satisfait le seuil de multiplicité totale imposé par le déclenchement logique de l'acquisition $M_{Tot} \geq M_d$. Nous remarquons néanmoins qu'il existe des événements pour lesquels la multiplicité totale de particules chargées est inférieure à la valeur de M_d , donnée dans le tableau 2.3. Les détecteurs sont en effet sensibles aux photons γ provenant principalement de la désexcitation des noyaux d'énergie interne inférieure à 4 MeV, aux neutrons détectés de manière parasite par les cristaux de scintillateur à iodure de césium [Ben95], ou encore aux particules cosmiques, qui induisent un bruit de fond dans les spectres en énergie.

Nous pouvons distinguer trois zones dans chacun des diagrammes de la figure 2.1. Une branche longe la première bissectrice, tracée en pointillé, pour des charges électriques totales recueillies comprises entre 1 et celle du noyau projectile. Les événements concernés ont donc donné lieu à la détection d'environ autant de particules que de charges. Ces réactions correspondent donc à des situations où seules des nucléides de charge $Z = 1$ ou $Z = 2$ ont pu être collectés dans les modules d'INDRA. Ces réactions ont donc été détectées de manière très incomplète, mais elles révèlent l'aptitude d'INDRA à détecter les particules légères, ceci grâce à leurs faibles pertes d'énergie dans les fenêtres d'entrée des chambres à ionisation et à leur énergie cinétique s'élevant en moyenne à plusieurs MeV. Ces réactions sont des collisions à grand paramètre d'impact ayant occasionné une faible dissipation de l'énergie incidente et ayant mené à l'évaporation ou à l'émission hors équilibre de quelques particules, mais la majeure partie des charges a échappé à la détection.

Une deuxième branche s'étire d'une charge totale proche de celle du noyau projectile $Z_{Tot} = 18$, corrélée à des multiplicités totales faibles. Les événements correspondant à cette zone sont associés à des réactions où un noyau lourd, semblable au projectile, a été détecté en plus de quelques particules légères. Ceci caractérise les réactions ayant occasionné une interaction partielle entre les noyaux incidents. Elles sont associées aux collisions périphériques et mi-centrales. Il en résulte en voie de sortie des fragments principaux proches des noyaux initiaux. Ils sont donc qualifiés de quasi-projectile et de quasi-cible. Suite à la phase de désexcitation, il persiste des *résidus* de ces noyaux. Ce sont eux qui sont détectés par le dispositif expérimental.

Les événements associés à la détection d'une charge totale égale à celle du noyau projectile avec une multiplicité totale de 1 disparaissent progressivement des diagrammes quand l'énergie du noyau projectile augmente. Ceci témoigne la difficulté

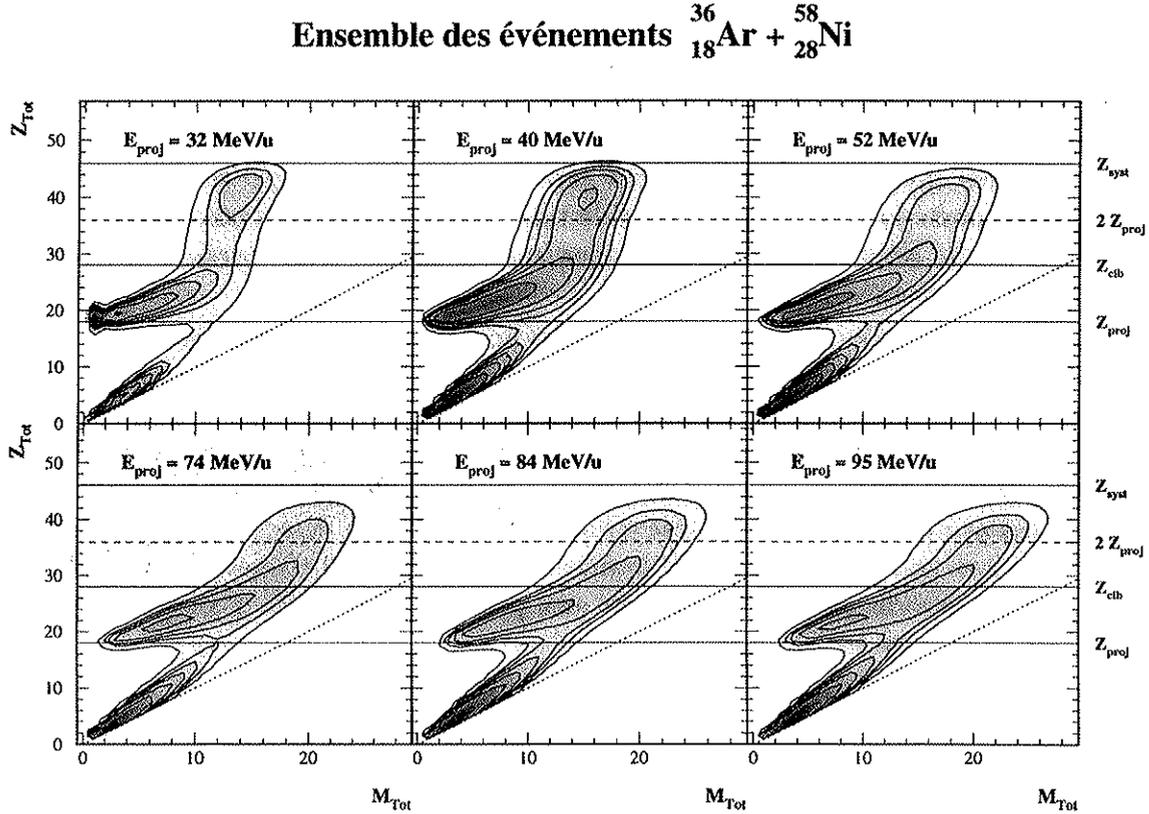


FIG. 2.1 - Corrélations entre la multiplicité totale de nucléides M_{Tot} et la charge électrique totale Z_{Tot} détectées événement par événement, pour les réactions ayant satisfait le seuil de multiplicité totale imposé par le déclenchement logique de l'acquisition. Les lignes continues rappellent les charges du noyau projectile, du noyau cible et du système. La ligne en pointillé matérialise la première bissectrice $M_{Tot} = Z_{Tot}$. Les lignes de niveau ont été échelonnées de manière identique vis-à-vis du maximum pour chaque énergie de faisceau.

croissante de détecter le résidu du quasi-projectile des réactions périphériques, du fait de leur focalisation en deçà de la première couronne, comme l'indiquent les angles d'effleurement θ_{eff} calculés dans le tableau 2.3. Le maximum de cette zone se déplace vers les plus grandes multiplicités quand l'énergie du noyau projectile augmente ce qui peut provenir également du fait que l'intégrité des noyaux incidents est de moins en moins préservée après l'interaction, lorsque l'énergie du faisceau augmente.

Une dernière zone de ces diagrammes de corrélation correspond à des multiplicités élevées et des charges totales collectées proches de celle du système complet. Il apparaît que la contribution de cette zone s'estompe progressivement lorsque l'énergie du faisceau augmente et qu'elle s'inscrit de plus en plus comme le prolongement continu de la deuxième zone, alors qu'elle se manifeste plus brusquement en fonction

de la multiplicité totale pour les énergies de faisceau les plus faibles. Dans ce dernier cas, cet apport important de charges, associé à une faible augmentation de la multiplicité vis-à-vis du maximum de la zone précédente, correspond à la détection de fragments assez lourds, principalement le résidu de la quasi-cible. Le changement de forme de cette zone avec l'énergie incidente, indique que la détection complète s'obtient en détectant de plus en plus de particules et de fragments issus de la cible. Ceci semble confirmer que l'intégrité du noyau cible est de moins en moins conservée. Ceci peut constituer une indication qualitative de l'évolution des mécanismes d'interaction. Contrairement au cas du noyau projectile dont la disparition pouvait être imputée à une focalisation dans le trou de sortie du détecteur, la détection du noyau cible devrait être en effet facilitée lorsque l'énergie incidente augmente, puisque sa vitesse d'entraînement devrait augmenter.

La collection de la charge totale du système n'est obtenue que pour des multiplicités totales croissantes quand l'énergie du faisceau augmente. Ceci traduit une dissociation plus grande du système, que nous pourrions attribuer à une dissipation d'énergie plus importante, résultant d'une énergie disponible croissante, ou encore à des quasi-projectiles et des quasi-cibles de taille plus réduite après la collision. Les multiplicités maximum atteintes approchent les 3/4 des charges présentes dans le système et correspondent à une vaporisation du système.

Les mesures les plus incomplètes s'interprètent donc comme le résultat d'une perte du résidu du quasi-projectile dans l'orifice d'INDRA destiné à la sortie du faisceau ou comme celui d'une insuffisance de détection des résidus de la quasi-cible, dont la charge élevée et la vitesse faible nuisent au passage des deux étages de détection, nécessaires à une identification. Les charges électriques totales détectées proches de la charge totale du système n'étant atteintes que pour les multiplicités les plus élevées, il apparaît que les mesures complètes sélectionnent avec ce seul critère un sous-ensemble de réactions comptant parmi les plus dissipatives.

Distributions de charge totale détectée

Le diagramme de gauche de la figure 2.2 montre les distributions de charge électrique totale, détectée événement par événement, pour des énergies de faisceau de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. Ces distributions portent sur l'ensemble des réactions dont la multiplicité totale de modules touchés vaut au moins la multiplicité de déclenchement imposée M_d . Ces distributions présentent trois bosses.

Un premier pic possède un maximum proche de $Z_{Tot} = 3$. La multiplicité associée au sommet de ce pic et sa redescente vers zéro traduisent le biais introduit par le seuil de déclenchement logique de l'acquisition. Cette zone correspond à des événements pour lesquels seules quelques particules de charge réduite ont été détectées. Ce sont essentiellement des réactions à caractère périphérique ou semi-périphérique.

Le deuxième mode⁴, centré sur une valeur de la charge électrique totale légè-

4. Un mode est une valeur d'une variable pour laquelle sa distribution de probabilité est maximum [Kun61]. Le mode est donc la valeur qui apparaît le plus souvent dans une série d'événements.

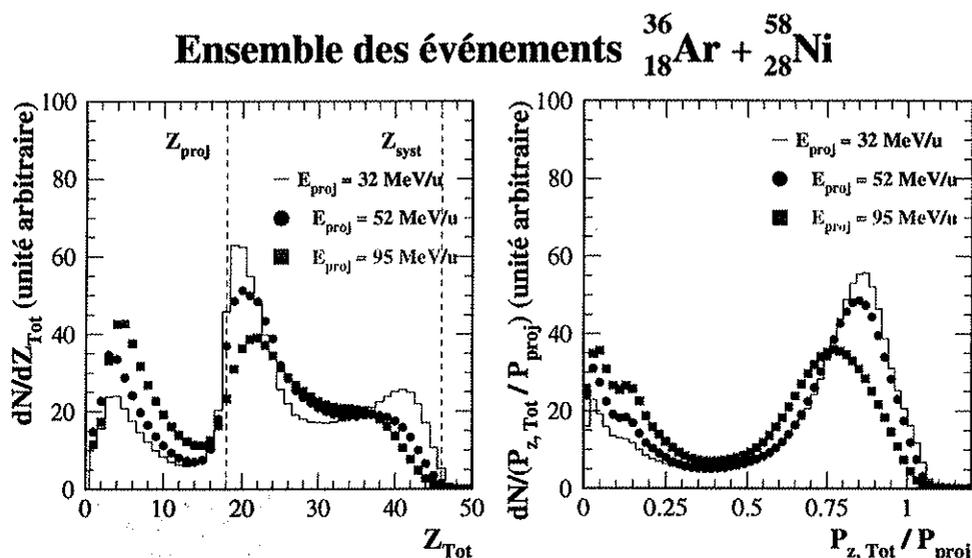


FIG. 2.2 - À gauche : comparaison des distributions de charge électrique totale détectée événement par événement, pour des énergies de faisceau de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. L'aire des histogrammes a été normalisée à une valeur arbitraire. Les lignes en tirets rappellent que la charge électrique du noyau projectile vaut 18 et que le nombre total de protons du système s'élève à 46. À droite : comparaison des distributions de d'impulsion totale collectée pour des énergies de faisceau de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. L'aire des histogrammes a été normalisée à une valeur arbitraire.

rement supérieure à la charge du noyau projectile, est associé à des réactions périphériques ou mi-centrales, pour lesquelles le résidu du quasi-projectile a été recueilli dans une cellule, mais le résidu de la quasi-cible a échappé aux détecteurs. Cette bosse s'élargit quand l'énergie incidente augmente. Son sommet se déplace vers les grandes charges totales détectées. Sa contribution à l'ensemble des événements diminue quand l'énergie du noyau projectile croît, puisque l'angle d'effleurement devient inférieur à celui de la position de la première couronne de détection d'INDRA au alentours de 63 MeV/u (voir tableau 2.3).

Enfin, une troisième zone apparaît pour les charge totales proches de la charge initiale. Cette bosse, attachée aux événements de détection complète, s'estompe pour former un plateau continu lorsque l'énergie incidente augmente. La valeur de la charge totale correspondant à la mi-hauteur est aussi de plus en plus réduite.

Ceci peut s'expliquer par les considérations suivantes. La charge totale Z_{Tot} est une variable globale qui dépend à la fois, de l'efficacité de détection spécifique à chaque type de nucléide, et de la contribution de celui-ci à la charge totale du système. Le premier facteur est sa probabilité d'être détecté, liée au dispositif de

D'une manière générale, une distribution de probabilité peut être *multimodale*, i.e. posséder plusieurs modes. Si au contraire elle n'en possède qu'un seul elle est dite *unimodale*.

détection. Le deuxième correspond à l'espérance mathématique de la détection d'une charge donnée et dépend aussi de la probabilité de production d'un tel noyau. Il est donc relié aux phénomènes physiques sous-jacents.

La charge totale recueillie résulte donc d'un équilibre entre la quantité de charge apportée par un noyau et sa probabilité d'être détectée. Ainsi, malgré une efficacité de détection maximum pour les particules de charges électriques peu élevées, les événements les plus dissipatifs, qui engendrent une dissociation des noyaux initiaux en de plus en plus de particules de faible charge, correspondront à des charges totales détectées globalement plus faibles qu'une réaction correctement détectée, contenant un petit nombre de nucléides, dans laquelle les noyaux les plus gros - principalement les résidus - apportent à eux seuls la quasi-totalité des charges présentes initialement. En outre, la détection des réactions de haute multiplicité est confrontée aux empilements de particules dans un même module, ce qui se traduit par le rejet d'une certaine quantité de charge, lors de l'attribution des codes d'identification.

Afin de ne pas surcharger les diagrammes de la figure 2.2, nous avons omis d'y tracer les distributions obtenues pour les autres énergies de faisceau. Il faut toutefois noter que l'évolution constatée dans les distributions de charge totale détectée converge à partir de 74 MeV/u.

2.3.2 Impulsion totale détectée

L'impulsion totale collectée constitue le deuxième critère de mesure de la qualité de détection. Pour évaluer la complétude de détection en impulsion, nous calculerons les impulsions correspondant aux masses attribuées par la formule 1.8 à chaque nucléide de l'événement. L'impulsion totale \vec{P}_{Tot} est calculée à partir des impulsions individuelles des particules chargées, formulées en 2.9, selon :

$$\vec{P}_{Tot} = \sum_{i=1}^{M_{Tot}} \vec{P}_i \quad (2.18)$$

Sa composante selon l'axe du faisceau $P_{z,Tot}$ doit être égale à l'impulsion du noyau projectile, dans le cas d'une détection parfaite. Les écarts à cette valeur sont imputables essentiellement à une détection insuffisante de la réaction correspondante, mais également à des incertitudes sur les impulsions des nucléides de l'événement.

Facteurs nuisant au bilan en impulsion

L'impulsion d'un nucléide n'est pas une grandeur directement mesurée par *INDRA*. L'impulsion est une variable dérivée des données de base fournies par *INDRA* que sont son énergie cinétique et sa charge. L'imprécision sur les impulsions individuelles provient pour une part très réduite de l'incertitude sur l'énergie déposée par les particules correspondantes et principalement de l'incertitude sur leur masse. L'erreur commise sur la valeur de cette dernière trouve son origine dans celle concernant la charge des particules identifiées (contribution mineure), et d'autre part dans celle

sur le nombre de masse attribué à chaque noyau à partir de cette charge (contribution principale), par l'équation 1.8. Les diverses causes d'incertitude sur l'impulsion de chaque nucléides se traduisent par une incertitude globale sur le bilan en impulsion de la réaction. Ces incertitudes conduisent à un élargissement des distributions.

Un facteur supplémentaire altère le bilan en impulsion, puisqu'*INDRA* n'assure une détection efficace que sur les particules dotées d'une charge électrique, aussi de nombreux neutrons libres échappent à la détection. Une simulation ultérieure avec le code *SIMON* [Nal96] a montré qu'ils emportent 20% de l'impulsion, dans les collisions centrales à 95 MeV/u.

Distributions en impulsion parallèle totale

Le diagramme de droite de la figure 2.2 montre les distributions d'impulsion parallèle totale $P_{z,Tot}$ pour tous les événements ayant satisfait le critère de déclenchement de l'acquisition aux énergies incidentes s'élevant à 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u.

Il apparaît deux modes, le premier est centré sur les faibles valeurs de l'impulsion parallèle totale et correspond à des événements pour lesquels la détection des produits de réaction est particulièrement incomplète. La redescende vers zéro traduit la condition de déclenchement qui écarte les réactions n'ayant pas produit de particules chargées.

Le deuxième mode des distributions d'impulsion parallèle totale correspond aux événements pour lesquels une grande partie des produits de réaction rapides ont été collectés. Cette bosse s'élargit pour des énergies incidentes croissantes Ceci peut traduire des fluctuations de détection plus élevées. Celles-ci peuvent provenir de la plus grande diversité de configurations finales observées quand l'énergie incidente augmente ou de la dissociation des noyaux initiaux en un plus grand nombre de particules, qui augmente le nombre de configurations de détection accessibles. Du fait de leur grande proportion vis-à-vis de la totalité des réactions détectées, les événements de ce mode sont associés à une grande variété de réactions. Nous allons détailler à quels types d'événements correspond ce mode en analysant les corrélations entre l'impulsion parallèle totale détectée et la charge totale collectée.

2.3.3 Corrélation entre l'impulsion totale et la charge totale

La corrélation entre l'impulsion parallèle totale détectée et la charge totale recueillie est présentée sur la figure 2.3 à chaque énergie de faisceau exploitée pour la réaction $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$. Ces distributions ont été construites à partir de l'ensemble des événements pour lesquels la condition de déclenchement de l'acquisition $M_{Tot} \geq M_d$ est vérifiée.

Les trois zones identifiées dans les diagrammes de corrélation entre multiplicité totale et charge totale événement par événement apparaissent aussi nettement.

Le domaine des faibles impulsions totales détectées $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \leq 0.5$ est associé aux

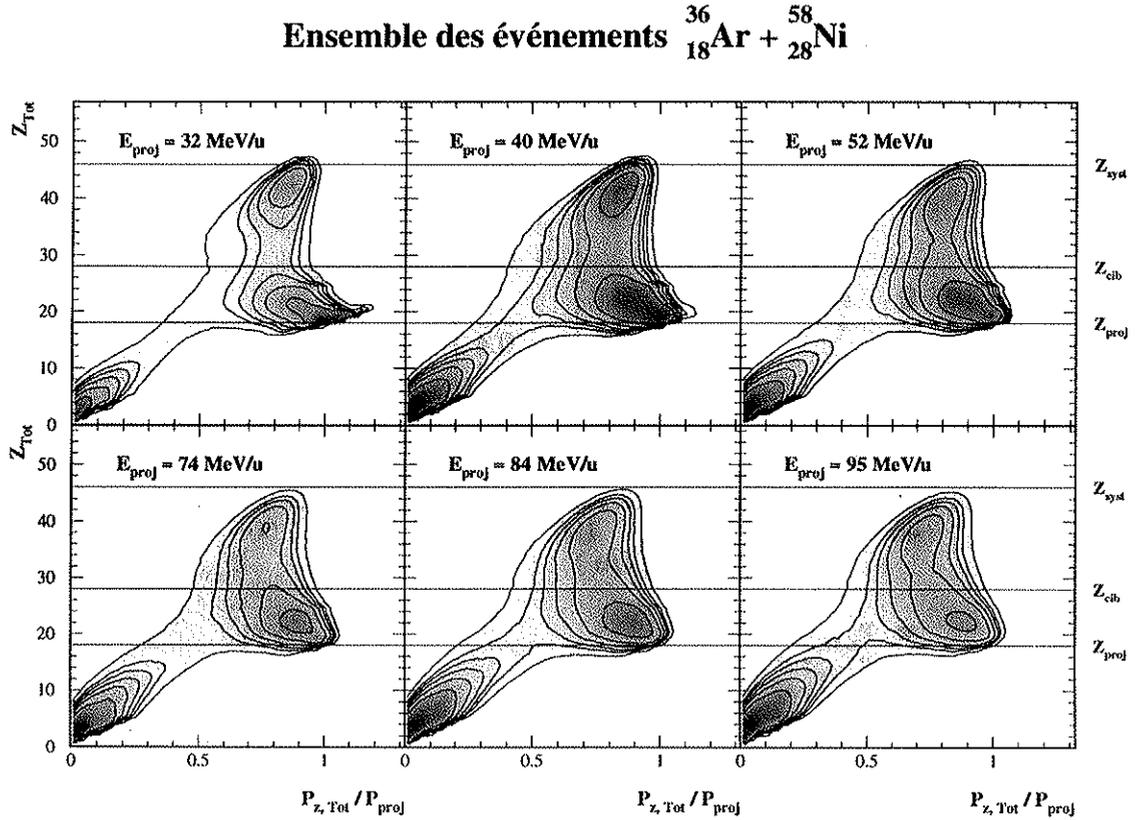


FIG. 2.3 - Corrélations entre l'impulsion emportée par les particules chargées normalisée à celle du noyau projectile et la charge électrique totale Z_{Tot} détectées événement par événement. Les lignes continues rappellent les charges du noyau projectile, du noyau cible et du système. Les lignes de niveau ont été échelonnées de manière identique à chaque énergie de faisceau.

réactions pour lesquelles, ni le résidu du quasi-projectile, ni le résidu de la quasi-cible n'ont été recueillis dans les cellules d'INDRA. Elles fournissent donc une charge totale détectée Z_{Tot} faible.

Les réactions pour lesquelles l'impulsion totale détectée vaut $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.5$, correspondent essentiellement à des situations où au minimum le résidu du quasi-projectile a été détecté, puisque la charge totale recueillie vaut $Z_{Tot} \geq 16$. Ces événements se partagent principalement entre ceux pour lesquels le résidu de la quasi-cible a échappé aux modules de détection ($Z_{Tot} \leq 30$) et ceux pour lesquels ce dernier a été recueilli ($Z_{Tot} \geq 34$).

Nous comprenons aussi grâce à ces diagrammes de corrélations que la partie associée aux plus grandes valeurs de $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}}$, dans la bosse principale de la distribution d'impulsion parallèle totale figure 2.2 correspond en majorité aux collisions périphériques et mi-centrales, pour lesquelles $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \approx 1$ et $Z_{Tot} \approx Z_{proj}$, alors que la partie basse est plutôt associée aux collisions centrales, pour lesquelles le résidu de la quasi-cible avait une vitesse suffisante pour dépasser les seuils de détection

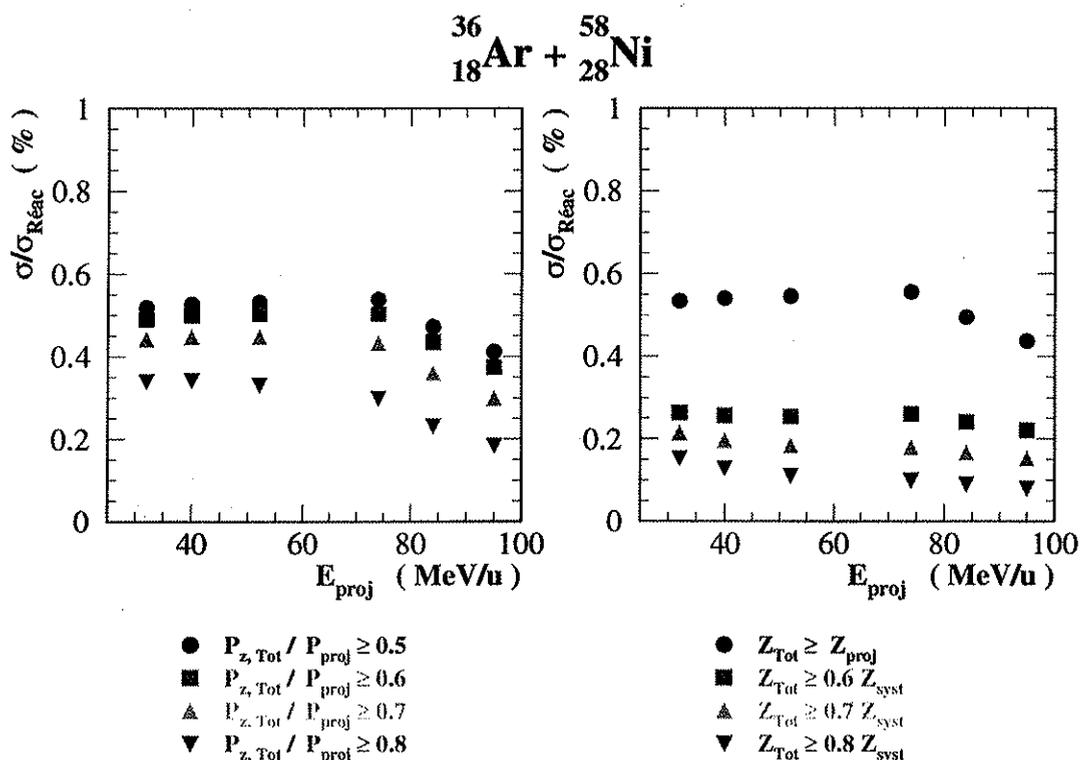


FIG. 2.4 - Proportions d'événements concernés par divers seuils imposés aux impulsions totales détectées (à gauche) et aux charges totales détectées (à droite), exprimés par rapport à la section efficace totale de réaction $\sigma_{\text{Réac}}$.

(≈ 1 MeV). Les sommets de ces deux pics sont en effet décalés en fonction de $\frac{P_{z, \text{Tot}}}{P_{\text{proj}}}$.

Nous remarquons aussi que la limite en $P_{z, \text{Tot}}$ des événements quasi-complets est de plus en plus faible quand l'énergie du faisceau augmente. Ceci explique l'élargissement du mode principal de la distribution en impulsion parallèle totale de la figure 2.2. Nous pouvons attribuer cette évolution au fait que les collisions centrales engendrent une dissociation croissante du système quand l'énergie du faisceau augmente.

2.3.4 Effets des seuils de complétude

La prise de données n'a été contrainte que par un critère en multiplicité visant à rejeter les réactions élastiques ou quasi-élastiques. Ce type de déclenchement est celui qui biaise le moins la nature des collisions sélectionnées, puisque toutes les particules et tous les modules de détection peuvent contribuer à la validation logique de l'événement.

Pour mener une étude appropriée des réactions nucléaires, il faut sélectionner des échantillons d'événements comparables entre eux et contenant chacun une informa-

tion suffisamment fiable sur les phénomènes physiques qui s'y sont produits. Il faut donc pour le moins écarter les réactions détectées de manière incomplète, lesquelles sont susceptibles d'introduire des erreurs d'interprétation. C'est pourquoi, préalablement à toute analyse, nous devons réunir un ensemble cohérent d'événements, notamment en imposant des restrictions sur la qualité de sa détection. Naturellement, nous allons nous baser sur des critères concernant les grandeurs physiques conservées tels que la charge électrique totale collectée et l'impulsion totale mesurée. Un détecteur parfait devrait en effet fournir uniquement des mesures correspondant à $Z_{Tot} = Z_{proj} + Z_{cib}$ et $P_{z,Tot} = P_{proj}$.

Des seuils sur la charge totale détectée ou sur l'impulsion parallèle totale détectée sont donc des évaluations de la qualité de détection de notre dispositif expérimental. Nous allons donc dénombrer les événements satisfaisant ces contraintes. Pour rendre ces quantités comparables à différentes énergies incidentes, nous les avons exprimées en pourcentage de la section efficace totale de réaction $\sigma_{Réac}$. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 2.4, pour des conditions en impulsion parallèle totale collectée $P_{z,Tot}$ (à gauche) ou en charge totale recueillie Z_{Tot} (à droite).

Intéressons nous tout d'abord à l'effet d'une contrainte sur l'impulsion totale détectée. La figure 2.3 établit que pour un seuil $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.5$, le résidu du quasi-projectile a été détecté. Les événements correspondant comportent donc une information correcte sur la désexcitation du quasi-projectile. Nous constatons sur la figure 2.4 qu'à seuil en $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}}$ fixé, le nombre d'événements satisfaisant cette condition reste approximativement constant jusqu'à une énergie de faisceau de 74 MeV/u, puis décroît au-delà. Ce phénomène de seuil suggère que l'angle d'effleurement, qui diminue quand l'énergie incidente augmente, passe sous l'angle minimum de la première couronne (2°), pour une énergie du projectile comprise entre 74 MeV/u et 84 MeV/u. Ceci signifie qu'au-delà de 74 MeV/u, un nombre croissant de réactions périphériques, pour lesquelles le résidu du quasi-projectile sort par le trou destiné au passage du faisceau, sont écartées par les conditions en impulsion totale. Cette observation n'est pas tout à fait compatible avec les estimations des angles d'effleurement, données dans le tableau 2.3, mais il faut rappeler qu'elles sont entachées d'une incertitude.

L'effet restrictif de la condition en impulsion totale est d'autant plus sévère quand le seuil dépasse le sommet de la bosse associée à la détection du résidu du quasi-projectile, visible sur la figure 2.2. La proportion d'événements pour lesquels le résidu du quasi-projectile a été détecté dépasse 40%, quelle que soit l'énergie incidente.

Nous observons sur les diagrammes de la figure 2.3 que, si nous requérons la détection de l'ensemble du noyau projectile, soit $Z_{Tot} \geq 18$, ceci est quasiment équivalent à la condition $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.5$, même si cette dernière s'avère plus restrictive. Nous constatons d'ailleurs sur la figure 2.4 que ces conditions mènent à des proportions d'événements presque égales.

Néanmoins, quand nous exigeons une complétude supérieure, le critère en Z_{Tot}

s'avère plus restrictif que celui en $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}}$. Ceci provient du fait que nous imposons ainsi que le résidu de la quasi-cible soit également quasi-systématiquement détecté. La proportion d'événements quasi-complets est comprise entre 10% et 15%, et diminue lorsque l'énergie incidente augmente, du fait de la dissociation croissante du système, et de la probabilité croissante des empilements de particules, qui sont rejetées au moment de l'analyse.

2.3.5 Résumé

L'efficacité de détection d'un dispositif expérimental revient à traiter la mesure des produits de réaction comme un processus probabiliste. Sa capacité de détection est un facteur essentiel dans la perception des réactions. La quantité et la nature des événements associés à une détection complète font également partie des caractéristiques du dispositif de détection.

Les mécanismes d'interaction ont également une influence sur la qualité de la détection événement par événement.

Nous avons montré que les performances de détection du multidétecteur 4π *INDRA* permettent de détecter des événements quasi-complets, correspondant à une charge totale détectée supérieure à 80% de la charge du système, et à une impulsion collectée supérieure à 60% de l'impulsion du noyau projectile. Ces événements contiennent de l'information sur l'ensemble des produits de la réaction, quelle que soit leur provenance. Ils représentent une quantité de 10% à 15% de la section efficace totale de réaction. Cette proportion d'événements diminue quand l'énergie du faisceau augmente, du fait de la dissociation croissante du système en particules.

Nous avons également montré que les événements, dont l'impulsion totale recueillie dépasse 60% de l'impulsion initiale, constituent entre 40% et 50% de la section efficace totale de réaction. Ces événements sont associés à la détection du résidu du quasi-projectile, mais correspondent à des mesures incomplètes sur les fragments lents, qui résultent de la désexcitation de la quasi-cible. Cette proportion décroît quand l'énergie incidente augmente, du fait du passage de l'angle d'effleurement en-deçà de la première couronne de détection.

Les premières indications sur les grandeurs conservées, mesurées par *INDRA*, font apparaître un mécanisme de réaction, menant à la présence deux résidus, de charges proches de celle du noyau projectile ou du noyau cible. Cependant, une première véritable description et compréhension de l'évolution des mécanismes de réaction et des processus de désexcitation, en fonction de l'énergie incidente, n'est accessible que par l'intermédiaire de l'étude de *variables globales*.

2.4 Comportement des variables globales

L'analyse des variables globales constitue un moyen d'analyser les mécanismes de réaction survenus pendant l'interaction entre le noyau projectile et le noyau cible. Ce

sont les informations les plus directes sur les propriétés des processus d'interaction, en comparaison aux analyses, basées sur des corrélations entre produits de réaction événement par événement.

Nous aborderons successivement le cas d'un système léger, et celui d'un système de masse moyenne, afin d'appréhender les éventuelles spécificités provenant à la taille finie.

Nous précisons tout d'abord le concept de variable globale. Puis, nous étudierons vers quels types de particules s'effectue la désexcitation du système. Ceci sera réalisé par l'intermédiaire des distributions de multiplicité. Nous étudierons alors quantitativement l'évolution du transfert de l'énergie incidente vers d'autres degrés de liberté. Nous proposerons une échelle de correspondance entre la dissipation d'énergie et le paramètre d'impact de la collision. Enfin, nous caractériserons l'effet des critères de complétude sur le type de réaction sélectionné.

2.4.1 Concept de variable globale

La quantité d'information croissante apportée par les dispositifs de détection 4π a conduit à l'élaboration de procédures de traitement permettant d'exploiter ces données événement par événement. Ainsi, un nombre important de variables globales a été défini et leur comportement a été l'objet d'analyses spécifiques [Cug83, Met95a, Dur95]. Une brève revue des principales variables globales utilisées couramment est présentée dans l'annexe B.

L'intérêt des variables globales est qu'elles constituent des indicateurs réduits de la grande quantité d'information recueillie par les détecteurs 4π . Elles répondent au besoin de caractériser *a posteriori* les conditions initiales de la réaction, ainsi que les processus d'interaction qui s'y sont manifestés. Les variables globales reposent sur les mesures de base que sont les charges, les énergies et les directions des différents produits de réaction, et sur les grandeurs qui en sont déduites, telles que les masses ou les vitesses. Nous distinguerons deux types distincts de variables globales selon le rôle qu'elles jouent dans le classement de nos événements.

D'une part, certaines variables globales servent à s'assurer de la détection correcte de la réaction nucléaire et se basent sur les règles de conservation de certaines grandeurs physiques, telles que la charge électrique, qui correspond aux énergies mises en jeu dans nos réactions à une conservation du nombre de protons, et à la conservation de l'impulsion initiale.

D'autre part, certaines variables globales visent à rassembler les réactions réalisées dans les mêmes conditions initiales et conduisant aux mêmes processus. Ces variables se basent sur les caractéristiques cinématiques des nucléides obtenus en voie de sortie. Elles se divisent principalement en deux classes que sont la mesure de la dissipation de l'énergie incidente et la forme asymptotique de l'événement dans l'espace des vitesses ou des impulsions. L'inconvénient de telles variables globales est qu'elles engendrent des auto-corrélations avec d'autres grandeurs cinématiques. Elles sont aussi influencées par le petit nombre de particules mises en jeu et des lois

de conservation mentionnées auparavant.

Les variables globales sont les informations les plus directes pour étudier l'évolution des mécanismes de réaction, notamment en fonction de l'énergie incidente. Toutefois, des analyses de corrélations entre particules peuvent aussi révéler des informations sur les temps [?] ou les sources d'émission [Lef97, Mar98].

2.4.2 Cas d'un système léger : $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$

Ce système pour lequel nous disposons de l'intervalle d'énergie incidente le plus étendu, se prête particulièrement à l'étude de l'évolution des voies de désexcitation et de transfert d'énergie en fonction de l'énergie disponible.

Distributions de multiplicité

La multiplicité de nucléides, détectés événement par événement, dépend de la qualité de détection et des processus de désexcitation, mais elle révèle aussi la violence de la collision, voire la dissipation d'énergie au cours de l'interaction entre les noyaux incidents. Toutefois, la multiplicité n'est pas une grandeur quantitative vis-à-vis du transfert d'énergie.

Les diagrammes de la figure 2.5 montrent les distributions de multiplicité de particules chargées de l'ensemble des réactions $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ ayant satisfait le simple critère en multiplicité du déclenchement logique de l'acquisition, à chaque énergie de faisceau. Nous présentons aussi les multiplicités résultant de la partition entre les particules $Z \leq 2$ et $Z \geq 3$.

La diminution de statistique à l'approche de zéro résulte du critère de déclenchement de l'acquisition qui repose sur un nombre minimum de modules ayant enregistré un signal. Ces multiplicités seuils sont répertoriées dans le tableau 2.3. Des multiplicités de particules chargées inférieures à la multiplicité seuil de déclenchement sont néanmoins observées du fait de la détection de neutrons ou de photons γ .

La forme des distributions de multiplicité totale évolue régulièrement entre 32 MeV/u et 74 MeV/u, puis converge au-delà de cette énergie de faisceau. Nous observons le même comportement pour la multiplicité de particules de charge $Z \leq 2$. Les changements portent non seulement sur l'extension maximum des distributions, mais également sur leur forme. En particulier, les distributions de M_{Tot} n'évoluent pas de manière monotone entre 32 MeV/u et 52 MeV/u, mais présentent une bosse pour les valeurs les plus élevées, correspondant probablement aux collisions les plus centrales. Cette constatation révèle une saturation du nombre de nucléides émis. Une telle situation pourrait se produire, si à partir d'une certaine valeur du paramètre d'impact, l'énergie transférée saturait, ce qui se traduirait par une multiplicité totale constante. Un tel scénario se rapprocherait d'une réaction de fusion. Nous remarquons qu'individuellement, les distributions de $M_{Z \leq 2}$ et $M_{Z \geq 3}$ sont plus clairement monotones que M_{Tot} . Le maximum apparaît toutefois dans les distributions de $M_{Z \leq 2}$, d'une manière moins prononcée et seulement pour les énergies incidentes de 32 MeV/u

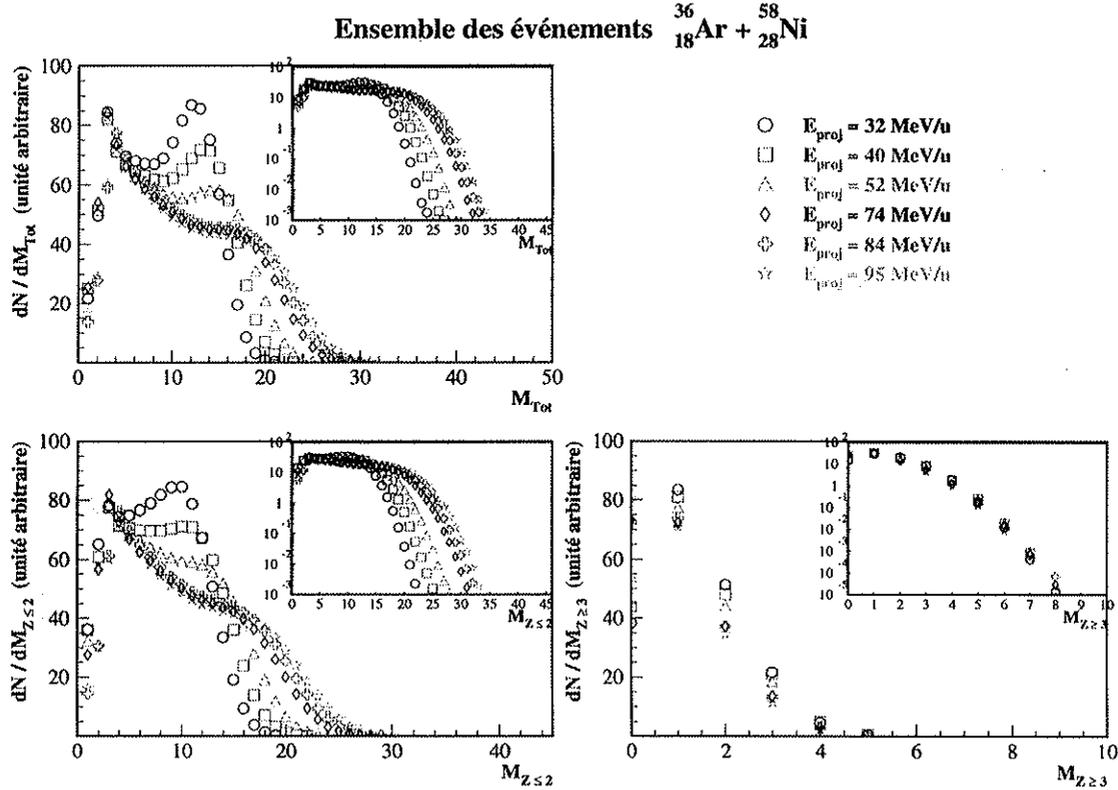


FIG. 2.5 - Comparaison des distributions de multiplicités totales, de multiplicités de particules de charge $Z \leq 2$ et de multiplicités de noyaux de charge $Z \geq 3$ pour les diverses énergies incidentes.

et 40 MeV/u. Ceci pourrait révéler la compétition à énergie d'excitation constante entre l'émission de nucléides $Z \leq 2$ et $Z \geq 3$, aboutissant à une saturation de la multiplicité totale. Cette compétition dépend de la chronologie de l'émission des nucléides. Si les particules de charge $Z \leq 2$ sont émises en premier, la production de fragments sera plus difficile, puisqu'une part importante de l'énergie aura déjà été évacuée et qu'il restera moins de charges disponibles.

Contrairement aux distributions de multiplicité des particules de charge $Z \leq 2$, celles des noyaux de charge $Z \geq 3$ se superposent sur la figure 2.5, quelle que soit l'énergie incidente. Les écarts de statistiques qui apparaissent entre deux énergies de faisceau, sont essentiellement dus au fait que le nombre d'événement comptant aucun fragment $Z \geq 3$ augmente avec l'énergie du faisceau, du fait de la focalisation du résidu du quasi-projectile dans le cône de sortie du faisceau.

Cette caractéristique n'apparaît pas dans les systèmes plus lourds tel que $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$, système auquel nous consacrons une étude dans ce mémoire.

Le diagramme de gauche de la figure 2.6 schématise la procédure de détermination de la multiplicité "à mi-hauteur", dont la signification est plus fiable que la

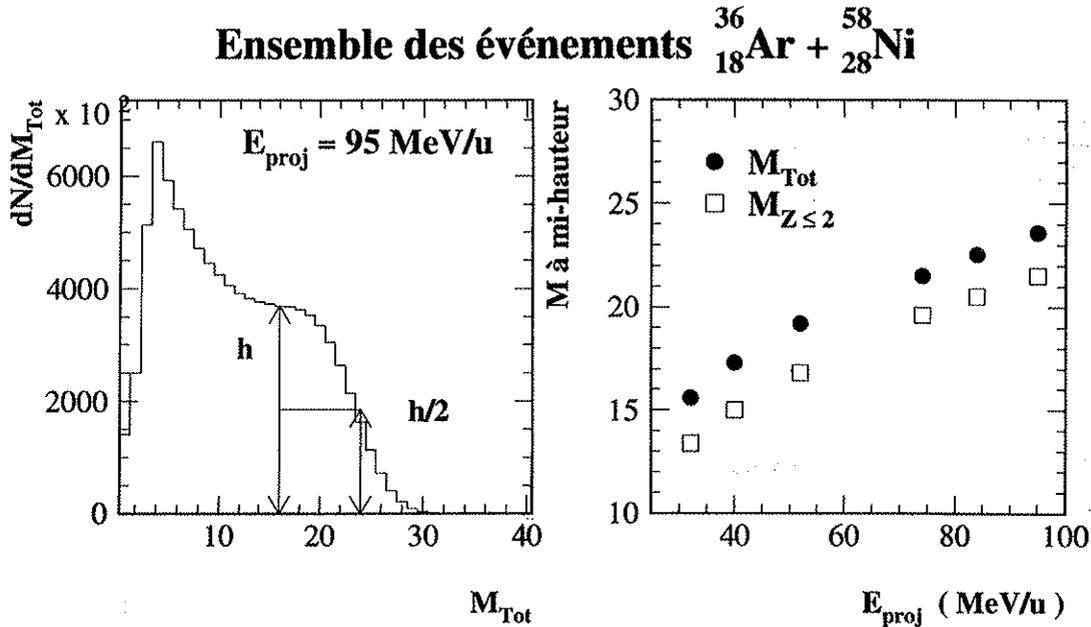


FIG. 2.6 - À gauche : procédure de détermination des valeurs à mi-hauteur des multiplicités, en prenant comme exemple la distribution de multiplicité totale à 95 MeV/u. À droite : valeurs à mi-hauteur de la multiplicité totale et de la multiplicité de particules de charge $Z \leq 2$, en fonction de l'énergie de faisceau.

valeur maximum, qui peut dépendre de la statistique de la prise de donnée⁵. Les résultats obtenus sont donnés sur le diagramme de droite pour M_{Tot} et $M_{Z \leq 2}$, en fonction de l'énergie du faisceau. Nous constatons que la dissociation du système croît régulièrement entre 32 MeV/u et 95 MeV/u d'énergie incidente. Toutefois, il apparaît une léger fléchissement de la progression de M_{Tot} et $M_{Z \leq 2}$. Nous observons que la dissociation est essentiellement obtenue par la production de particules de charge $Z \leq 2$, qui suit la même évolution que la multiplicité totale. Les distributions de multiplicité des fragments, quant à elles, se superposent dans la figure 2.5, quelle que soit l'énergie du noyau projectile. La valeur maximum de $M_{Z \geq 3}$ atteint huit. Néanmoins, cette notion de valeur maximum est délicate à définir. Le diagramme de droite de la figure 2.6 établit que le nombre de fragments $M_{Z \geq 3} = M_{Tot} - M_{Z \leq 2}$ est quasi-constant ≈ 2.2 .

L'énergie disponible croissante se traduit donc par la dissociation du système en un nombre croissant de particules légères, puisque des multiplicités proches du nombre initial de protons sont atteintes à partir de 74 MeV/u. Ces événements, associés à l'émission de particules de charge $Z \leq 2$ uniquement, sont qualifiés d'événements de vaporisation. Leur fréquence croît rapidement avec l'énergie disponible

5. Les distributions présentées ici portent sur l'ensemble des événements enregistrés, ce qui correspond à entre 5.5 millions et 10 millions de réactions.

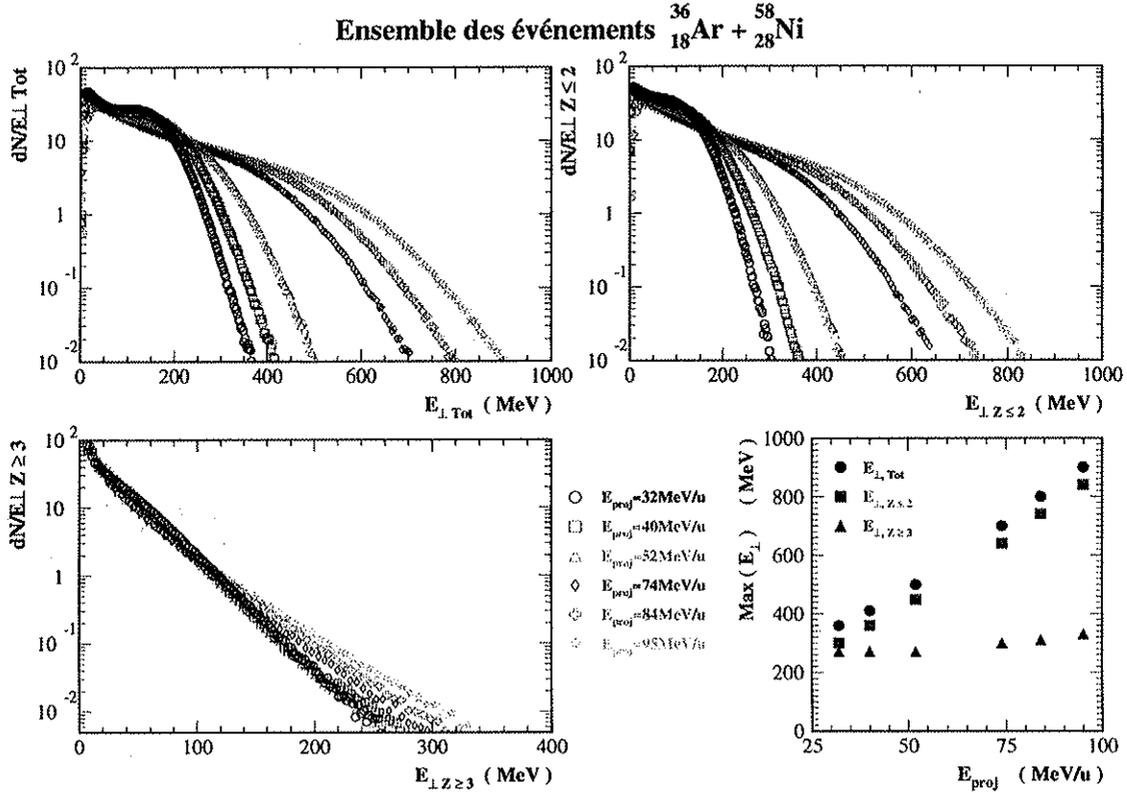


FIG. 2.7 - Évolution des distributions d'énergie transverse totale, de celle des particules légères de charge $Z \leq 2$ et de celle des fragments de charge $Z \geq 3$, en fonction de l'énergie incidente. Les aires des distribution ont été normalisées. Le diagramme en bas à droite résume les valeurs de l'énergie transverse maximale, atteintes pour chaque énergie de faisceau.

[Bac95].

Énergies transverses

Nous cherchons à étudier comment évolue la dissipation d'énergie, lorsque l'énergie incidente augmente. La multiplicité semble traduire la centralité de la collision, mais elle n'est pas quantitative sur l'énergie transférée. Initialement, l'énergie n'est présente que selon l'axe du faisceau (O, \vec{z}) . La dissociation du système en particules entraîne le transfert de l'énergie vers les degrés de liberté complémentaires (O, \vec{x}) et (O, \vec{y}) . Ainsi, nous décomposons l'énergie cinétique de chaque nucléide selon l'axe (O, \vec{z}) et le plan (O, \vec{x}, \vec{y}) . L'avantage d'une telle grandeur est qu'elle est construite à partir des variables de base mesurées par *INDRA*, à savoir l'énergie des particules E_i et l'angle polaire central du module qui les ont recueillies θ_i .

$$E_{\perp,i} = E_i \sin^2 \theta_i \quad (2.19)$$

$$E_{\parallel,i} = E_i \cos^2 \theta_i \quad (2.20)$$

$$E_i = E_{\perp,i} + E_{//,i} \quad (2.21)$$

La quantité $E_{\perp,i}$ est invariante par translation, mais elle n'est pas invariante par rotation.

Cette quantité mesure le transfert de l'énergie disponible vers d'autres degrés de liberté, toutefois elle ne peut pas être directement interprétée comme de l'énergie *dissipée*, puisque les particules produites peuvent provenir de processus de pré-équilibre, tel que la diffusion nucléon-nucléon, ou de mécanismes dynamiques [Pla99].

Nous pouvons alors construire une variable globale $E_{\perp Tot}$ pour chaque événement en sommant les énergies transverses des nucléides issus de la réaction.

$$E_{\perp Tot} = \sum_{i=1}^{M_{Tot}} E_i \sin^2 \theta_i \quad (2.22)$$

$$E_{// Tot} = \sum_{i=1}^{M_{Tot}} E_i \cos^2 \theta_i \quad (2.23)$$

$$E_{Tot} = E_{\perp Tot} + E_{// Tot} \quad (2.24)$$

Si l'impulsion totale transverse au faisceau de la réaction est nulle pour les événements correctement mesurés, l'énergie transverse totale est, quant à elle, d'autant plus élevée que chacune des particules possède un mouvement hors axe du faisceau d'autant plus marqué. Ainsi, une telle variable semble bien adaptée à l'estimation de la violence de la collision.

Nous avons observé sur la figure 2.6 que l'accroissement de l'énergie incidente se traduit principalement par l'émission de particules de charge $Z \leq 2$. En outre, elles sont les plus nombreuses et sont donc les moins soumises aux fluctuations événement par événement. Enfin, l'efficacité de détection d'*INDRA* est maximum pour ce type de particules, ceci quelle que soit l'énergie dissipée dans la collision. L'énergie transverse associée aux particules $Z \leq 2$, $E_{\perp Z \leq 2}$, permet donc de suivre, de manière fiable et continue, entre les collisions périphériques et centrales, l'évolution du transfert d'énergie.

Nous distinguerons donc dans la suite l'énergie transverse associée aux nucléides de charge $Z \leq 2$, $E_{\perp Z \leq 2}$, de l'énergie transverse correspondant aux fragments $Z \geq 3$, $E_{\perp Z \geq 3}$, qui dépend notamment fortement du comportement des résidus :

$$E_{\perp Z \leq 2} = \sum_{i/Z_i \leq 2} E_i \sin^2 \theta_i \quad (2.25)$$

$$E_{\perp Z \geq 3} = \sum_{i/Z_i \geq 3} E_i \sin^2 \theta_i \quad (2.26)$$

$$E_{\perp Tot} = E_{\perp Z \leq 2} + E_{\perp Z \geq 3} \quad (2.27)$$

La figure 2.7 montre les distributions d'énergie transverse absolue exprimée en MeV, définies par les relations 2.25 à 2.27 et calculées événement par événement, pour l'ensemble des réactions, sans condition sur la complétude de détection. Nous

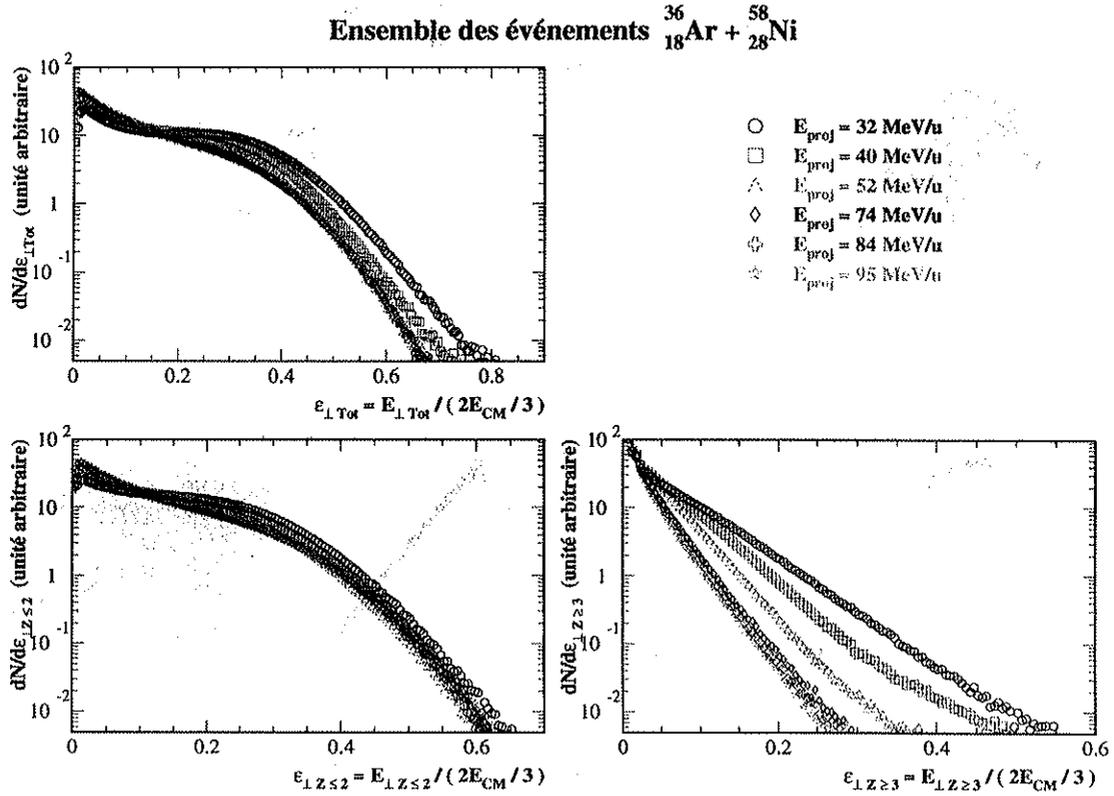


FIG. 2.8 - Évolution des distributions d'énergie transverse totale, de celle des particules légères de charges $Z \leq 2$ et de celle des fragments de charges $Z \geq 3$, en fonction de l'énergie incidente. Les aires des distribution ont été normalisées.

constatons que l'énergie transverse des particules de charge $Z \leq 2$ est nettement supérieure à celle associée aux fragments, ce qui témoigne du fait que la dissipation d'énergie se traduit principalement par la dissociation du système initial en particules légères. L'énergie transverse des particules légères et celle des noyaux plus lourds augmentent en valeur absolue avec l'énergie du faisceau. Néanmoins, si l'accroissement de l'énergie transverse maximum des nucléides de charge $Z \leq 2$ évolue régulièrement et de manière importante avec l'énergie incidente, l'énergie transverse maximum des fragments n'augmente sensiblement d'une énergie de faisceau à une autre qu'à partir de 74 MeV/u.

À la vue de l'évolution de $E_{\perp Z \leq 2}$, il est intéressant de comprendre dans quelle mesure l'émission de particules est corrélée à l'énergie disponible. Ainsi, sur la figure 2.8, nous présentons les distributions d'énergie transverse, normalisées à l'énergie du système dans le centre de masse, et ramenée à la proportion de degrés de liberté contribuant à l'énergie transverse. Nous définissons donc les quantités :

$$\varepsilon_{\perp Z \leq 2} = \frac{E_{\perp Z \leq 2}}{(2/3)E_{CM}} \quad (2.28)$$

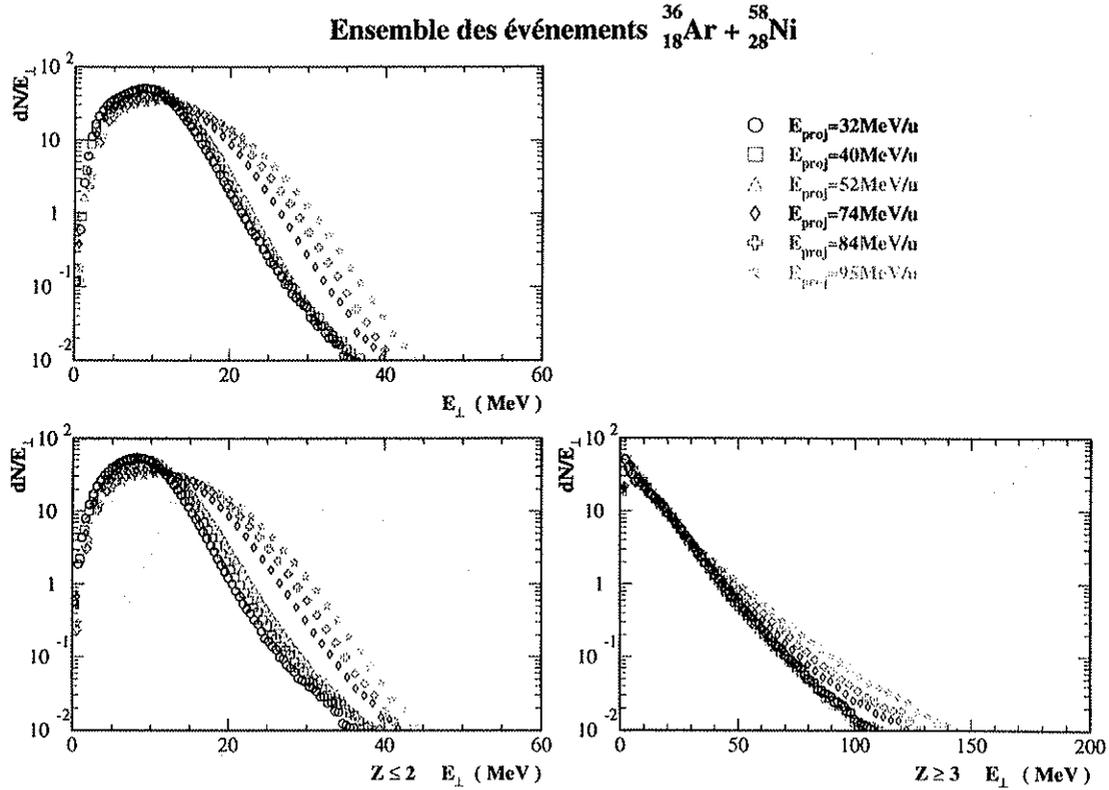


FIG. 2.9 - Évolution des distributions d'énergie transverse par particule, pour les nucléides légers de charge $Z \leq 2$ et pour les fragments de charge $Z \geq 3$, en fonction de l'énergie incidente. Les aires des distributions ont été normalisées.

$$\varepsilon_{\perp Z \geq 3} = \frac{E_{\perp Z \geq 3}}{(2/3)E_{CM}} \quad (2.29)$$

$$\varepsilon_{\perp Tot} = \varepsilon_{\perp Z \leq 2} + \varepsilon_{\perp Z \geq 3} \quad (2.30)$$

Il apparaît nettement sur la figure 2.8 que l'énergie transverse maximum des particules de charge $Z \leq 2$ correspond à une part constante de l'énergie disponible, quelle que soit l'énergie incidente. Ceci peut résulter de l'accroissement linéaire de la multiplicité de ces particules, aussi, nous vérifierons avec la figure 2.9 quel comportement suit l'énergie par particule.

L'énergie transverse renormalisée des fragments $\varepsilon_{\perp Z \geq 3}$ présente, elle, une extension de plus en plus réduite quand l'énergie du noyau projectile augmente. Ceci peut s'interpréter par la présence de réactions *profondément inélastique* [Lef78], au cours desquelles les noyaux en interaction opèrent un mouvement de rotation vis-à-vis de leur centre de masse. Les noyaux se séparent alors dans une direction d'autant plus écartée de l'axe du faisceau que la durée du contact est d'autant plus longue. Ceci se produit quand la vitesse du noyau projectile diminue. Ainsi, il apparaît sur la figure 2.8 que l'énergie transverse des résidus de désexcitation est proportionnellement plus

élevée quand l'énergie du noyau projectile est plus faible.

De plus, nous observons que les distributions de $\varepsilon_{\perp Z \geq 3}$ se superposent entre 74 MeV/u et 95 MeV/u. À ces énergies incidentes, les processus de type *profondément inélastique* ont une amplitude moindre, s'ils existent encore, puisque le temps d'interaction diminue. Ceci explique que $E_{\perp Z \geq 3}$ n'est plus dominée par la contribution de l'énergie transverse des résidus. $E_{\perp Z \geq 3}$ adopte donc le comportement dû à l'émission des nucléides de charge $Z \geq 3$, et se met à évoluer comme celle des particules $Z \leq 2$, proportionnellement à l'énergie incidente.

La figure 2.9 révèle que la valeur la plus probable de l'énergie par particule augmente entre 32 MeV/u et 95 MeV/u, pour les particules $Z \leq 2$. La forme des distributions évolue également et montre une augmentation importante du nombre de particules dans la zone des énergies les plus élevées.

2.4.3 Cas d'un système de masse moyenne : $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$

Nous abordons ici l'étude de $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$, sur les mêmes variables globales que pour $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, afin de mettre en évidence d'éventuelles différences de comportement, dues à la taille finie des noyaux. La dynamique d'énergie de faisceau, disponible pour ce système, est propice à une telle comparaison, puisqu'elle recouvre une partie des énergies incidentes mesurées pour $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, et puisqu'elle est assez étendue.

De plus, ces informations nous serviront d'introduction pour appréhender la recherche de phénomènes critiques dans les réactions centrales de $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$, développée dans la dernière partie de ce mémoire.

Distributions de multiplicité

La figure 2.10 montre les distributions de multiplicité de l'ensemble des particules chargées, des particules $Z \leq 2$, et des particules $Z \geq 3$. Comme pour $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, nous constatons une bosse indiquant une saturation de la multiplicité totale à 25 MeV/u et à 32 MeV/u principalement. Cette bosse s'estompe rapidement au-delà de cette énergie de faisceau. La même caractéristique apparaît pour les distributions de $M_{Z \leq 2}$. L'évolution des distributions de $M_{Z \geq 3}$ est monotone et leur forme est analogue, quelle que soit l'énergie incidente.

Le diagramme en bas à droite de la figure 2.10 résume l'évolution de la multiplicité à mi-hauteur, définie sur la figure 2.6. Comme pour $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, la multiplicité totale évolue linéairement, principalement du fait de la contribution des particules $Z \leq 2$. Quant à elle, la multiplicité des fragments $Z \geq 3$ évolue dans de faibles proportions, de 4.7 à 6.8, entre 25 MeV/u et 50 MeV/u, et semble converger à partir de 45 MeV/u.

Nous constatons donc, comme pour $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, que l'augmentation de l'énergie disponible se traduit essentiellement par l'émission de particules légères, $Z \leq 2$.

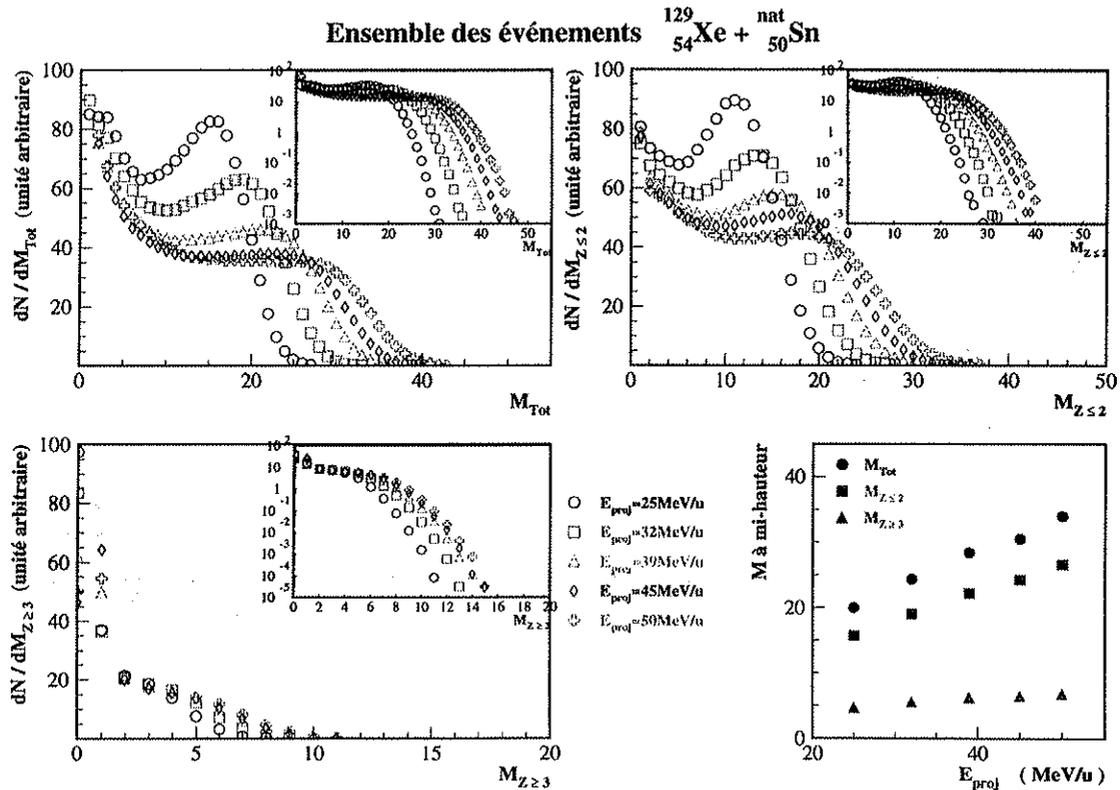


FIG. 2.10 - Comparaison, entre différentes énergies incidentes, des distributions de multiplicité, de l'ensemble des nucléides ε_{Tot} , des particules de charge $Z \leq 2$ $\varepsilon_{Z \leq 2}$ et des fragments de charge $Z \geq 3$ $\varepsilon_{Z \geq 3}$, pour l'ensemble des événements ayant satisfait le critère de déclenchement en multiplicité de l'acquisition $M_d = 4$.

Toutefois, un système de taille moyenne tel que $^{129}_{54}\text{Xe} + \text{nat}_{50}\text{Sn}$, semble plus propice à la désintégration en fragments $Z \geq 3$ qu'un système léger comme $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, puisque leur multiplicité croît légèrement en fonction de l'énergie incidente. Cependant, si on opère un changement d'échelle de la charge seuil, définissant les fragments, proportionnellement aux tailles respectives des systèmes $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ et $^{129}_{54}\text{Xe} + \text{nat}_{50}\text{Sn}$, alors il semble que la production de fragments se comporte de la même manière dans les deux systèmes [Met99]. La nouvelle multiplicité ainsi définie, $M_{Z \geq 8}$, reste presque constante ≈ 2 , de 25 MeV/u à 50 MeV/u.

Énergies transverses

Une première information quantitative sur les degrés de liberté vers lesquels s'effectue la dissipation de l'énergie disponible peut être déduite des distributions d'énergie transverse. Ces variables globales ont été définies précédemment par les expressions 2.27, 2.25 et 2.26

La figure 2.11 permet de comparer l'évolution des énergies transverses empor-

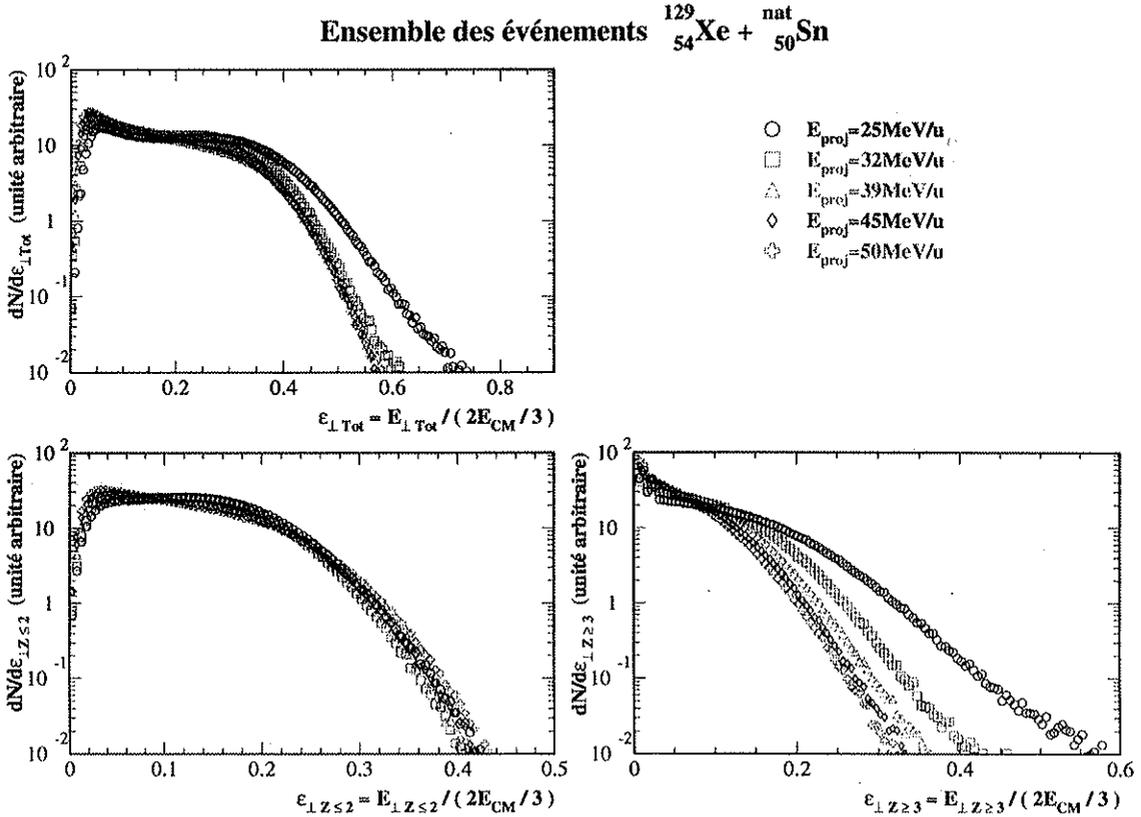


FIG. 2.11 - Comparaison, entre différentes énergies incidentes, des distributions d'énergie transverse renormalisée à l'énergie disponible dans le centre de masse, de l'ensemble des nucléides ϵ_{Tot} , des particules de charge $Z \leq 2$ $\epsilon_{Z \leq 2}$ et des fragments de charge $Z \geq 3$ $\epsilon_{Z \geq 3}$, pour l'ensemble des événements ayant satisfait le critère de déclenchement en multiplicité de l'acquisition $M_d = 4$.

tées par l'ensemble des nucléides, par les particules de charge $Z \leq 2$ et par celles de charge $Z \geq 3$, pour l'ensemble des événements ayant satisfait le seuil de multiplicité de déclenchement de l'acquisition, $M_d = 4$. Les énergies transverse tracées ont été mesurées dans le référentiel du laboratoire et normalisées au deux tiers de l'énergie disponible dans le centre de masse, pour tenir compte des degrés de liberté de mouvement mis en jeu.

Notons que les diagrammes relatifs aux fragments de charge $Z \geq 3$ sont susceptibles d'être biaisés, du fait des seuils de détection, qui nuisent à collection des fragments ou du résidu issu du noyau cible. Les valeurs maximum des énergies transverse sont néanmoins entachées d'un biais de détection minimum, puisqu'elles correspondent à des réactions très dissipatives, qui, comme nous l'avons montré, sont correctement détectées. Cet effet affecte moins les distributions associées aux particules légères, puisque l'efficacité de détection est maximum pour ce type de particules, quel que soit le paramètre d'impact.

Il apparaît nettement que l'énergie transverse totale maximum est proportion-

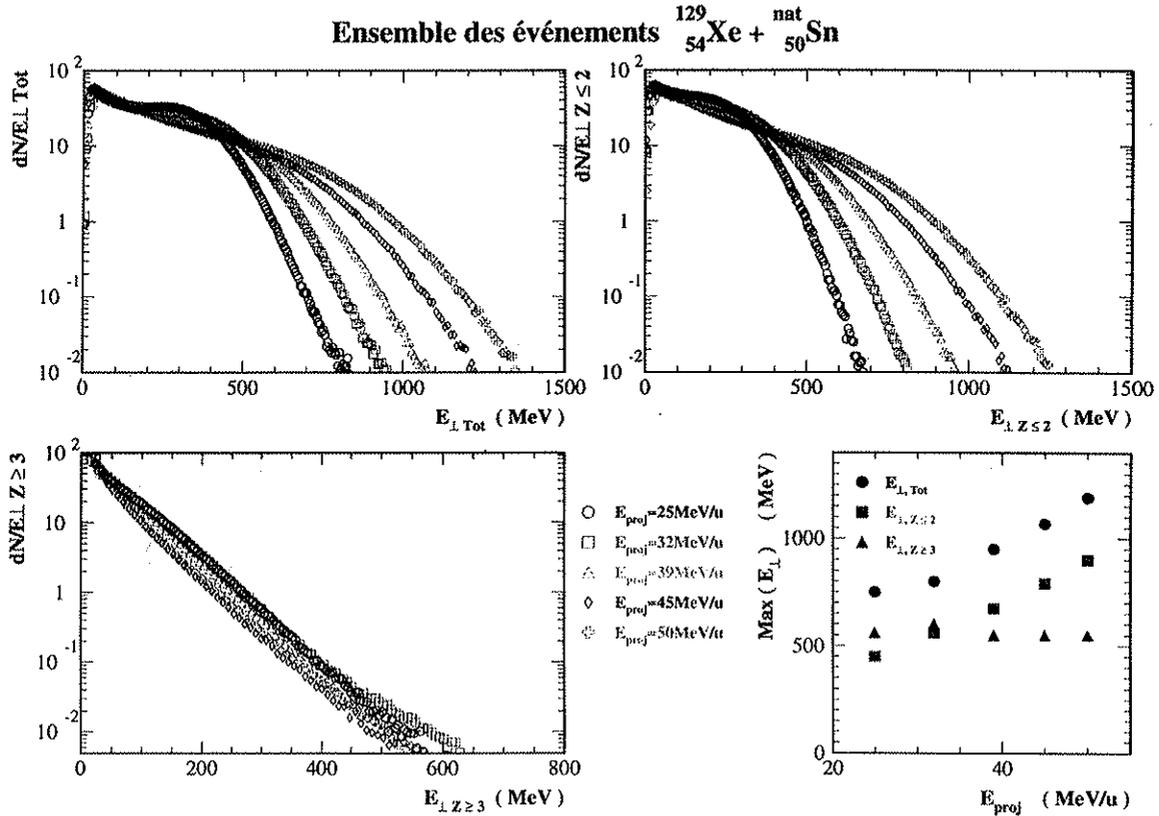


FIG. 2.12 - Comparaison, entre différentes énergies incidentes, des distributions d'énergie transverse totale, de celle des particules de charge $Z \leq 2$ et de celle des fragments de charge $Z \geq 3$, pour l'ensemble des événements ayant satisfait le critère de déclenchement en multiplicité de l'acquisition $M_d = 4$. Sur le diagramme en bas à droite est tracée l'évolution des valeurs maximum de ces trois types d'énergie transverse.

nelle à l'énergie initialement disponible, sauf pour l'énergie incidente de 25 MeV/u qui se distingue des autres énergies faisceau. Ceci peut s'interpréter comme le fait que l'énergie maximum transférée au cours de la collision est proportionnelle à l'énergie disponible. Néanmoins, nous ne pouvons pas savoir si cette énergie a été dissipée, ou si elle a été évacuée par des diffusions directes ou des émissions de pré-équilibre. Ces mécanismes devraient concerner principalement les particules légères.

Si nous nous référons aux contributions à l'énergie transverse totale des particules légères, $Z \leq 2$, et des noyaux $Z \geq 3$, montrées sur la figure 2.11, il s'avère que le comportement observé à 25 MeV/u résulte de l'énergie emportée par les fragments de charge $Z \geq 3$. Cette part importante emmenée par les fragments lourds évoque un mécanisme de nature *profondément inélastique* [Lef78, Gre86], au cours duquel les noyaux incidents tournent autour de la zone de contact⁶, tout en échangeant

6. La vitesse de celle-ci est proche du centre de masse, car l'émission de pré-équilibre atteint de

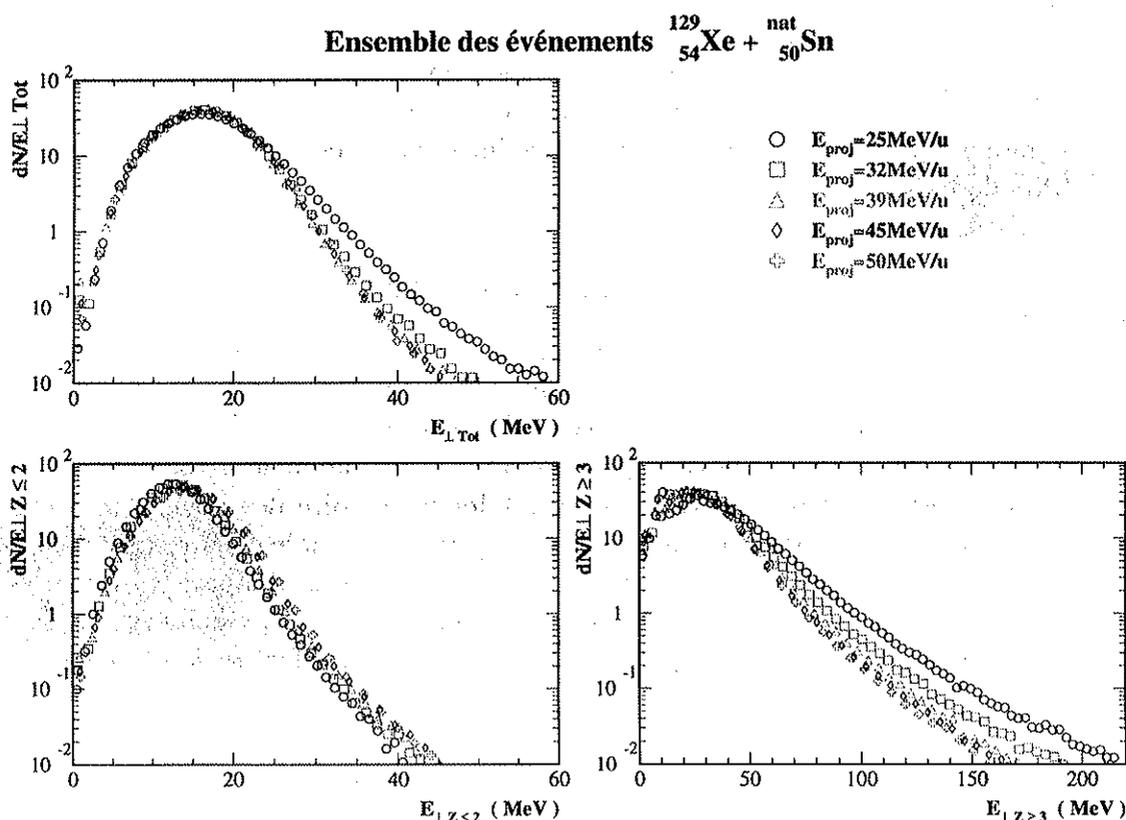


FIG. 2.13 - Comparaison, entre différentes énergies incidentes, des distributions d'énergie transverse totale par particules, des particules de charge $Z \leq 2$ et des fragments de charge $Z \geq 3$, pour l'ensemble des événements ayant satisfait le critère de déclenchement en multiplicité de l'acquisition $M_d = 4$.

des nucléons. Ils possèdent donc un mouvement transverse important au moment de leur séparation, ceci d'autant plus que leur durée d'interaction a été plus longue. Nous constatons sur la figure 2.11 que cet effet s'amointrit rapidement en fonction de l'énergie incidente.

L'attribution des grandes énergies transverse aux mécanismes binaires semble confirmée par les distributions d'énergie transverse par fragment montrées sur la figure 2.13. Il apparaît en effet que les énergies maximum par fragment sont plus élevées à 25 MeV/u et 32 MeV/u qu'aux autres énergies de faisceau. La figure 2.12 établit que la quantité absolue maximum d'énergie transverse emmenée par les noyaux $Z \geq 3$ est approximativement constante et s'élève à environ 600 MeV.

Les particules légères, emportent, quant à elles, une part maximum constante de l'énergie disponible. Or, sur la figure 2.13 montrant les distributions d'énergie transverse par particule concernée, nous pouvons constater que les énergies par particule des nucléides de charge $Z \leq 2$ ont une valeur la plus probable et une valeur maximale faibles proportions $\leq 10\%$, d'après [Sal97].

mum qui évoluent peu avec l'énergie incidente. Si l'énergie moyenne par particule légère augmente peu, alors que l'énergie de l'ensemble de ces particules est proportionnelle à l'énergie incidente, cela signifie que c'est la multiplicité de ces particules qui augmente proportionnellement à l'énergie incidente. Ceci est compatible avec les résultats de la figure 2.10.

2.4.4 Estimations du paramètre d'impact

Les conditions initiales des collisions nucléaires ne sont pas mesurables. Ceci est inhérent à la taille très réduite des noyaux et à l'indétermination sur les noyaux participant à une réaction parmi tout ceux du faisceau et de la cible. En outre, le couplage entre les états des noyaux peut s'opérer avant même leur contact.

Le paramètre d'impact, distance séparant les trajectoire des noyaux incidents, est une grandeur permettant de décrire la configuration initiale de la collision. Cette représentation classique est appropriée lorsqu'on cherche à comprendre les mécanismes de réaction en fonction du recouvrement entre les noyaux incidents.

L'estimation *a posteriori* du paramètre d'impact peut s'effectuer à partir de deux approches différentes.

Critère de forme de l'événement

La première consiste à associer la forme cinématique de la configuration finale au type de mécanisme intervenu pendant la réaction. Les configurations axiales selon les deux plus grands fragments sont associées aux collisions périphériques, pour lesquelles les noyaux incidents ont partiellement interagi et ont conservé la mémoire de la voie d'entrée. Les configurations cinématiques isotropes et compacts sont elles reliées à des événements de fusion plus ou moins complète, pour lesquels l'arrêt du noyau projectile est maximum. Ces configurations sont associées aux paramètres d'impact les plus faibles.

Diverses variables globales constituent des indicateurs réduits de la répartition des particules dans l'espace. Citons les moments de Fox et Wolfram H_k , le rapport d'isotropie R_{iso} , et d'autres variables résultant d'une analyse tensorielle telles que l'angle de l'axe principal de l'ellipsoïde associé θ_{ell} , la sphéricité S , la coplanarité C et l'aplanarité A . L'analyse tensorielle peut décrire la forme de la distribution des impulsions dans l'espace, toutefois, des pondérations permettent de changer la dimension de l'espace étudié. Nous invitons le lecteur à se référer à l'annexe B pour les définitions et commentaires.

Notons néanmoins que ces variables sont sensibles à la complétude et au nombre fini de particules, si bien que leur utilisation doit être limitée aux réactions correctement détectées, voire aux collisions les plus centrales. En outre, parmi les distributions compactes, la répartition sphérique des fragments, dans l'espace des impulsions ou des énergies, est aussi associée aux collisions les plus centrales, ayant engendré apparemment la formation d'une source de fusion quasi-complète. Néanmoins, cette

sélection est susceptible de biaiser le type d'événements retenus, puisqu'elle peut être interprétée comme un signe d'équilibre thermique, lequel n'est probablement pas systématiquement atteint. Aussi, une approche plus générale de l'estimation du paramètre d'impact doit être adoptée.

Distributions inclusives corrélées au paramètre d'impact

Diverses procédures d'estimation du paramètre d'impact sont basées sur l'hypothèse que l'énergie transférée aux degrés de libertés individuels en voie de sortie augmente quand le paramètre d'impact entre noyaux incidents diminue. Cette approche peut s'appliquer à des variables globales telles que la multiplicité, la somme des charges de noyaux $Z \geq 3$ (fréquemment notée Z_{bound}), l'impulsion transverse [Pet95] ou l'énergie transverse. La référence [Pha92] compare l'efficacité de plusieurs variables globales, multiplicité de particules chargées, multiplicité d'hydrogène, la charge à mi-rapidité, ou l'énergie transverse totale.

Quelle que soit la variable globale utilisée, le principe de cette estimation repose sur l'évaluation de la section efficace totale de réaction selon le modèle géométrique des sphères dures [Pha92]. Il existe alors une relation entre la section efficace totale de réaction et le paramètre d'impact, soit :

$$\sigma_{Réac} = \pi b_{max}^2 \quad (2.31)$$

où b_{max} désigne le paramètre d'impact maximum du système. Dans le cadre de ce modèle, b_{max} est la somme des rayons des noyaux incidents : $b_{max} = R_{proj} + R_{cib}$. Si nous nous basons sur la section efficace donnée par la formule 2.11, ceci revient à considérer que le rayon d'interaction des noyaux évolue avec l'énergie incidente.

Une distribution inclusive de la variable X , évoluant de manière monotone en fonction du paramètre d'impact, permet de suivre son évolution. L'échelle en paramètre d'impact se calcule par la relation :

$$b(x) = b_{max} \sqrt{\frac{\int_{x_0}^x N(x) dx}{\int_{x_0}^{x_{max}} N(x) dx}} \quad (2.32)$$

où $N(x)$ désigne le nombre d'événements pour lesquels la variable globale X prend la valeur x .

Nous avons établi au paragraphe précédent que $E_{\perp Z \leq 2}$ est une variable particulièrement robuste, quel que soit le paramètre d'impact considéré. Ceci résulte principalement de l'efficacité élevée d'*INDRA* pour ce type de particules. De plus, les distributions de $E_{\perp Z \leq 2}$, présentées sur la figure 2.8, ont une évolution monotone. L'énergie transverse des particules $Z \leq 2$ semble donc appropriée à l'estimation de l'échelle en paramètre d'impact. Ces particules sont également moins sensibles aux effets de rotation du système. Nous avons en outre appliqué la même procédure à l'énergie transverse totale pour comparer les résultats.

La figure 2.14 montre les distributions d'énergie transverse, à gauche, et l'échelle de paramètre d'impact réduit $b_{red} = \frac{b}{b_{max}}$, calculé avec la relation 2.32, pour $X \equiv \varepsilon_{\perp, Tot}$

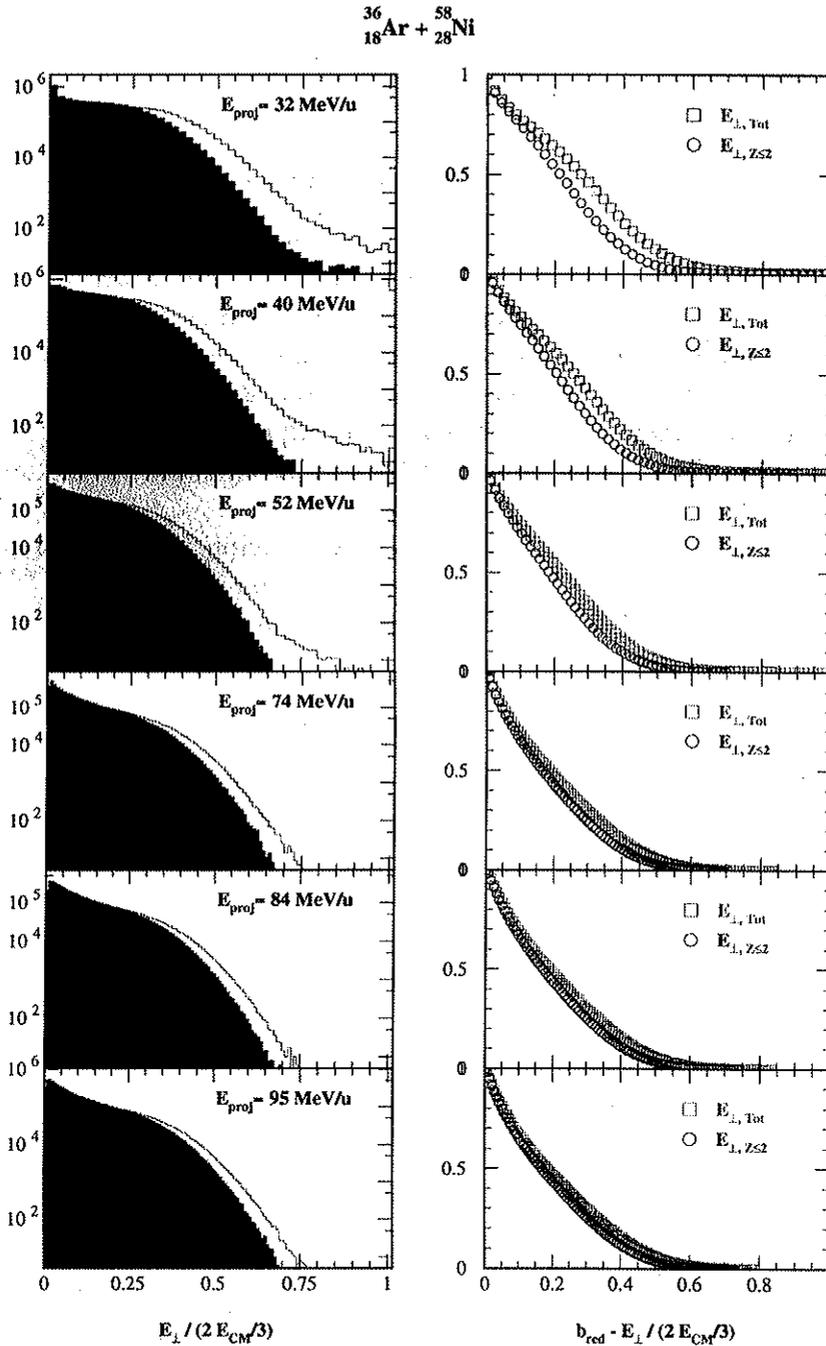


FIG. 2.14 - À gauche : distributions d'énergie transverse totale (ligne) et des particules de charge $Z \leq 2$ (grisé). À droite : correspondance entre le paramètre d'impact et l'énergie transverse totale ou l'énergie transverse des particules de charge $Z \leq 2$ ou $Z \geq 3$. L'axe des abscisses correspond selon les courbes à $E_{\perp, Z \leq 2}$ ou $E_{\perp, Z \geq 3}$.

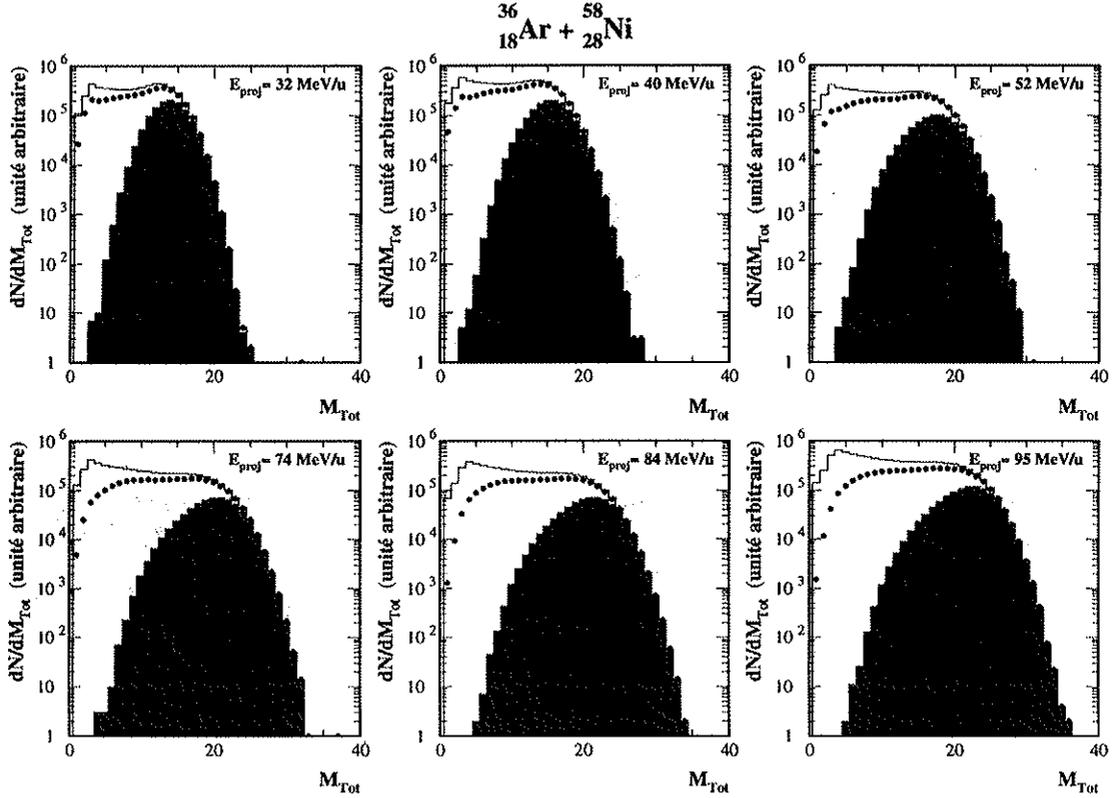


FIG. 2.15 - Comparaison des distributions de multiplicité totale pour l'ensemble des événements ayant satisfait le critère de multiplicité du déclenchement de l'acquisition (ligne), pour les événements tels que $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$ (\bullet) et pour les événements quasi-complets $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$ et $Z_{Tot} \geq 0.8Z_{syst}$ (en grisé).

et $X \equiv \varepsilon_{1,Z \leq 2}$. L'annexe D donne les valeurs correspondantes des limites d'énergie transverse pour dix intervalles de paramètre d'impact réduit. C'est cette échelle qui a été utilisée dans la suite de ces analyses.

2.4.5 Effets de la sélection des événements

Distribution de multiplicité

La figure 2.15 permet de comparer les distributions de multiplicité totale pour l'ensemble des événements ayant satisfait le critère en multiplicité du déclenchement de l'acquisition, avec celles des événements associés à $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$ et avec celles des événements quasi-complets.

Nous observons que les critères de complétude de détection ne retiennent que les collisions ayant occasionné une dissociation importante des noyaux initiaux. Une grande partie des collisions périphériques, correspondant aux multiplicités les plus faibles, sont donc écartées.

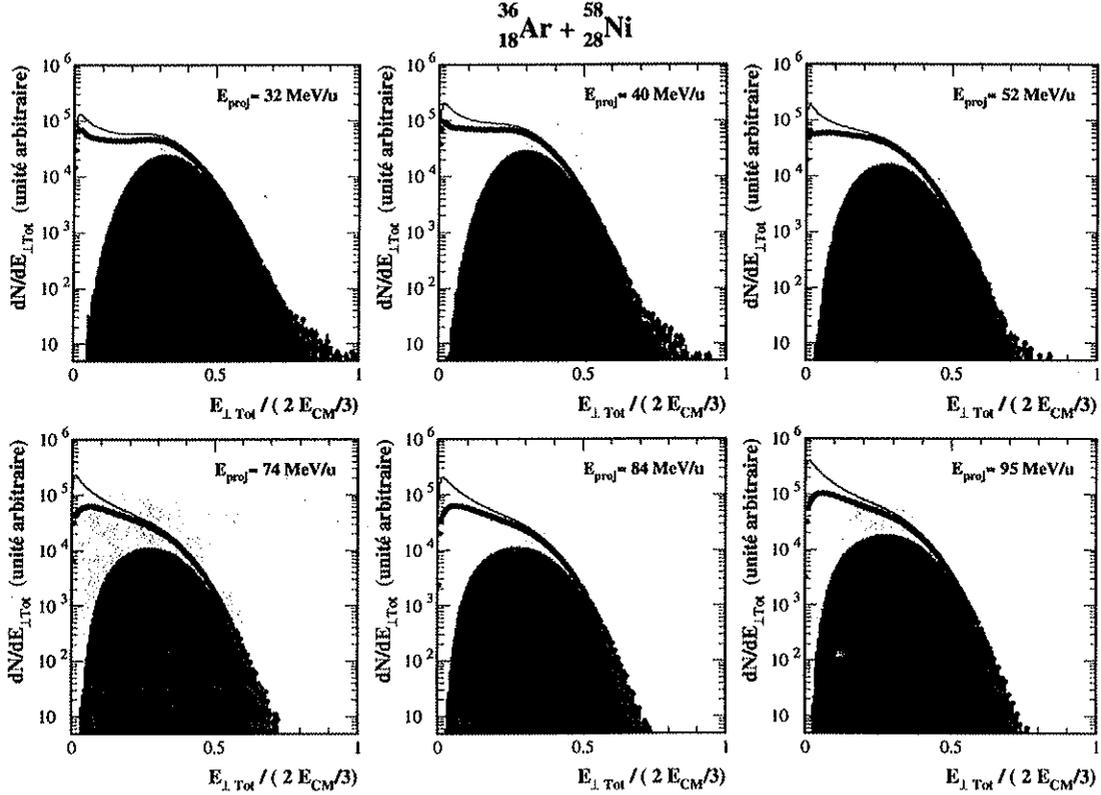


FIG. 2.16 - Comparaison des distributions d'énergie transverse totale pour l'ensemble des événements ayant satisfait le critère de multiplicité du déclenchement de l'acquisition (ligne), pour les événements tels que $\frac{P_{z, Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$ (•) et pour les événements quasi-complets $\frac{P_{z, Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$ et $Z_{Tot} \geq 0.8 Z_{syst}$ (en grisé).

Le critère de détection du résidu du quasi-projectile $\frac{P_{z, Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$ permet, quant à lui, de couvrir une plus grande diversité de multiplicité totale. Toutefois, cette condition exclut certains événements de basse multiplicité. Ces réactions correspondent à des événements pour lesquels quelques particules ont été détectées, mais pour lesquels le résidu du quasi-projectile s'est échappé par le cône de sortie du faisceau. Les événements retenus possèdent une information très incomplète sur la désexcitation de la quasi-cible, mais une information correcte sur celle du quasi-projectile. De plus, cette sélection permet de conserver une statistique bien plus élevée que celle des événements quasi-complets.

Distribution d'énergie transverse.

La figure 2.16 compare les distributions d'énergie transverse totale de l'ensemble des événements, avec celles des réactions satisfaisant $\frac{P_{z, Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$, et celle des événements quasi-complets.

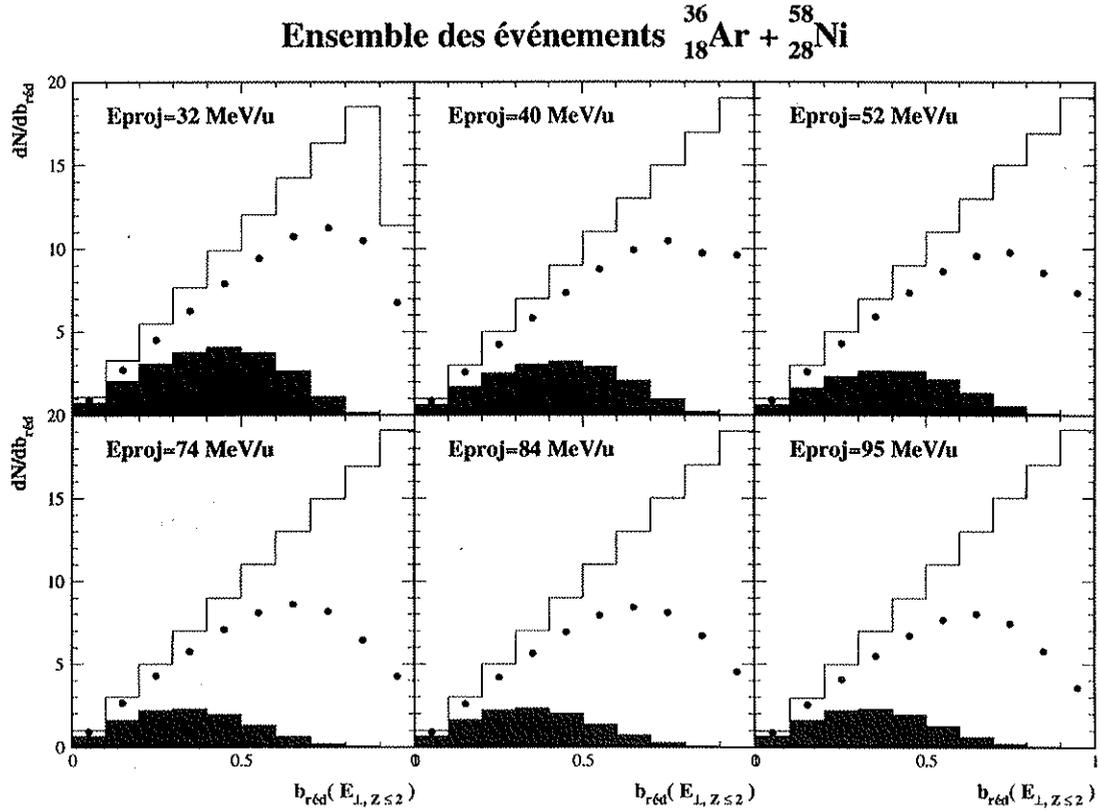


FIG. 2.17 - Comparaison des distributions de paramètre d'impact pour l'ensemble des événements ayant satisfait le critère de multiplicité du déclenchement de l'acquisition (ligne), pour les événements tels que $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$ (●) et pour les événements quasi-complets $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$ et $Z_{Tot} \geq 0.8Z_{syst}$ (en grisé).

Ces diagrammes révèlent nettement que les événements quasi-complets correspondent principalement à des collisions très dissipatives, ayant engendré un entraînement cinématique suffisant du noyau cible. Les réactions concernées sont des collisions centrales et mi-centrales.

Les distributions d'énergie transverse des événements $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$ couvrent un large domaine, associé à une plus grande diversité de collisions permettant de suivre toute la dynamique de la dissipation d'énergie avec une information suffisante. Ce domaine d'énergie transverse traduit l'intervalle de paramètre d'impact exploré par les événements satisfaisant ces conditions.

Distribution de paramètre d'impact

L'observation du paragraphe précédent est confirmée par les distributions en paramètre d'impact, associées à ces différents ensembles d'événements, tracées sur la figure 2.17. Le paramètre d'impact a été évalué à partir des distributions d'énergie

transverse $E_{\perp} z_{\leq 2}$. La distribution de paramètre d'impact de l'ensemble des événements est triangulaire, ce qui indique que tous les événements sont pris en compte. La distribution de paramètre d'impact des événements $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$, atteint sa valeur la plus probable à $b_{red} = 0.75$ à 32 MeV/u, mais du fait de la focalisation des résidus du quasi-projectile en deçà de l'angle minimum de la première couronne, la valeur la plus probable diminue à $b_{red} = 0.65$ à 95 MeV/u. La forme triangulaire de la distribution de paramètre d'impact des événements satisfaisant $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$ est aussi mieux préservée à 32 MeV/u qu'à 95 MeV/u. Les événements quasi-complets correspondent à des collisions plus centrales que les précédents. La valeur la plus probable passe des collisions mi-centrales $b_{red} = 0.45$ à 32 MeV/u, aux collisions centrales $b_{red} = 0.3$ à 95 MeV/u.

En résumé, la diversité de la statistique est supérieure pour la sélection s'assurant de la détection du résidu du quasi-projectile, $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$, que pour la complétude. De plus, la répartition des paramètres d'impact explorés par les différentes classes d'événement, passe des collisions mi-périphériques $b_{red} = 0.65$ pour $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$, aux collisions mi-centrales $b_{red} = 0.35$.

La contrainte $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$ est donc mieux adaptée à décrire l'ensemble des mécanismes d'interaction que sur la complétude.

2.5 Conclusion

Nous avons constaté qu'*INDRA* permet de détecter les collisions d'ions lourds des plus périphériques aux plus centrales, en fournissant une quantité de réactions suffisante pour mener des analyses statistiques fiables.

La qualité de détection des collisions périphériques dépend essentiellement de la collection des résidus du noyau projectile et du noyau cible, qui emportent une part importante de la charge. La détection du premier est limitée par la valeur de l'angle d'effleurement du noyau projectile, lorsqu'elle devient inférieure à l'angle minimum de la première couronne. Cette situation apparaît pour $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, au-delà d'une énergie de faisceau de 74 MeV/u. La détection du second est, quant à elle, restreinte par l'entraînement de la quasi-cible, au cours de l'interaction et de sa désexcitation, du fait des seuils de détection. De plus, pour $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, la prise de données a été limitée par l'absence des chambres à ionisation, aux angles polaires supérieurs à 90° dans le laboratoire. Ceci a affecté la détection des fragments principalement.

La proportion d'événements mesurés, dans lesquels le résidu du quasi-projectile a été détecté, sélectionnés par $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$, varie entre 50% à 32 MeV/u et 35% à 95 MeV/u. Ces événements couvrent l'ensemble des paramètres d'impact.

Les collisions centrales figurent parmi les mieux détectées. Ceci résulte de la bonne efficacité de détection d'*INDRA* pour les noyaux légers et de sa couverture en angle solide proche de 90% de 4π sr, permettant une collection des réactions ayant mené à une multiplicité élevée. Les valeurs maximum de multiplicité et d'énergie totale sont donc mesurées correctement.

INDRA fait preuve d'une bonne aptitude à détecter les événements quasi-complets, caractérisés par $\frac{P_{Z_{Tot}}}{P_{proj}} \geq 0.6$ et $Z_{Tot} \geq 0.8Z_{sys}$. Ils représentent entre 10% et 15% du total des réactions. Ces événements correspondent en moyenne à un paramètre d'impact réduit d'environ $b_{red} = 0.35$, mais leur distribution présente une largeur importante.

L'augmentation de l'énergie disponible se traduit par la dissociation du système initial en un nombre linéairement croissant de particules de charge $Z \leq 2$, quelle que soit la masse initiale du système. Des multiplicités totales de particules chargées, proches du nombre initial de protons, sont atteintes. Pour ${}^{36}_{18}\text{Ar} + {}^{58}_{28}\text{Ni}$, la valeur M_{Tot} passe de 15 à 24, quand l'énergie incidente varie de 32 MeV/u à 95 MeV/u. L'émission de particules de charge $Z \leq 2$ est le principal mode de décroissance du système excité. Le nombre à mi-hauteur de particules de charge $Z \leq 2$ évolue de $M_{Z \leq 2} = 13.5$ à $M_{Z \leq 2} = 21.5$ entre 32 MeV/u et 95 MeV/u. Cette tendance est d'autant plus marquée que le système est plus léger, car, dans ce cas, $M_{Z \geq 3}$ reste approximativement constante: $M_{Z \geq 3} \approx 2.2$.

Pour ${}^{36}_{18}\text{Ar} + {}^{58}_{28}\text{Ni}$, ce nombre à mi-hauteur quasi-constant de fragments $Z \geq 3$ est atteint, $M_{Z \geq 3} = 2.2$, quelle que soit l'énergie incidente. Cette valeur croît légèrement pour ${}^{129}_{54}\text{Xe} + {}^{nat}_{50}\text{Sn}$.

Pour un système léger tel que ${}^{36}_{18}\text{Ar} + {}^{58}_{28}\text{Ni}$, l'énergie transverse totale est proportionnelle à l'énergie disponible. Cet effet provient principalement de l'augmentation quasi-linéaire de $M_{Z \leq 2}$ et dans de moindres proportions de l'évolution de la forme des distributions d'énergie transverse par particule. Ces dernières révèlent l'augmentation du nombre de particules $Z \leq 2$ de grande énergie transverse dans les queues de distribution, surtout pour les énergies incidentes au-delà de 52 MeV/u.

L'énergie transverse maximum des fragments $Z \geq 3$ contient, quand à elle, une part décroissante de l'énergie disponible, mais correspond à une quantité absolue maximum approximativement constante, qui s'élève à environ 300 MeV pour ${}^{36}_{18}\text{Ar} + {}^{58}_{28}\text{Ni}$, et à environ 600 MeV pour ${}^{129}_{54}\text{Xe} + {}^{nat}_{50}\text{Sn}$. Nous avons suggéré que $E_{\perp, Z \geq 3}$ est maximum pour les collisions de type *profondément inélastique*. Nous le confirmerons pour ${}^{129}_{54}\text{Xe} + {}^{nat}_{50}\text{Sn}$, en écartant les configurations binaires des configurations sphériques, ce qui a pour conséquence d'éliminer les réactions de $E_{\perp, Z \geq 3}$ maximum.

La compréhension du transfert de l'énergie incidente, la capacité à dissiper de l'énergie dans un noyau, doivent donc être appréhendées par l'intermédiaire de l'étude de l'émission de particules chargées légères, qui joue un rôle prépondérant dans un système léger. Nous allons donc poursuivre cette analyse en nous attachant à caractériser ces processus d'émission.

Chapitre 3

Propriétés du quasi-projectile - Émissions statistique et dynamique

Sommaire

3.1	Sélection des réactions	72
3.1.1	Caractère binaire des réactions	73
3.1.2	Sélection préalable	76
3.1.3	Vitesses des fragments	76
	Définitions	77
3.1.4	Distributions de vitesse parallèle	77
3.1.5	Raffinements des critères de sélection	79
3.1.6	Validité de la sélection	79
3.2	Caractéristiques des réactions sélectionnées	81
3.2.1	Énergies transverses des événements en coïncidence	81
3.2.2	Corrélations au paramètre d'impact	81
3.3	Propriétés du résidu du quasi-projectile	84
3.3.1	Interprétation des spectres en vitesse	84
3.3.2	Sections efficaces de production des résidus du quasi-projectile	85
3.3.3	Dispersion angulaire	90
3.3.4	Processus de désexcitation	92
	Fragmentation du quasi-projectile	92
3.4	Modèle d'émission thermique de particules	93
3.4.1	Section efficace d'émission thermique	93

3.4.2	Énergies transverses au faisceau	95
3.4.3	Relation entre les vitesses de sources	96
3.4.4	Barrières coulombiennes d'émission	97
3.4.5	Influence du dispositif de détection	98
	Facteurs limitatifs de la détection	98
3.4.6	Influence de la dispersion de la vitesse de source	98
3.4.7	Résumé	99
3.5	Analyses de l'émission de particules	101
3.5.1	Évidences expérimentales	101
	Caractère binaire de l'émission de particules	101
	Distributions de vitesse parallèle	103
	Énergie transverse moyenne des particules	107
3.6	Analyses des sources d'émission	109
3.6.1	Modèle adopté	110
3.6.2	Émission de ^1H	111
	Distributions en vitesse parallèle	111
	Énergie transverse moyenne en fonction de v_z	113
	Température des sources d'émission	113
	Intensité des sources d'émission	115
	Définitions	115
	Résultats	116
3.6.3	Émission de ^4He	116
	Distributions en vitesse parallèle	116
	Énergie transverse moyenne en fonction de v_z	117
	Intensité des sources d'émission	120
3.6.4	Émission au niveau des traînes	121
	Contributions de l'émission au niveau des traînes	121
	Scénario d'émission hors équilibre	121
	Caractérisations futures	125
3.6.5	Reconstruction du quasi-projectile	126
3.6.6	Énergie d'excitation	127
3.6.7	Températures isotopiques	127
3.7	Conclusion	128

Nous abordons ici l'étude des processus d'émission de particules dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi. Ces analyses sont directement reliées aux enjeux les plus actuels de cette discipline de la physique nucléaire.

Ses principaux thèmes d'étude portent sur la mise en évidence expérimentale des mécanismes de réaction entre ions lourds et des modes de production de noyaux excités : fusion, réaction à caractère binaire, fission, émission dynamique au col.

Ils concernent aussi la compréhension des processus de transfert de l'énergie incidente et la description des modes de désexcitation, émission thermique de noyaux, émission par la zone de recouvrement entre noyaux, émission de pré-équilibre [Bor90]. Ces mécanismes résultent des effets conjugués de l'interaction entre nucléons, du principe d'exclusion de Pauli, auquel ces derniers sont soumis, et de leurs propriétés de transport.

Il s'agit aussi d'examiner l'effet de la taille des noyaux incidents sur les mécanismes mis en jeu.

Les contributions de ces phénomènes sont évaluées par l'intermédiaire de leur section efficace. Il faut aussi caractériser l'état des noyaux formés en termes de masse, d'énergie d'excitation et d'équilibre thermique ou thermodynamique.

L'étude des processus de désexcitation permet d'accéder à ces informations. Il s'agit d'évaluer la quantité d'énergie dissipée dans les noyaux, et de suivre son évolution, lorsque l'énergie disponible augmente. Il faut aussi déterminer s'il existe une température limite dans les noyaux [Riv93]. Il a déjà été prouvé que les collisions d'ions lourds engendrent des énergies d'excitation suffisantes, pour conduire à la dissociation complète du système en particules légères, phénomène qualifié de vaporisation [Bor96, Riv96, Mul92].

La fragmentation du système constitue une voie de désexcitation, qui prend de l'importance dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi. La détermination des échelles de temps mises en jeu revêt un caractère crucial pour distinguer les mécanismes, de production statistique des fragments, ou de multifragmentation dynamique [Gua96]. Les formes des systèmes composites formés jouent un rôle essentiel, en particulier pour les configurations non compactes.

Ces thèmes ont été l'objet de nombreuses études antérieures, et de nombreuses revues de ces analyses existent [Dur95]. Toutefois, d'importants progrès restent à réaliser pour caractériser tout ces processus, établir les lois de dissipation d'énergie dans les collisions d'ions lourds et décrire précisément les processus de désexcitation mis en jeu.

La compréhension de ces phénomènes trouve des applications en astrophysique et dans les études de transmutation des déchets issus de la production électro-nucléaire.

Dans ce chapitre, nous nous consacrons à la caractérisation des processus d'émission de particules légères. Nous tenterons d'identifier les sources d'émission, de comprendre l'évolution de leurs caractéristiques, en fonction de l'énergie incidente et du paramètre d'impact de la collision. Nous nous consacrerons aussi à l'étude des mécanismes de formation d'un quasi-projectile excité et de ses modes de désexcitation.

Dans le premier paragraphe, nous mettrons en évidence le caractère apparemment binaire des réactions $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$. Nous entreprendrons donc de sélectionner des réactions bien définies en terme de paramètre d'impact, et pour lesquelles nous aurons une connaissance précise de l'état du résidu du quasi-projectile. Le critère retenu est basé sur la charge du résidu du quasi-projectile, détecté dans chaque événement.

Dans le deuxième paragraphe, nous décrirons les propriétés des événements ainsi sélectionnés. Nous prouverons que nos critères de sélections sont étroitement corrélés à l'échelle de paramètre d'impact définie précédemment. Nous calculerons la section efficace de production des résidus du quasi-projectile.

Dans le troisième paragraphe, nous définirons le cadre théorique de la description de l'émission de particules par une source thermalisée. Nous exposerons également comment la forme d'une source d'émission est modifiée par les fluctuations de vitesse événement par événement.

Dans le quatrième paragraphe, nous nous consacrerons à l'étude des propriétés cinématiques des particules légères émises en coïncidence avec un résidu du quasi-projectile de charge donnée. Les mesures font apparaître qu'au moins trois sources d'émission doivent être invoquées pour expliquer la répartition des particules dans l'espace des vitesses et pour reproduire l'énergie transverse moyenne des particules le long de l'axe parallèle au faisceau.

Dans le cinquième paragraphe, nous caractériserons les sources correspondantes en terme d'intensité d'émission et de température. Nous interpréterons les résultats obtenus pour les protons, afin d'expliquer les processus mis en jeu. Nous montrerons que l'émission des ^4He fait apparaître des propriétés originales. Cette fois encore, nous proposerons une interprétation de l'émission de ces particules, permettant de reproduire les mesures. Nous reconstruirons alors le quasi-projectile, et les proportions de particules émises par les diverses sources, à partir de ces résultats.

Enfin, nous expliquerons comment valider notre modèle de sources d'émission de clusters légers, par des analyses futures.

3.1 Sélection des réactions

La sélection des réactions permet de résoudre en grande partie, deux difficultés apparaissant dans les collisions d'ions lourds.

D'une part, la complétude de la détection des produits de la réaction est soumise aux imperfections du détecteur. D'autre part, les réactions entre ions lourds se caractérisent par une grande variété de mécanismes, qui se traduit par une importante diversité de configurations finales accessibles.

Imposer des sélections sur les événements permet d'isoler les réactions détectées de manière suffisamment fiable, pour réaliser des analyses non biaisées par le manque d'information. De plus, la sélection des événements vise également à rassembler des réactions dans lesquelles se sont manifestés des phénomènes semblables, en les triant

selon leur configuration finale.

Les ensembles cohérents de réactions nucléaires, qui résultent de ces contraintes, sont propices à la réalisation d'études statistiques. Les propriétés moyennes que nous en tirerons seront alors, très probablement, représentatives de l'échantillon d'événements étudié et des processus qui s'y sont manifestés.

Les critères de sélection requis reposent généralement sur des variables globales. Les principales variables globales, utilisées à ce jour dans les analyses de collisions d'ions lourds, sont rappelées dans l'annexe B.

Dans un premier temps, nous allons révéler le caractère apparemment binaire des collisions $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ entre 32 MeV/u et 95 MeV/u. Ceci nous conduira à baser notre critère de sélection des réactions, sur la charge du résidu du quasi-projectile détecté. Ce type de sélection en coïncidence avec un résidu du quasi-projectile a été utilisé lors d'études précédentes [Day86]. Nous raffinerons alors nos contraintes de sélection. Puis, nous vérifierons la qualité de la sélection proposée. Ces étapes préalables serviront d'introduction à l'analyse proprement dite des réactions $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ pour des énergies de faisceau comprises entre 32 MeV/u et 95 MeV/u.

3.1.1 Caractère binaire des réactions

Certaines évidences expérimentales révèlent que les collisions entre noyaux légers, aux énergies de faisceau comprises entre 30 MeV/u et 100 MeV/u, manifestent un aspect essentiellement binaire [Pet95, Ste96, Nal96]. Cette désignation signifie qu'un quasi-projectile et qu'une quasi-cible persistent après l'interaction des noyaux incidents. Cependant, ceci n'exclut pas la présence d'une source d'émission à des vitesses intermédiaires [Lef99].

Dans un premier temps, nous allons examiner l'ensemble des événements, sans condition, afin de ne pas biaiser nos sélections ultérieures. Ces événements n'ont été soumis qu'à la seule contrainte en multiplicité du déclenchement de l'acquisition : $M_{Tot} \geq M_d$.

Les diagrammes de la figure 3.1 montrent les distributions de vitesse parallèle au faisceau des nucléides de charge $Z \geq 3$, en fonction de leur charge. La vitesse parallèle est exprimée dans le centre de masse du système et normalisée à celle du noyau projectile, afin de pouvoir comparer les distributions pour les énergies de faisceau de 32 MeV/u à 95 MeV/u.

Ces diagrammes de corrélation présentent un aspect similaire quelle que soit l'énergie incidente. Ils évoluent entre 32 MeV/u et 52 MeV/u, puis se stabilisent à partir de 74 MeV/u. Nous remarquons la présence de deux modes principaux, alignés sur des vitesses proches de la vitesse du noyau projectile et de celle du noyau cible, dont les valeurs sont rappelées par les flèches. La dissymétrie entre les positions de ces vitesses vis-à-vis de la vitesse du centre de masse, qui correspond ici à zéro, reflète l'asymétrie de masse des noyaux incidents. La séparation cinématique de ces deux bosses est plus évidente quand l'énergie incidente augmente.

Dans la bosse proche de la vitesse du noyau projectile, les lignes de niveau sont

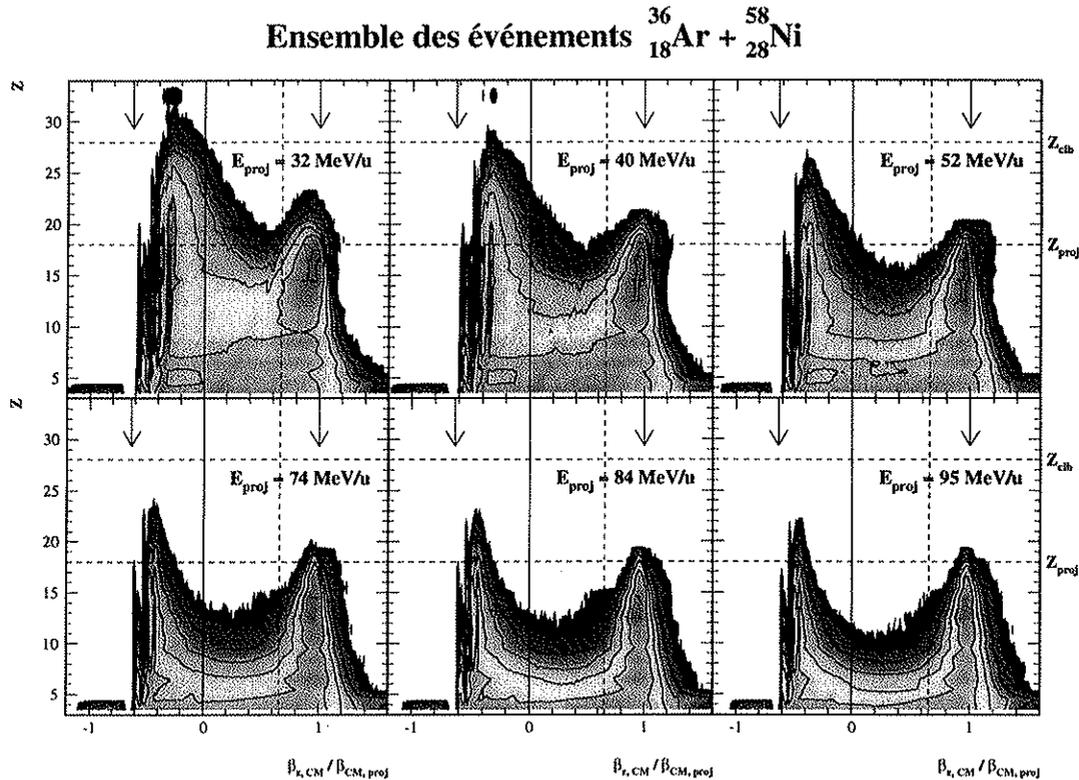


FIG. 3.1 - Distributions de charge en fonction de la vitesse parallèle au faisceau exprimée dans le référentiel du centre de masse. Les flèches rappellent la valeur de la vitesse du projectile et celle de la cible. La ligne en tiret est la limite à 80% de la vitesse du projectile dans le laboratoire. L'échelle en cote est logarithmique afin de faire apparaître les noyaux de charges les plus élevées.

relativement étroites et verticales autour des charges élevées, ce qui signifie que l'amortissement des quasi-projectiles est assez faible au cours de l'interaction. Les nucléides de charges les plus élevées correspondent à des résidus du quasi-projectile dont la charge a peu changé durant l'interaction, puis au cours de sa désexcitation, et qui ont été peu ralentis. L'énergie dissipée dans ces collisions est donc faible. En conséquence, ces événements sont associés à des réactions périphériques où l'identité des noyaux initiaux est partiellement préservée. Les lignes de niveau dessinent une crête qui s'étend jusqu'à des valeurs inférieures à la moitié de la charge du noyau projectile. Il apparaît donc qu'une grande variété de résidus du quasi-projectile résultent des collisions binaires.

Les lignes de niveau s'élargissent, lorsque la charge des fragments détectés décroît, et tendent à former une traîne vers les plus faibles vitesses. Cette dispersion en vitesse plus large traduit une plus grande variété de dissipation et de voies de désexcitation. Ces noyaux de charge plus faibles peuvent être des résidus du quasi-projectile issus de collisions très dissipatives, ou résulter de la dissociation statistique ou hors équilibre du système. La position du maximum de la distribution en vitesse parallèle diminue

quand la charge des fragments décroît, ce qui suggère qu'un amortissement plus important du quasi-projectile, conduit à un résidu du quasi-projectile plus léger. Ceci serait compatible avec une émission statistique dans laquelle serait dissipée plus d'énergie d'excitation.

Le mode centré sur la vitesse du noyau cible est tronqué du côté des vitesses légèrement supérieures à celle du noyau cible du fait des seuils de détection. Les seuils, correspondant à la perte d'énergie des noyaux dans la feuille d'entrée en mylar des chambres à ionisation, s'élèvent à environ 1 MeV. Mais la traversée des deux étages, pour que l'identification soit possible, est plus restrictive. Les seuils en vitesse sont d'autant plus élevés que les noyaux sont plus lourds, d'où l'inaptitude à détecter les noyaux de masses proches de celle de la cible en cinématique directe. Par ailleurs, un nucléide ayant laissé toute son énergie cinétique dans une chambre à ionisation ne peut être identifié en charge. Enfin, les chambres à ionisation situées au-delà de 90° dans le laboratoire n'étaient pas installées au cours des mesures réalisées sur le système $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, ce qui explique la coupure brutale de statistique pour des vitesses parallèles inférieures à celle du noyau cible.

Nous observons que la charge des fragments les plus lourds décroît lorsque leur vitesse parallèle passe de la vitesse du noyau cible aux valeurs légèrement supérieures à celle du centre de masse. Ceci ressemble à l'observation réalisée pour la branche proche de la vitesse du noyau projectile. Néanmoins, des fragments de charge élevée persistent pour des vitesses supérieures à la vitesse du centre de masse. Comme les réactions $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ correspondent à une cinématique directe, il est peu vraisemblable que ces noyaux, de charge proche de celle du noyau cible, soient des résidus de la quasi-cible. Ceci suggère la présence de réactions de fusion incomplète. Ce phénomène apparaît essentiellement aux énergies incidentes inférieures à 52 MeV/u, dans le domaine des vitesses avoisinant celle du centre de masse. La charge des éventuels résidus de fusion atteint $Z \approx 27$ à 32 MeV/u, $Z \approx 24$ à 40 MeV/u et $Z \approx 19$ à 52 MeV/u. La charge maximum de ces fragments décroît donc assez vite quand l'énergie incidente augmente. Des analyses adaptées ont évalué la section efficace absolue de fusion à 200 mb [Nal98], à comparer aux 3000 mb de section efficace totale de réaction, à 32 MeV/u. Ce processus reste donc rare et disparaît rapidement dans les systèmes légers quand l'énergie du noyau projectile croît [Bis96, Col96].

Entre ces deux bosses, les nucléides, de charge $Z = 3$ et $Z = 4$ principalement, peuplent continûment le domaine de vitesse entre celle du projectile et celle de la cible. Ils peuvent résulter de la fragmentation de noyaux incidents dans les collisions les plus centrales ou provenir d'une émission hors équilibre, comme ceci a été mis en évidence dans un système plus lourd, $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$ [Luk97].

Par ailleurs, l'asymétrie de masse des noyaux initiaux semble être conservée dans les résidus, ce qui indique que l'échange de matière s'opère lentement entre les noyaux en interaction. Ceci est notamment lié à la durée de leur interaction.

En résumé, l'accumulation de nucléides à des vitesses proches de celle du noyau projectile et de celle du noyau cible semble pouvoir être attribuée à la persistance d'une source d'émission à ces vitesses. Ces sources sont probablement associées à la

désexcitation d'un quasi-projectile et d'une quasi-cible, suite à la dissipation d'énergie durant leur interaction.

Il apparaît donc, dans l'ensemble inclusif des événements, que les réactions nucléaires aux énergies de Fermi entre noyaux légers présentent un caractère binaire assez marqué. Ce comportement apparent résulte de l'observation que la cinématique des noyaux initiaux est essentiellement préservée parmi les produits de la réaction résultant de la collision.

3.1.2 Sélection préalable

Nos analyses seront notamment consacrées à la caractérisation des mécanismes de formation et de désexcitation des résidus du quasi-projectile résultants des collisions d'ions lourds. Nous exigerons donc la présence du résidu du quasi-projectile, parmi les produits de réaction détectés, dans les événements que nous étudierons.

Si nous nous reportons à la figure 2.3 montrant les distributions d'impulsion totale détectée normalisée à l'impulsion incidente, en fonction de la charge détectée, il apparaît que les événements ayant donné lieu à une détection du résidu du quasi-projectile se trouvent en grande majorité dans la zone $\frac{P_{Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$.

Ainsi, cette première contrainte sur l'impulsion totale détectée est nécessaire pour isoler des événements dans lesquels, le résidu du quasi-projectile a été recueilli. Néanmoins, cette seule condition risque de ne pas être suffisamment restrictive sur la catégorie de réactions sélectionnées, puisque la figure 3.1 montre qu'une grande diversité de fragments apparaissent dans les réactions $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$. Aussi, nous sélectionnerons également chaque événement, selon la charge du résidu du quasi-projectile détecté.

Par ailleurs, nous veillerons à éliminer les empilements de réactions, en imposant de plus $P_{Tot} \leq 1.2 P_{proj}$.

Avant de sélectionner les réactions sur la charge du résidu du quasi-projectile détecté, nous nous intéresserons à l'ensemble des noyaux de charge donnée. Cette première étape, nous permettra de décider de critères de sélection plus précis, afin d'isoler spécifiquement les résidus du quasi-projectile.

3.1.3 Vitesses des fragments

La figure 3.1 suggère de pouvoir déterminer la provenance des noyaux à partir de leur vitesse parallèle à l'axe du faisceau. Nous nous intéresserons donc à leur distribution de vitesse parallèle à charge fixée.

Afin de pouvoir comparer les grandeurs physiques en fonction de la vitesse des particules à des énergies de faisceau différentes, nous normaliserons les vitesses à celle du noyau projectile. Nous présentons donc préalablement les définitions et les conventions que nous utiliserons ultérieurement.

Définitions

Nous désignerons la vitesse normalisée à celle du noyau projectile par la variable :

$$\vec{v} = \frac{\vec{\beta}}{\|\vec{\beta}_{proj}\|} = \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

où $\vec{\beta}$ désigne la vitesse du nucléide considéré, exprimée en fraction de la célérité de la lumière.

Rappelons que la définition des composantes de la vitesse est entachée d'une incertitude, résultant de trois facteurs.

D'une part, la granularité d'*INDRA* limite la précision de la direction attribuée aux particules.

De plus, le calcul des vitesses fait intervenir la masse de l'isotope considéré. Or, la masse des nucléides n'est identifiée que pour les isotopes de charges $Z \leq 3$, dans la limite des seuils donnés dans le tableau 1.4. Ainsi, les vitesses des noyaux de charge $Z \geq 3$ sont entachées d'une incertitude liée à l'adéquation de la masse du noyau détecté et de celle donnée par la formule 1.8.

Enfin, la dérive de la réponse des détecteurs, altère la validité des étalonnages, et introduit une incertitude supplémentaire sur la valeur de l'énergie intervenant dans le calcul de la vitesse. Nous l'avons corrigée dans le cas des phoswichs, dont l'étalonnage initial n'était pas correct.

Dans la suite de nos analyses, nous nous référerons fréquemment à la projection de la vitesse normalisée sur l'axe parallèle au faisceau, v_z , sous la dénomination de vitesse parallèle normalisée. Nous utiliserons également la notation $v = \|\vec{v}\|$.

Nous pouvons maintenant examiner les distributions de vitesse parallèle normalisée.

3.1.4 Distributions de vitesse parallèle

Les points ((•)) de la figure 3.2 correspondent aux distributions de vitesse parallèle normalisée de tous les noyaux de charge donnée, détectés dans les collisions mesurées aux énergies incidentes de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u.

L'absence de statistique pour les vitesses parallèles normalisées inférieures à 0 révèle l'absence des chambres à ionisation des couronnes 13 à 17 lors de la prise de données sur le système $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$.

Conformément à la figure 3.1, il apparaît deux modes, d'autant mieux définis que la charge requise en coïncidence est plus grande et que l'énergie du faisceau est plus élevée. Pour les charges élevées, le pic à $v_z = 0$ est constitué de résidus de la quasi-cible et celui à $v_z = 1$ de résidus du quasi-projectile, les vitesses parallèles intermédiaires étant peuplées de fragments issus de la cassure de la quasi-cible ou de la fragmentation d'une source de fusion incomplète. Pour les charges peu élevées, les diverses contributions de production de fragments tendent à se superposer sur

Distribution en vitesse des fragments

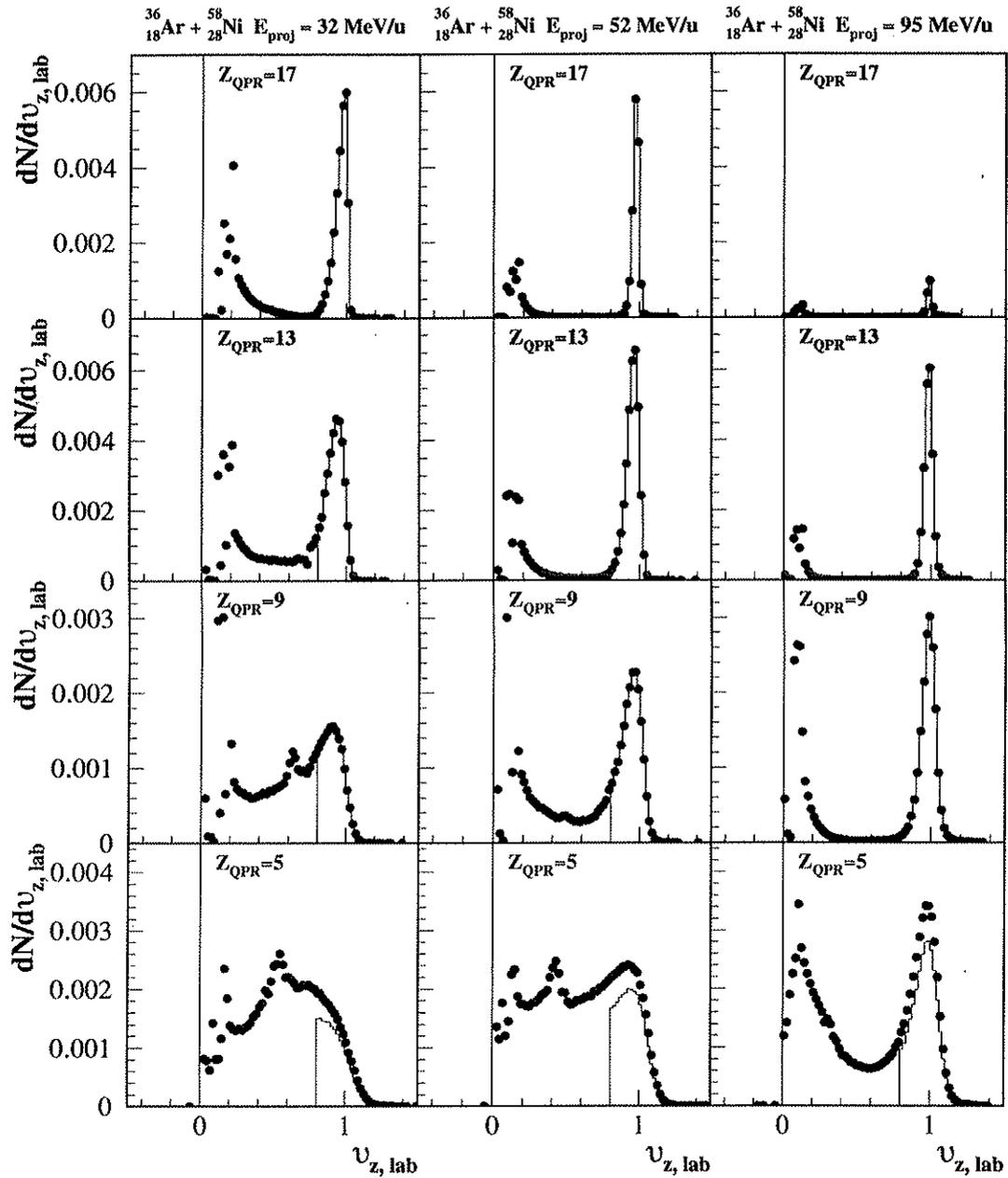


FIG. 3.2 - Distribution de vitesse parallèle normalisée à celle du projectile, à charge de fragments fixée, pour trois énergies de faisceau. Les points correspondent aux distributions incluant tous les fragments de charge donnée de chaque événement, alors que les histogrammes montrent les abondances du fragment le plus lourd de chaque réaction ayant une vitesse $v_{z,lab} \geq 0.8$. Ces distributions sont normalisées toutes les deux, au nombre de collisions enregistrées.

l'axe des vitesses parallèles, si bien que les limites de chaque mode sont moins bien définies.

Il s'avère donc qu'une condition sur la vitesse des fragments est susceptible d'isoler ceux qui sont des résidus du quasi-projectile.

3.1.5 Raffinements des critères de sélection

Nous remarquons qu'à 32 MeV/u et pour un fragment de charge $Z = 5$, le maximum de la bosse proche des résidus du quasi-projectile se situe aux alentours de $v_z = 0.75$, vitesse à laquelle se superposent les contributions d'autres fragments que les résidus du quasi-projectile eux-mêmes. Ainsi, dans cette situation, la plus défavorable, une sélection des fragments de vitesse parallèle $v_z \geq 0.8$ conserve une grande proportion des fragments ayant cette charge, tout en écartant des noyaux issus de la cible ou d'une fusion incomplète. Le résidu du quasi-projectile devrait être le noyau de charge maximum présent dans cette zone de vitesse. L'élargissement du seuil en vitesse à $v_z \geq 0.75$ permettrait d'accroître la statistique, cependant, la précision de la sélection serait altérée.

Dans la suite, nous rassemblerons les réactions selon la charge du plus grand fragment de charge $Z \geq 3$, dont la vitesse parallèle $v_z \geq 0.8$ avec $P_{Tot} \geq 0.6P_{proj}$.

Cette sélection en vitesse parallèle devrait tendre à écarter les réactions où les résidus du quasi-projectile ont été très amortis, donc à ne considérer que les collisions ayant conservé un caractère binaire. En outre, les réactions, au cours desquelles le système aurait subi une rotation importante, sont aussi exclues par cette sélection.

Les distributions de vitesse parallèle des fragments des événements satisfaisant ces conditions sont les histogrammes tracés sur les diagrammes de la figure 3.2. La statistique diminue, puisqu'alors un seul fragment contribue à chaque réaction. L'écart entre l'histogramme et les points correspond aux situations où deux fragments de même charge ont été détectés dans le même événement. De telles situations ne peuvent apparaître que pour des charges inférieures ou égales à 9. Cependant, ces cassures, en deux fragments de taille maximum égale, restent peu fréquentes. D'autres cassures, asymétriques, sont probablement plus nombreuses.

3.1.6 Validité de la sélection

Les diagrammes de la figure 3.3 présentent les distributions de charge des nucléides détectés en coïncidence avec le noyau de charge maximum ayant une vitesse parallèle $v_z \geq 0.8$ en imposant trois seuils en vitesse différents : $v_z \geq 0.5$, $v_z \geq 0.7$ et $v_z \geq 0.8$. L'objectif de tels diagrammes est de tester si l'identification du fragment principal, défini par nos contraintes de sélection, au résidu du quasi-projectile de l'événement, est correcte.

Si notre sélection est correcte, aucun fragment de charge plus élevée que celle du fragment choisi ne devrait exister dans les intervalles de vitesses juste inférieurs.

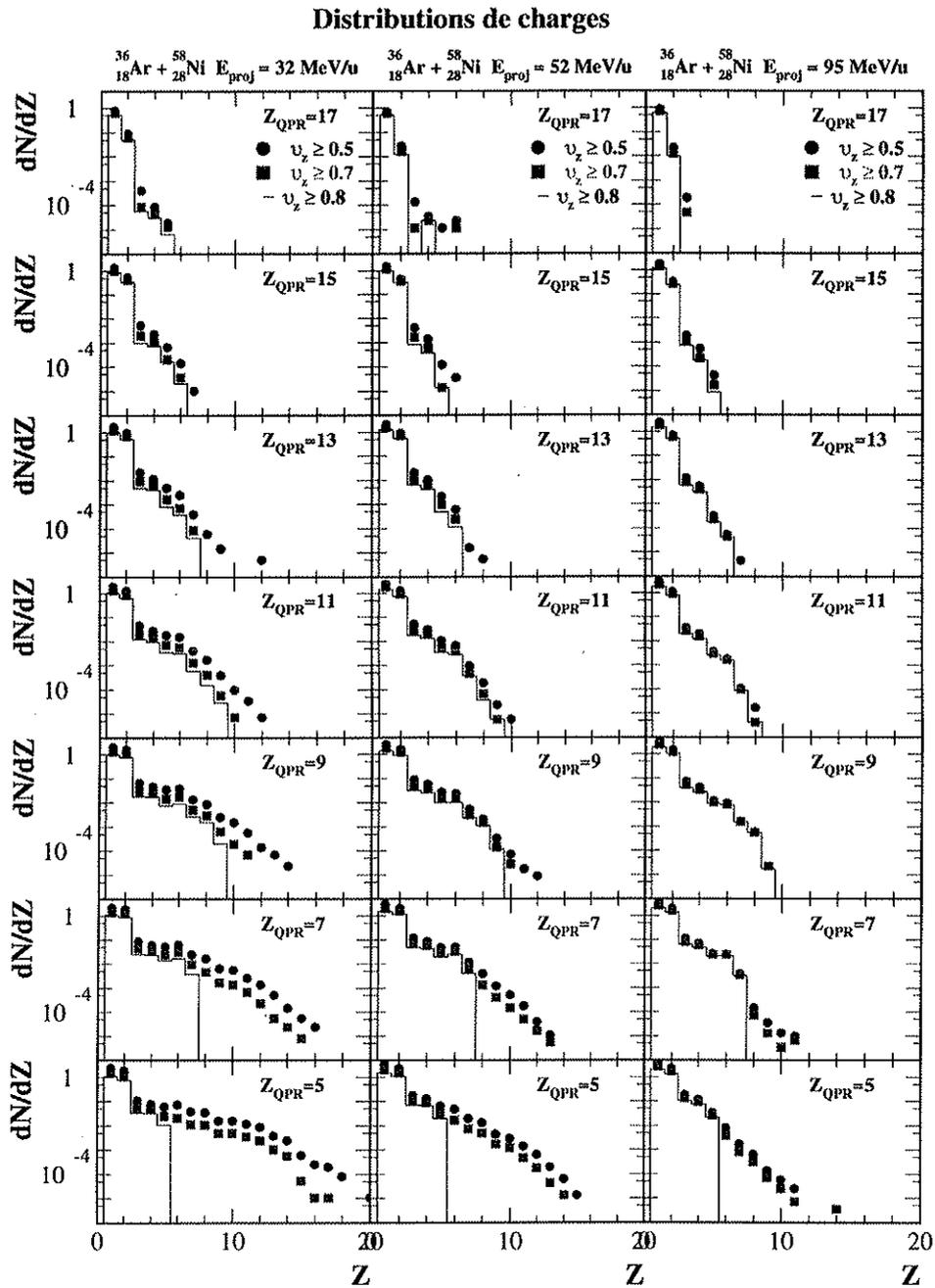


FIG. 3.3 - Comparaison des distributions de charges, détectés en coïncidence avec un fragment de charge maximum Z_{QPR} avec $v_z \geq 0.8$, présentes dans trois intervalles de vitesse: $v_z \geq 0.5$, $v_z \geq 0.7$ et $v_z \geq 0.8$. Rappelons que $v_{\text{CM}} \approx 0.4$. Les fréquences sont données en nombre de particules par réaction considérée.

Ceci est vérifié quasi-systématiquement jusqu'à la charge $Z = 9$, quelle que soit l'énergie de faisceau.

Nous pouvons constater pour les plus faibles énergies de faisceau, que l'absence d'un fragment relativement lourd, dans l'intervalle $v_z \geq 0.8$, semble signer des collisions où l'intégrité des noyaux est perdue : ce sont des réactions de fusion incomplète ou des événements de fragmentation du système.

3.2 Caractéristiques des réactions sélectionnées

3.2.1 Énergies transverses des événements en coïncidence

La figure 3.4 illustre avec des symboles ouverts les distributions d'énergies transverses associées à une charge donnée du résidu du quasi-projectile. Les distributions d'énergies transverses de l'ensemble des événements sont données par l'histogramme et celle des réactions sélectionnées avec la seule condition, $\frac{P_{z,rot}}{P_{proj}} \geq 0.6$, par les points (\bullet).

Ces diagrammes montrent que les collisions binaires couvrent une large gamme de dissipation de l'énergie incidente. Les charges décroissantes de résidu du quasi-projectile sont associées à des collisions, dans lesquelles de plus en plus d'énergie est transférée vers les degrés de liberté transverses des produits de réaction finaux. Ceci pourrait s'interpréter comme une *dissipation* croissante de l'énergie disponible. De toutes façons, il est certain que des collisions de plus en plus violentes se produisent, lorsque la charge du résidu du quasi-projectile détecté est plus faible.

Il apparaît que les réactions que nous avons retenues, n'atteignent pas les valeurs maximum de $E_{\perp Z \geq 3}$. Nous pouvons l'expliquer par la présence de la condition, $v_{z,QPR} \geq 0.8$, qui écarte les collisions de type *profondément inélastique*, qui ont manifesté une grande rotation. Cet effet est particulièrement sensible pour les énergies incidentes de 32 MeV/u et 52 MeV/u.

En revanche, toute la dynamique en $E_{\perp Z \leq 2}$ est décrite par les événements que nous avons sélectionnés.

3.2.2 Corrélations au paramètre d'impact

Les diagrammes de la figure 3.5 montrent les corrélations entre le paramètre d'impact réduit, basé sur les distributions en énergie transverse des particules de charge $Z \leq 2$, et les charges des résidus du quasi-projectile détectés.

Le diagramme de gauche présente les charges moyennes des résidus du quasi-projectile en fonction des paramètres d'impact réduits.

Nous observons que les collisions les plus centrales mènent en moyenne à des tailles de résidus du quasi-projectile de plus en plus faibles. Ceci peut révéler une dissipation d'énergie supérieure dans les noyaux issus des collision de plus en plus frontales, engendrant ainsi une émission de charges de plus en plus importante. Ceci

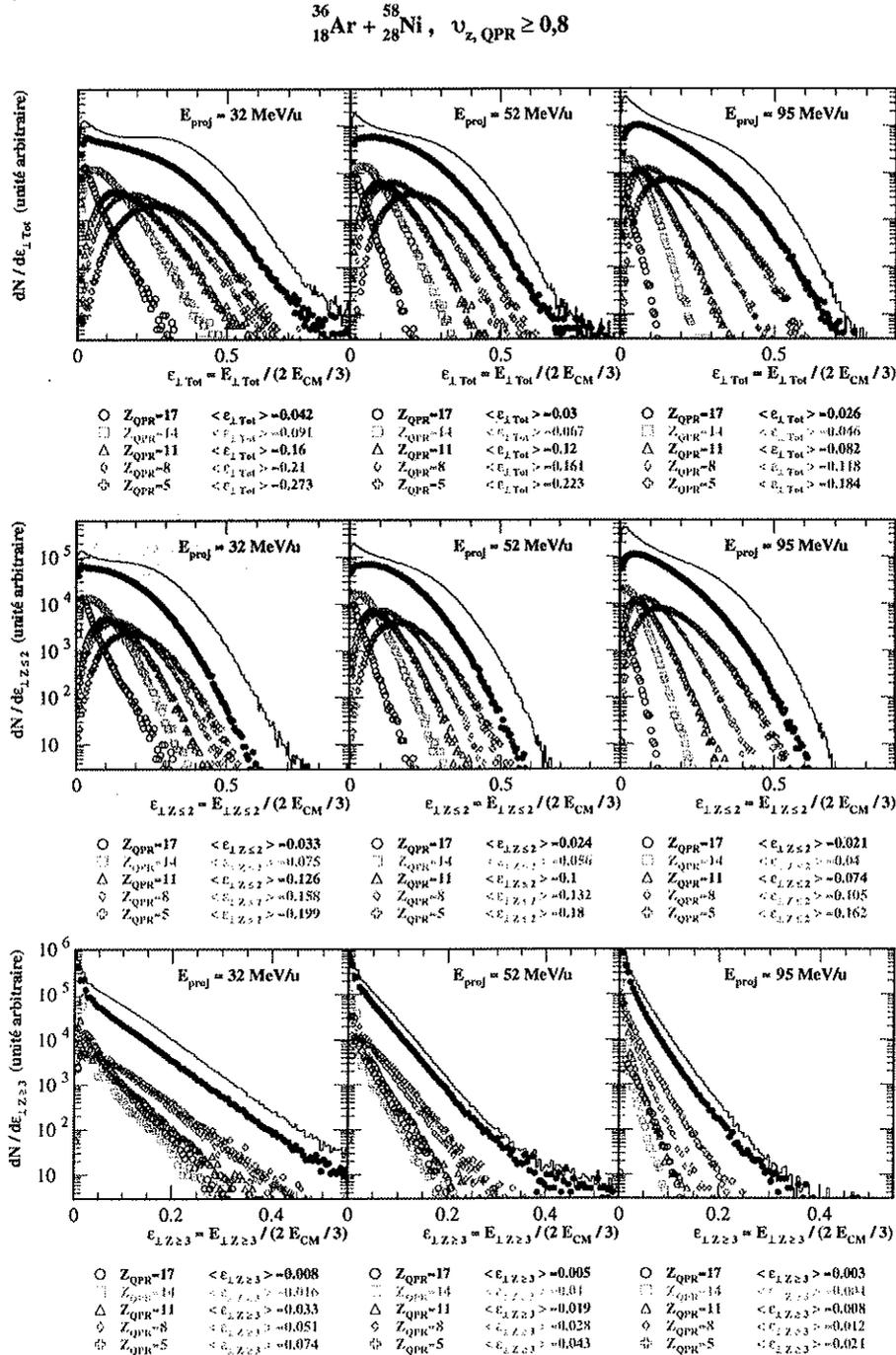


FIG. 3.4 - Comparaison des distributions d'énergies transverses de chaque type de particules, associées à différentes charges de résidus du quasi-projectile et pour les énergies de faisceau de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. L'histogramme correspond à la distribution en énergie transverse de l'ensemble des événements et les points (●) à l'échantillon de réactions satisfaisant le critère de sélection $P_{Z,Tot} \geq 0.8P_{proj}$. Les valeurs moyennes des énergies transverses normalisées sont données pour plusieurs charges de résidus du quasi-projectile.

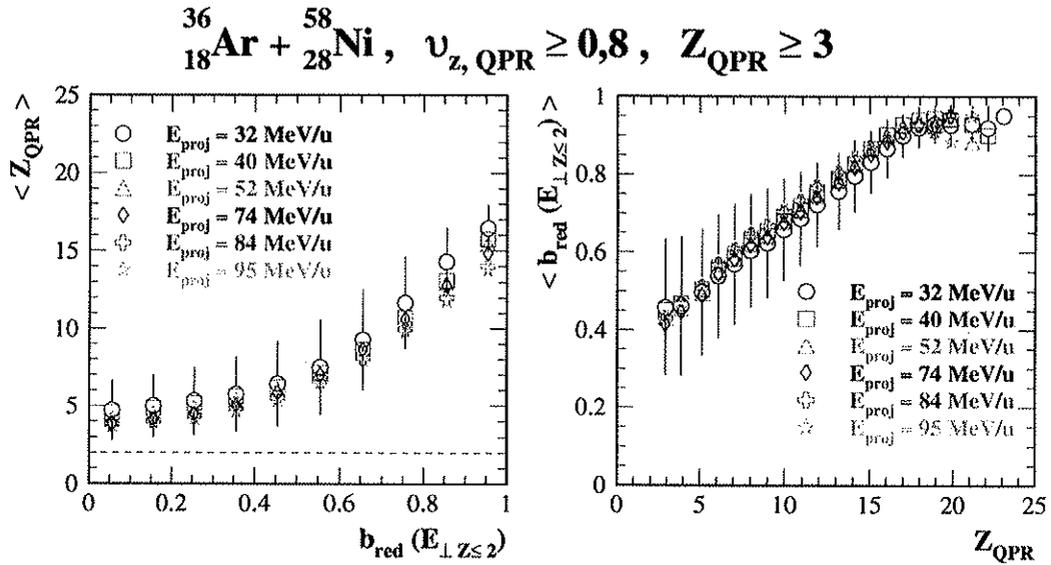


FIG. 3.5 - À gauche : charges moyennes des résidus du quasi-projectile, associées aux dix valeurs du paramètre d'impact réduit, estimé à partir des énergies transverses des particules de charge $Z \leq 2$. Les largeurs à mi-hauteur des distributions de charge de résidus du quasi-projectile sont données à titre indicatif à 32 MeV/u. Elles sont représentatives de celles correspondant aux autres énergies de faisceau. La ligne en tirets rappelle que seuls les noyaux de charge $Z > 2$ ont été pris en compte dans l'analyse des résidus du quasi-projectile. À droite : paramètres d'impact réduit moyens associés à chaque charge de résidu du quasi-projectile. Les largeurs à mi-hauteur des distributions de paramètre d'impact sont données à titre indicatif à 32 MeV/u. Elles sont représentatives de celles correspondant aux autres énergies de faisceau.

peut aussi s'interpréter comme le résultat d'une abrasion de plus en plus marquée du noyau projectile quand le paramètre d'impact diminue, aboutissant à des tailles de quasi-projectiles de plus en plus réduites, avant même leur désexcitation.

La diminution linéaire de la charge des résidus du quasi-projectile subit un fléchissement, probablement lié à une auto-corrélation de notre sélection, qui porte uniquement sur les noyaux de charge $Z_{\text{QPR}} \geq 3$. Cette restriction sur la charge des résidus du quasi-projectile est aussi à l'origine de la diminution de la dispersion en charge, pour les paramètres d'impact réduits $b_{\text{red}} \leq 0.5$. La largeur la plus élevée correspond en moyenne à des résidus du quasi-projectile de charge $Z_{\text{QPR}} \approx 9$, ce qui correspond à des configurations extrêmes où l'évaporation de neuf protons au maximum donnent un résidu du quasi-projectile de la même taille que la cassure d'un quasi-projectile en deux fragments de charge $Z_{\text{QPR}} = 9$.

Le diagramme de droite montre les paramètres d'impact moyens associés aux différentes charges de résidu du quasi-projectile.

Il apparaît également que les charges de résidus du quasi-projectile croissantes sont associées à des paramètres d'impact croissants. La plus faible valeur moyenne

atteinte vaut $b_{red} \approx 0.4$. Cette valeur plutôt élevée peut résulter de notre sélection en vitesse parallèle a tendance à écarter les collisions les plus centrales. De plus, dans un modèle géométrique, les réactions à paramètre d'impact très faibles sont les moins nombreuses.

Nous constatons que les largeurs des distributions de paramètres d'impact sont d'autant plus grandes que la charge du résidu du quasi-projectile diminue. Ceci traduit la plus grande diversité de configurations finales accessibles pour les produits de réaction, lorsque la dissociation du noyau projectile s'accroît.

La superposition des courbes des deux diagrammes, quelle que soit l'énergie incidente traduit les formes homothétiques des distributions de $E_{\perp} z_{\leq 2}$, constatée sur la figure 2.8.

De plus, ceci peut être un effet du mécanisme de réaction, qui serait gouverné par l'aspect géométrique de la collision.

Il apparaît nettement que l'intérêt de notre sélection d'événement est de couvrir la majeure partie du domaine en paramètre d'impact, même si les réactions concernées semblent être représentatives en moyenne des collisions périphériques et mi-centrales, du fait de la décroissance linéaire du nombre de réactions avec le paramètre d'impact, dans un modèle géométrique.

3.3 Propriétés du résidu du quasi-projectile

3.3.1 Interprétation des spectres en vitesse

Revenons sur les diagrammes 3.2, qui montrent les distributions expérimentales de v_z d'un noyau de charge fixée.

Le mode, dont la valeur la plus probable est proche de celle de la vitesse normalisée du noyau projectile, correspond à des nucléides résultant de la désexcitation des quasi-projectiles issus de l'interaction entre les deux noyaux incidents. Ces résidus du quasi-projectile présentent une dispersion en vitesse relativement étroite, ce qui semble confirmer la nature apparemment essentiellement binaire des collisions de noyaux légers, entre 32 MeV/u et 95 MeV/u.

Néanmoins il apparaît que cette distribution s'élargit lorsque la charge du fragment sélectionné diminue. L'interaction entre le noyau projectile et le noyau cible s'accompagne d'une dissipation de l'énergie incidente, par l'intermédiaire du champ moyen et des collisions à deux corps, qui provoquent l'amortissement de la vitesse du projectile et l'entraînement de la cible. Aussi, cette dispersion de v_z peut être attribuée aux fluctuations de dissipation inhérentes à la dynamique propre à chaque réaction. La largeur croissante de la distribution de v_z , lorsque la charge du résidu du quasi-projectile décroît, peut s'expliquer notamment par le fait que les fluctuations de dissipation ont une amplitude d'autant plus importante que la dissipation accessible est d'autant plus importante.

D'autre part, le quasi-projectile excité résultant de la collision nucléaire va rejoindre un état d'équilibre en émettant successivement des nucléides. Chaque émis-

sion de particule affecte la vitesse du noyau émetteur par l'effet de recul inhérent à la conservation de l'impulsion. Une séquence d'émission se caractérise par la chronologie d'émission de chaque type de nucléide et par leur énergie cinétique. Ces émissions successives donnent lieu à une dispersion de la vitesse finale du résidu du quasi-projectile qui se répercute sur sa composante v_z . En particulier, le résidu du quasi-projectile peut ainsi s'écarter de l'axe du faisceau, ce qui rend possible sa détection, mais ce qui augmente l'effet de traîne, dans les valeurs inférieures de la projection de sa vitesse sur l'axe du faisceau.

Cependant, cette asymétrie des distributions de v_z est déjà présente dans les distributions du module v , et s'interprète comme une conséquence de la relaxation. Nous pouvons comprendre ceci en considérant que, selon le nombre de particules participant à l'interaction entre le noyau projectile et le noyau cible, ou le nombre de particules de pré-équilibre émises, sont plus ou moins élevés, les quasi-projectiles sont respectivement plus ou moins ralentis.

Il apparaît aussi que la distribution de v_z est d'autant plus étroite et symétrique que l'énergie incidente est plus élevée.

3.3.2 Sections efficaces de production des résidus du quasi-projectile

Nous avons évoqué que des nucléides échappent au dispositif de détection, notamment à cause de l'orifice de sortie du faisceau entre 0° et 2° . Ces pertes touchent particulièrement les résidus du quasi-projectile, lesquels sont focalisés vers les petits angles. Nous exposons ici la procédure élaborée pour corriger ces insuffisances de détection et calculer des sections efficaces de production de chaque charge de résidu du quasi-projectile, les plus proches possibles de la réalité.

La structure en couronnes d'*INDRA* permet de calculer la section efficace différentielle $\frac{d\sigma_{QPR}}{d\Omega}(\theta)$ à partir des taux de comptage couronne par couronne :

$$\frac{d\sigma_{QPR}}{d\Omega}(\theta) \propto \frac{N_{QPR}(n_{cour})}{\Delta\Omega_{n_{cour}}} \quad (3.2)$$

où $\Delta\Omega_{n_{cour}}$ désigne l'angle solide totale de la couronne considérée n_{cour} et $N_{QPR}(n_{cour})$ le nombre de résidus du quasi-projectile, de charge donnée, collectés dans cette couronne.

La figure 3.6 présente les diagrammes de section efficace différentielle des résidus du quasi-projectile de charge fixée, en fonction de l'angle central des couronnes dans le référentiel du laboratoire, pour trois énergies incidentes : 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. Les résidus du quasi-projectile ont été sélectionnés par les contraintes précédentes : $\frac{P_{z, Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$ et $v_{z, QPR} \geq 0.8$.

Les barres horizontales représentent l'extension angulaire de chaque couronne. L'erreur statistique verticale est plus réduite que la taille des symboles. Seule la collection dans les cinq premières couronnes a été prise en compte. Au-delà, des

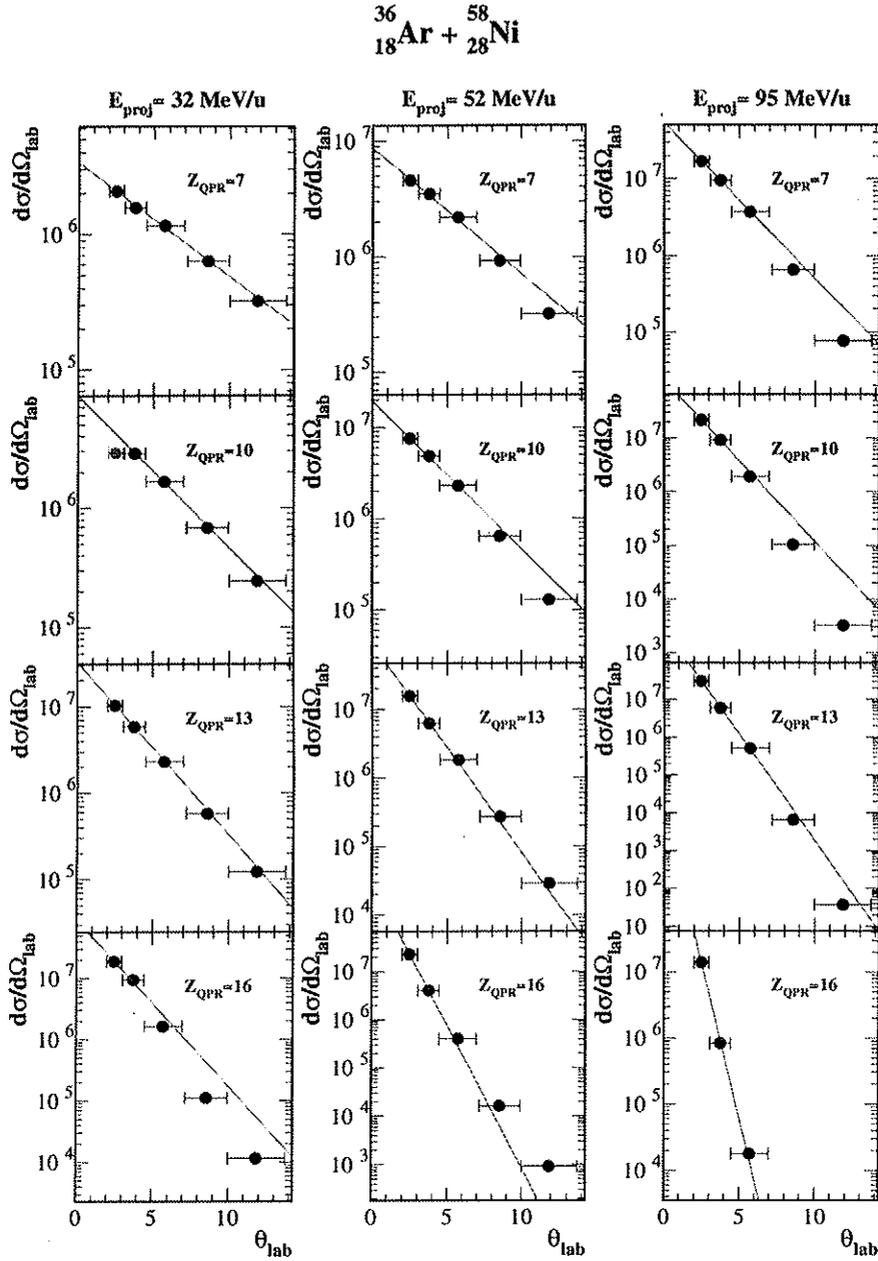


FIG. 3.6 - Sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma_{\text{QPR}}}{d\Omega}$, exprimées en unité arbitraire, des résidus du quasi-projectile collectés dans les cinq premières couronnes d'INDRA, en fonction de leur angle central dans le repère du laboratoire et pour des charges de résidus du quasi-projectile fixées. La colonne de gauche correspond aux distributions à 32 MeV/u, la colonne centrale correspond aux mesures à 52 MeV/u et la colonne de droite à celles obtenues à 95 MeV/u. Les barres horizontales représentent l'extension angulaire des modules. Le résultat de l'ajustement d'une fonctionnelle exponentielle est tracé sur la distribution $\frac{d\sigma_{\text{QPR}}}{d\Omega}$.

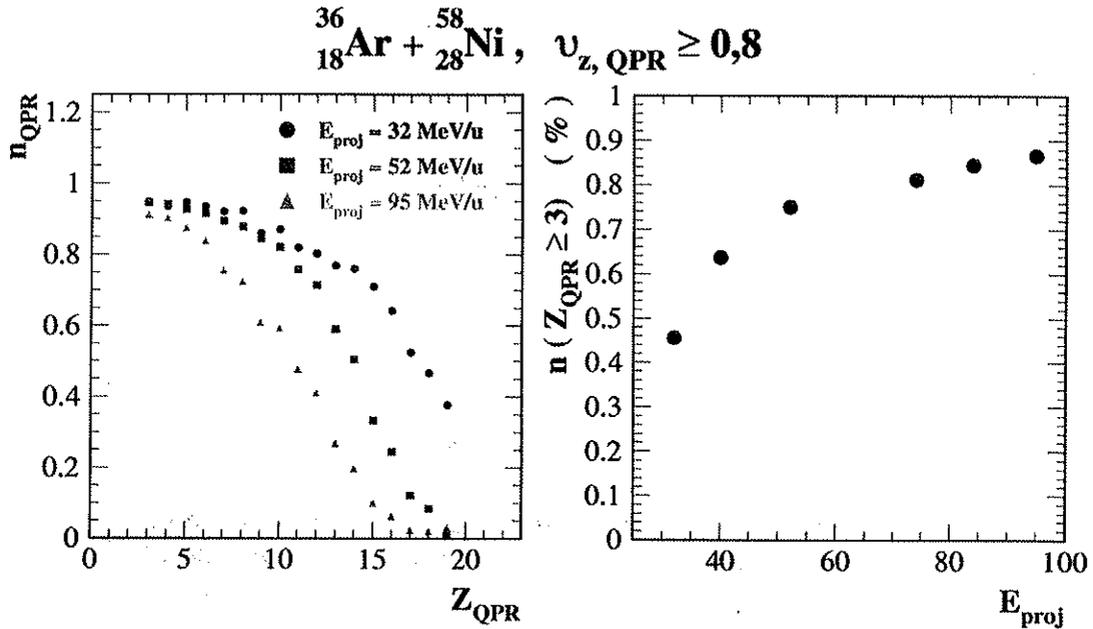


FIG. 3.7 - À gauche : proportions de résidus du quasi-projectile détectés, en fonction de leur charge. À droite : Proportions, rapportées à la section efficace totale de réaction, des événements, corrigés des pertes géométriques, tels que $3 \leq Z_{\text{QPR}} \leq 18$ et $v_{z, \text{QPR}} \geq 0.8$ en fonction de l'énergie incidente.

fragments issus d'une source de fusion incomplète ou de la cassure de la quasi-cible peuvent contribuer à la statistique.

Nous observons que la distribution de $\frac{d\sigma_{\text{QPR}}}{d\Omega}(\theta)$ est d'autant plus large que la charge du résidu du quasi-projectile considéré est d'autant plus faible. Nous avons déjà expliqué que ceci peut s'interpréter comme le fait qu'une taille plus réduite du résidu du quasi-projectile résulterait d'une évaporation de particules plus importante, par le quasi-projectile excité issu de la collision. Par effet de recul, la trajectoire du quasi-projectile s'écarte d'autant plus de l'axe du faisceau que celui-ci émet plus de particules. Ainsi, la dispersion angulaire des résidus du quasi-projectile est d'autant plus élevée que sa charge est plus faible.

Nous remarquons également que la forme de ces distributions évoque une évolution exponentielle :

$$\frac{d\sigma_{\text{QPR}}}{d\Omega}(\theta) \approx Ae^{-\alpha\theta} \quad (3.3)$$

Nous avons donc procédé à l'ajustement des paramètres de cette fonctionnelle, sur un critère de χ^2 , en prenant comme référence les sections efficaces différentielles de détection des résidus du quasi-projectile de charge donnée. Le résultat de ces ajustements est tracé sur les diagrammes correspondant de la figure 3.6.

Cette fonctionnelle permet d'extrapoler la section efficace différentielle des résidus du quasi-projectile, en-deçà de l'angle minimum de la première couronne, $\theta = 2^\circ$.

La proportion de résidus du quasi-projectile détectés, vis-à-vis de l'ensemble des résidus du quasi-projectile de la même charge, s'écrit :

$$n_{QPR} = \frac{\int_{\theta_{min1}}^{\theta_{max5}} \frac{d\sigma_{QPR}}{d\Omega} \sin \theta d\theta}{\int_0^{\theta_{max5}} \frac{d\sigma_{QPR}}{d\Omega} \sin \theta d\theta} \quad (3.4)$$

où θ_{min1} désigne l'angle minimum de la première couronne et θ_{max5} désigne l'angle maximum de la cinquième couronne.

La figure 3.7 montre ces proportions de résidus du quasi-projectile détectés en fonction de leur charge et pour trois énergies incidentes. Il apparaît que la détection est de moins en moins efficace lorsque la charge du résidu du quasi-projectile augmente. Ceci est dû au fait que le résidu du quasi-projectile s'écarte d'autant moins de l'axe du faisceau qu'il évapore moins de particules. L'efficacité de détection d'un résidu du quasi-projectile de charge $Z_{QPR} = Z_{proj}$ est proche de zéro, alors que les événements qui ont donné lieu à une importante fragmentation, les collisions les plus centrales, sont peu affectées par les pertes de statistique dues au cône de sortie du faisceau. D'autre part, l'effet cinématique de focalisation qui s'accroît avec l'énergie du noyau projectile, a pour conséquence qu'à charge de résidu du quasi-projectile fixée, la collection des résidus du quasi-projectile est plus altérée par la présence du trou de sortie du faisceau, quand l'énergie incidente augmente. Ceci dépend directement de l'angle d'effleurement correspondant.

La proportion de résidus du quasi-projectile produits, charge par charge, rapportée à la section efficace totale de réaction est calculée en tenant compte des pertes d'événements, du fait du seuil en multiplicité du déclenchement de l'acquisition. Rappelons que l'influence quantitative de ce seuil est donnée dans le tableau 2.3. La proportion corrigée de résidus du quasi-projectile de charge fixée, $\mathcal{N}_{Z_{QPR}}$, s'exprime alors :

$$\mathcal{N}_{Z_{QPR}} = \frac{2\pi \int_0^{\theta_{max5}} \frac{d\sigma_{QPR}}{d\Omega} \sin \theta d\theta}{N_{M_{Tot} \geq M_d} \frac{\sigma_{Réac}}{\sigma_d}} \quad (3.5)$$

où $N_{M_{Tot} \geq M_d}$ est le nombre d'événements dont la multiplicité de particules chargées M_{Tot} est supérieure ou égale à la multiplicité seuil de l'acquisition M_d , et σ_d la proportion de section efficace des événements $M_{Tot} \geq M_d$.

Ce calcul se base sur l'hypothèse que la correction géométrique portant sur les résidus du quasi-projectile de charge proche de celle du projectile permet de prendre en compte une proportion importante des événements rejetés par la restriction $M_{Tot} \geq M_d$. Nous supposons aussi que cette correction est indépendante de la charge du résidu du quasi-projectile. Ainsi, la prise en compte globale de cette condition se fait directement au dénominateur.

Nous soulignons que les valeurs données ne tiennent pas compte du biais résultant des contraintes $P_{Tot} \geq 0.6P_{proj}$ et $v_{z,QPR} \geq 0.8$. Elles sous-estiment donc les proportions réelles des sections efficaces de production de résidu du quasi-projectile. Le seuil en v_z a pour effet de tronquer la statistique de résidus du quasi-projectile. Ainsi, d'après la figure 3.2, il affectera particulièrement les résidus du quasi-projectile de

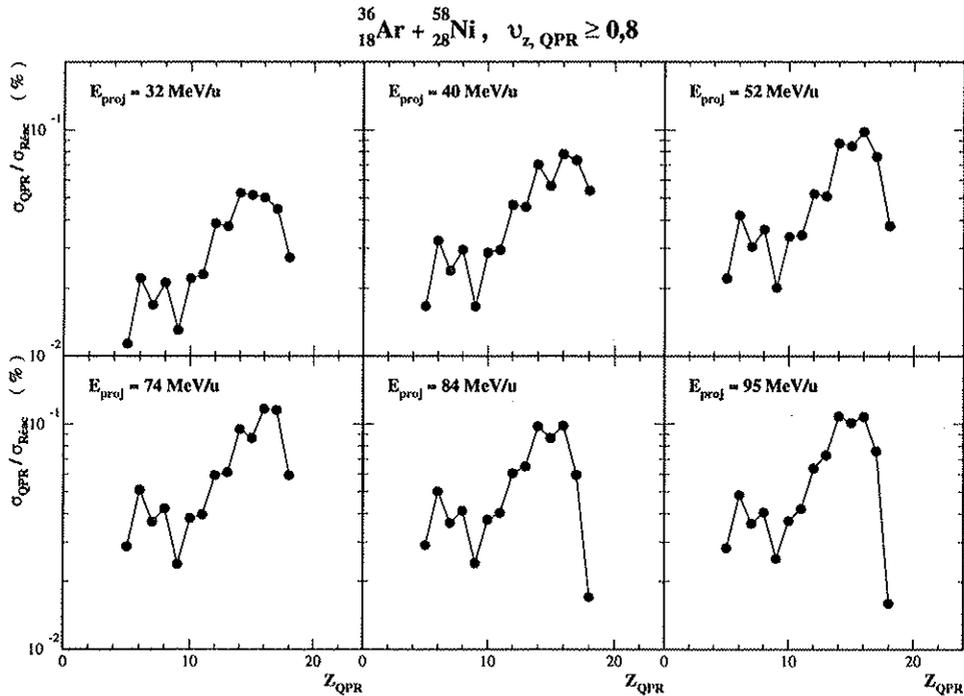


FIG. 3.8 - Section efficace de production de chaque type de résidu du quasi-projectile, en pourcentage de la section efficace totale de réaction $\sigma_{\text{Réac}}$ et pour chaque énergie de faisceau.

charge les plus faibles et les énergies de faisceau les plus faibles. Ce raisonnement est confirmé par le diagramme de droite de la figure 3.7. Ces points correspondent à la proportion totale d'événements obtenue en sommant les proportions de production de chaque charge de résidu du quasi-projectile, soit :

$$n_{3 \leq Z_{\text{QPR}} \leq 18} = \sum_{Z_{\text{QPR}}=3}^{Z_{\text{proj}}} N_{Z_{\text{QPR}}} \quad (3.6)$$

Il apparaît que le nombre de résidu du quasi-projectile pris en compte est insuffisant à 32 MeV/u, mais atteint des proportions correctes dès 40 MeV/u. Ainsi, la normalisation des taux de production de résidu du quasi-projectile est sous-estimée, en particulier à 32 MeV/u, ce qui apparaît par comparaison aux autres énergies de faisceau.

Par ailleurs, les événements, pour lesquels $Z_{\text{QPR}} \leq 2$, ne sont pas décomptés, ce qui engendre un défaut de statistique supplémentaire. Toutefois, ces réactions, qui correspondent à des événements de vaporisation, si notre sélection du résidu du quasi-projectile événement par événement est efficace, comptent pour une très faible part de la section efficace totale de réaction [Bac95].

Ainsi, si nous tenons compte de ces particularités, il apparaît nettement sur la figure 3.8 que *quelle que soit l'énergie incidente, les taux de production de résidu du quasi-projectile de taille fixée sont approximativement constants*. Or, nous avons

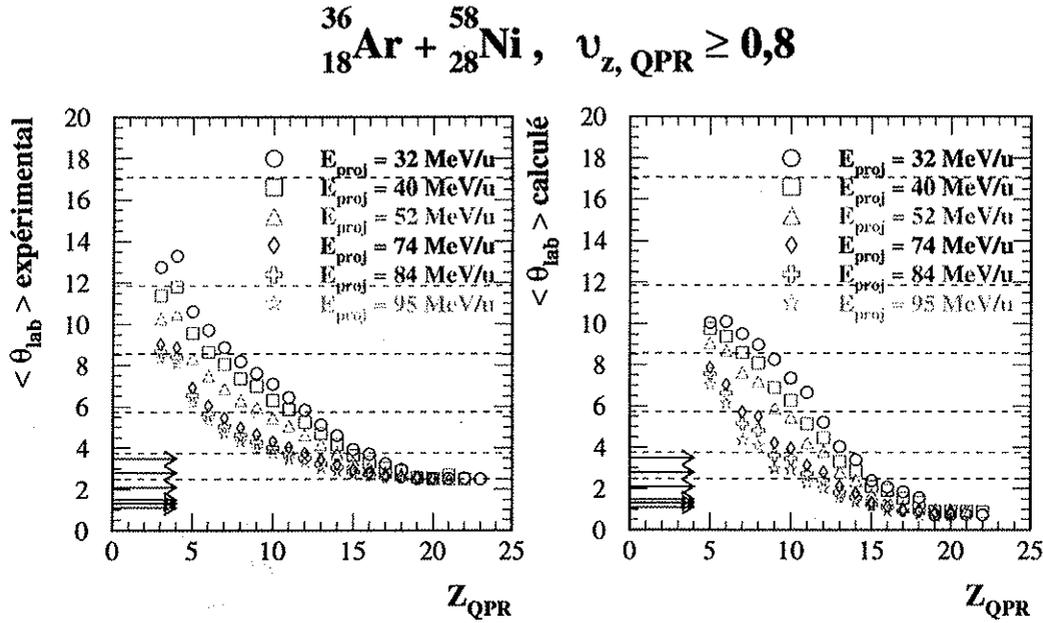


FIG. 3.9 - Angles polaires moyens des résidus du quasi-projectile mesurés sur le diagramme de gauche et calculés avec les paramétrisations de $\frac{d\sigma_{\text{QPR}}}{d\theta}$ détaillées dans le texte. Les lignes en tiret correspondent aux valeurs des angles centraux des couronnes avec lesquels sont calculées les moyennes expérimentales. Les flèches rappellent les angles d'effleurement associés aux énergies de faisceau présentées.

montré que la charge du résidu du quasi-projectile est dépend fortement du paramètre d'impact de la collision. Nous pouvons donc interpréter cette propriété des taux de production comme la manifestation d'un *mécanisme de réaction dominé par la géométrie de la collision, i.e. par le recouvrement des noyaux*.

Il suffit donc de décrire l'évolution de la production par charge de résidu du quasi-projectile à une seule énergie incidente, celle qui sera le moins biaisée par nos critères de sélection : 95 MeV/u.

Nous constatons que la production de résidu du quasi-projectile est soumise à des effets d'évaporation engendrant un défaut de noyaux comptant un nombre impair de protons. En outre, il apparaît que la production de résidus du quasi-projectile de charge $Z_{\text{QPR}} = 6$ et $Z_{\text{QPR}} = 8$ est plus abondante que pour les charges voisines, ce qui provient probablement d'un effet de cassure, sur lequel nous reviendrons.

3.3.3 Dispersion angulaire

Les quasi-projectiles dévient de leur trajectoire initiale, ce qui révèle le processus d'interaction avec le noyau cible. Cet effet est particulièrement sensible dans les processus *profondément inélastique*. Les résidus du quasi-projectile aussi changent de trajectoire, du fait de la phase de désexcitation, dont ils proviennent.

Pour chaque charge de résidu du quasi-projectile, les angles polaires moyens expérimentaux sont obtenus en pondérant les angles centraux des détecteurs par le nombre de résidus du quasi-projectile qui y ont été collectés. Cet angle expérimental moyen s'exprime :

$$\langle \theta_{lab} \rangle_{exp} = \frac{1}{N_{QPR}} \sum_{n_{cour}} N_{QPR}(n_{cour}) \theta_{lab}(n_{cour}) \quad (3.7)$$

où N_{QPR} désigne par définition le nombre total de résidus du quasi-projectile de charge fixée détectés :

$$N_{QPR} \hat{=} \sum_{n_{cour}} N_{QPR}(n_{cour}) \quad (3.8)$$

Les valeurs de $\langle \theta_{lab} \rangle_{exp}$ sont tracées sur le diagramme de gauche de la figure 3.9, pour chaque charge de résidu du quasi-projectile.

Le nombre de résidus du quasi-projectile, corrigé des pertes dans le cône de sortie du faisceau N_{QPR} donné par la relation 3.5, et l'angle moyen de chaque type de résidu du quasi-projectile sont calculés en intégrant la section efficace sur le domaine angulaire où ils apparaissent. L'angle de déviation moyen, compte tenu de la section efficace, vaut donc :

$$\langle \theta_{lab} \rangle_{calc} = \frac{2\pi}{N_{QPR}} \int_0^{\theta_{max}} \theta \frac{d\sigma_{QPR}}{d\Omega} \sin \theta d\theta \quad (3.9)$$

Nous calculons $\langle \theta_{lab} \rangle_{calc}$ grâce à l'ajustement de $\frac{d\sigma_{QPR}}{d\Omega}$ sous la forme 3.3. Le résultat de ce calcul est montré sur le diagramme de droite de la figure 3.9.

Quel que soit le type d'angle moyen de déviation considéré, nous constatons que leur valeur est d'autant plus élevée que la charge du résidu du quasi-projectile est plus faible. Nous avons attribué ce phénomène à une émission croissante de particules, qui écarte successivement le quasi-projectile excité de sa trajectoire initiale. D'autre part, lorsque l'énergie du noyau projectile augmente, l'angle de déviation pour une charge donnée de résidu du quasi-projectile diminue, ce qui s'explique par la focalisation cinématique du noyau projectile. L'angle de déviation diminue principalement entre 32 MeV/u et 52 MeV/u, puis semble converger à partir de 74 MeV/u. Les plus grands, angles observés entre 32 MeV/u et 52 MeV/u, peuvent résulter de la persistance de processus de type *profondément inélastique*, qui sont prépondérants dans les collision d'ions lourds, à des énergies de faisceau inférieures à 20 MeV/u. Pourtant, notre sélection $v \geq 0.8$ doit écarter une proportion importante des configurations pour lesquelles le quasi-projectile a subi une importante rotation autour de sa zone de contact avec le noyau cible.

Il s'avère que $\langle \theta_{lab} \rangle_{exp}$ surestime la valeur de l'angle de déviation des résidus du quasi-projectile, qui est mieux approchée par $\langle \theta_{lab} \rangle_{calc}$. Ceci provient du fait que $\langle \theta_{lab} \rangle_{exp}$ ne tient pas compte de la forme de la dispersion angulaire des résidus du quasi-projectile. Ainsi, $\langle \theta_{lab} \rangle_{exp}$ tend vers l'angle central de la première couronne pour les résidus du quasi-projectile tels que $Z_{QPR} \approx Z_{proj}$, alors que $\langle \theta_{lab} \rangle_{calc}$ révèle

des valeurs plus faibles, du fait de la focalisation jusqu'à l'angle d'effleurement et même en-deçà, par effet de recul d'évaporation également possible vers l'axe du faisceau.

3.3.4 Processus de désexcitation

Revenons sur la figure 3.3, qui montre les distributions de charges détectées, en coïncidence avec un résidu du quasi-projectile de charge fixée, dans trois intervalles de vitesse parallèle. Elle nous permet de suivre l'évolution de la production de particules en fonction de la charge du résidu du quasi-projectile.

Les diagrammes relatifs à 95 MeV/u sont propices à la description de cette évolution, du fait de la meilleure efficacité de nos critères de sélection du résidu du quasi-projectile. L'analogie avec les autres énergies de faisceau est immédiate pour les résidus du quasi-projectile de charge $Z_{QPR} \geq 9$.

Les résidus du quasi-projectile, de charge proche de celle du noyau projectile, ne sont accompagnés que de particules de charge $Z \leq 2$. Ce type d'émission est caractéristique d'un phénomène d'évaporation par un système peu excité. Toutefois, ces particules légères peuvent également résulter d'une émission de pré-équilibre. Les particules de charge $Z \leq 2$ dominent vivement les distributions de charge quand Z_{QPR} est élevée, mais leur abondance relative diminue avec Z_{QPR} .

Nous constatons, en effet, que plus la charge du résidu du quasi-projectile diminue, plus la diversité des charges émises augmente. Nous pouvons l'expliquer par une dissipation croissante d'énergie dans le quasi-projectile, lorsque le paramètre d'impact diminue, ouvrant ainsi des canaux d'émission statistique.

Pour $Z_{QPR} \leq 11$, il apparaît que le quasi-projectile subit des cassures. Ce type de phénomène est modélisé par le *Fermi breakup*, dont des versions ont été introduites par les références [Ban85, Bon85a].

Par ailleurs, nous pouvons mentionner qu'il apparaît aussi des réactions de transfert de nucléons du noyau cible vers le noyau projectile, désignées habituellement sous le nom de *pick-up*, puisque des résidus du quasi-projectile de charge jusqu'à $Z_{QPR} = 22$ sont mesurée par *INDRA*. Ces valeurs ne sont probablement pas erronées, car la résolution en charge d'*INDRA* est inférieure à l'unité même pour ces grandes valeurs.

Fragmentation du quasi-projectile

Nous avons observé que le quasi-projectile excité peut se casser en deux fragments. La figure 3.10 montre les fréquences de production de fragments de charge $Z \geq 3$, tels que $v_z \geq 0.8$, en coïncidence avec un résidu du quasi-projectile de charge donnée. Cette restriction en vitesse parallèle permet de s'assurer qu'ils ne proviennent pas d'une autre source d'émission.

Nous constatons que l'émission de fragments légers, $3 \leq Z \leq 4$, est prépondérante, mais l'abondance des fragments plus lourds augmente lorsque la charge

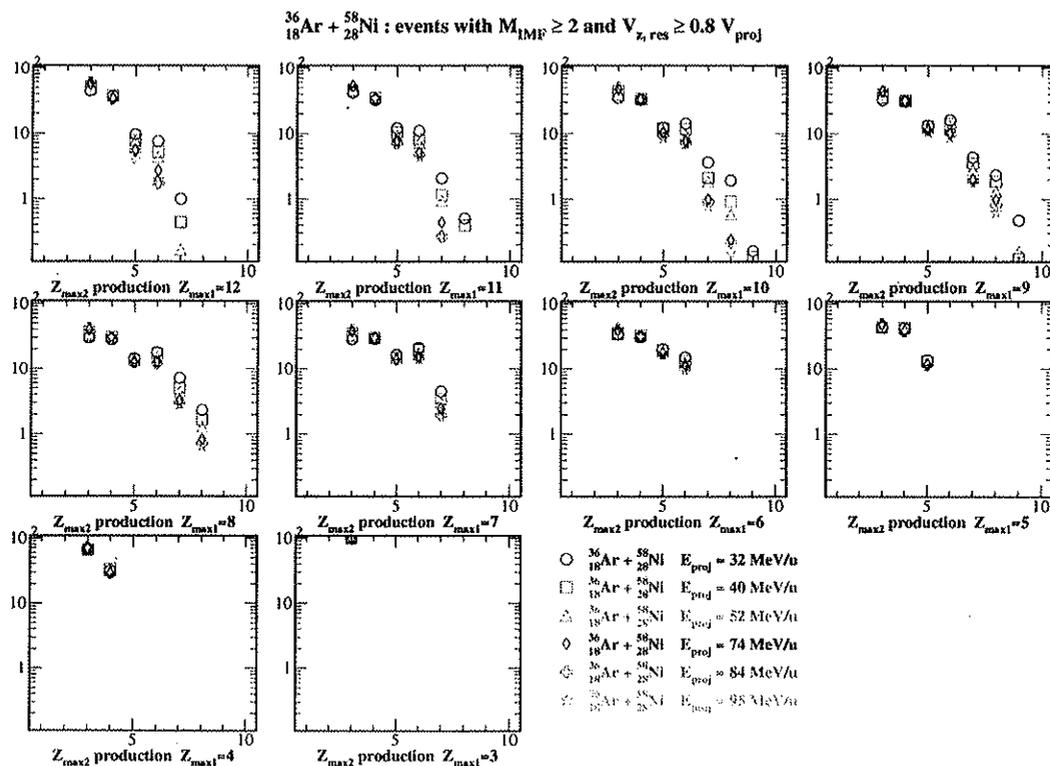


FIG. 3.10 - Abondance des fragments issus de la cassure d'un quasi-projectile, à charge de résidu du quasi-projectile fixée. Les distributions sont normalisées, de telles manière que les abondances soient exprimées en pour cents.

du résidu du quasi-projectile diminue, ce qui confirmerait une dissipation croissante d'énergie dans le quasi-projectile, quand le paramètre d'impact diminue. Notons que l'émission ou la cassure en un noyau de charge $Z = 6$ semble constituer une voie de désexcitation privilégiée, en particulier, du fait du bilan énergétique de la réaction qui lui est associé.

Ces constatations restent qualitatives, et ne permettent pas de savoir quelle quantité d'énergie est dissipée dans le quasi-projectile et dans la quasi-cible. Nous allons donc aborder des modèles quantitatifs, afin d'extraire ces informations, des données expérimentales.

3.4 Modèle d'émission thermique de particules

3.4.1 Section efficace d'émission thermique

Un noyau excité émet des particules. S'il a atteint un état d'équilibre suffisant, il est possible de modéliser cette émission par une source, dont la température est fixée. Ce modèle, désigné sous le nom générique de modèle statistique, a été introduit

par V. Weisskopf [Wei37]. Ce modèle fut repris dans les références [Cha88, Cha90]. La référence [Dur93] présente le fondement de ce modèle et le met en perspective dans la physique des collision d'ions lourds aux énergies de Fermi.

Considérons l'émission d'une particule de masse m , de vitesse v_{cm} dans le centre de masse du système du noyau émetteur. Si la masse M du noyau émetteur est bien supérieure à celle de la particule, alors nous pouvons négliger le recul du noyau fils et remplacer la vitesse de la particule dans le centre de masse, par sa vitesse vis-à-vis du noyau émetteur. L'énergie minimum que peut avoir cette particule, correspond à la valeur de l'énergie de répulsion électrostatique entre le noyau émetteur et la particule émise, appelée B .

L'émission thermique peut revêtir deux formes : émission de surface ou émission de volume. Ces deux types d'émission sont discutés dans la référence [Gol78]. Soulignons que l'émission de surface devrait être plus appropriée pour un noyau moyennement excité, alors que l'émission de volume correspond mieux à un gaz de nucléons.

L'émission thermique de surface d'une particule d'énergie cinétique E s'effectue alors avec la probabilité :

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \frac{1}{4\pi} \frac{E-B}{T^2} \exp\left(-\frac{E-B}{T}\right) \quad \text{pour } E > B \quad (3.10)$$

$$= 0 \quad \text{sinon} \quad (3.11)$$

où E est l'énergie cinétique relative de la particule dans le référentiel du noyau émetteur et $d\Omega$ désigne un angle solide infinitésimal $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ en coordonnées sphériques.

La probabilité d'émission thermique de volume d'une particule d'énergie cinétique E vaut quant à elle :

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\pi T}} \sqrt{\frac{E-B}{T^2}} \exp\left(-\frac{E-B}{T}\right) \quad \text{pour } E > B \quad (3.12)$$

$$= 0 \quad \text{sinon} \quad (3.13)$$

La section efficace différentielle d'émission de surface selon un axe (O, \vec{z}) s'écrit dans le cadre de la mécanique classique (voir annexe C) :

$$\frac{d\sigma}{dv_z} = \frac{m}{2T} e^{\frac{B}{T}} \left[\left(1 - \frac{2B}{T}\right) \int_x^{+\infty} e^{-t^2} dt + x e^{-x^2} \right] \quad (3.14)$$

où v_z désigne la projection sur l'axe (O, \vec{z}) de la vitesse de la particule dans le référentiel du laboratoire. Ainsi, la composante sur l'axe (O, \vec{z}) de sa vitesse relative au noyau émetteur s'écrit $|v_z - v_{z,source}|$ et est soumise aux conditions :

$$|v_z - v_{z,source}| < \sqrt{\frac{2B}{T}} \implies x = \sqrt{\frac{B}{T}} \quad (3.15)$$

$$\sqrt{\frac{2B}{T}} \leq |v_z - v_{z,source}| \implies x = \sqrt{\frac{m}{2T}} |v_z - v_{z,source}| \quad (3.16)$$

La section efficace différentielle d'émission de volume, selon un axe (O, \vec{z}) , s'écrit dans le formalisme de la cinématique classique (voir annexe C) :

$$\frac{d\sigma}{dv_z} = \frac{m}{2\sqrt{\pi}T} \int_{v=v_{z,0}}^{+\infty} \sqrt{\frac{\frac{1}{2}mv^2 - B}{T}} e^{\frac{\frac{1}{2}mv^2 - B}{T}} dv \quad (3.17)$$

avec $v = |\vec{v} - \vec{v}_{source}|$, module de la vitesse relative entre la particule et le noyau émetteur. v est soumis aux conditions résultant de la présence d'une barrière coulombienne, soit : $v_{z,0}$ tel que $v = \sqrt{v_{z,0}^2 + v_{\perp}^2} = \sqrt{\frac{2B}{T}}$.

Dans la suite, nous prendrons comme axe (O, \vec{z}) , l'axe du faisceau, qui est un axe de symétrie du système avant la collision, et qui reste la direction privilégiée du mouvement du quasi-projectile et de la quasi-cible, après interaction

L'intérêt de connaître la section efficace est qu'elle permet de calculer des valeurs moyennes, puisque c'est une distribution de probabilité.

3.4.2 Énergies transverses au faisceau

À partir de la section efficace d'émission thermique, nous pouvons calculer l'énergie transverse moyenne par rapport à un axe (O, \vec{z}) de référence.

En cinématique classique, la valeur de l'énergie transverse moyenne s'obtient par la relation :

$$\langle E_{\perp}(v_z) \rangle = \frac{\int_{v_{\perp,0}}^{+\infty} \frac{1}{2}mv_{\perp}^2 \frac{d\sigma}{dv_{\perp}} dv_{\perp}}{\int_{v_{\perp,0}}^{+\infty} \frac{d\sigma}{dv_{\perp}} dv_{\perp}} \quad (3.18)$$

où $v_{\perp,0}$ est déterminée par la barrière coulombienne, selon la relation :

$$v = \sqrt{v_{z,0}^2 + v_{\perp}^2} = \sqrt{\frac{2B}{T}}$$

avec les unités appropriées.

En fait, du fait de l'énergie finie, le domaine en énergie cinétique des particules émises est tronqué, de telle manière que v_z ne peut pas tendre vers l'infini. En outre, l'approximation de la cinématique classique n'est pas correcte pour les grandes énergies cinétiques, puisque la vitesse relativiste tend vers la célérité de la lumière, quand l'énergie cinétique tend vers l'infini.

La figure 3.11 montre l'évolution de $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ pour les modèles d'émission thermique de surface et de volume.

Pour l'émission thermique de surface, nous constatons que $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ est maximum pour $v_z = v_{z,source}$. Cette valeur est d'autant plus élevée que la barrière coulombienne d'émission est plus faible. $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ tend asymptotiquement vers la température de la source.

Pour l'émission thermique de volume, il apparaît que $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ est constante et égale à la température en absence de barrière coulombienne. Elle atteint sa valeur maximum à $v_z = v_{z,source}$, quand la barrière coulombienne n'est pas nulle, et tend vers la température de la source assez rapidement lorsque l'on s'écarte de $v_{z,source}$.

Énergies transverses moyennes d'émission thermique

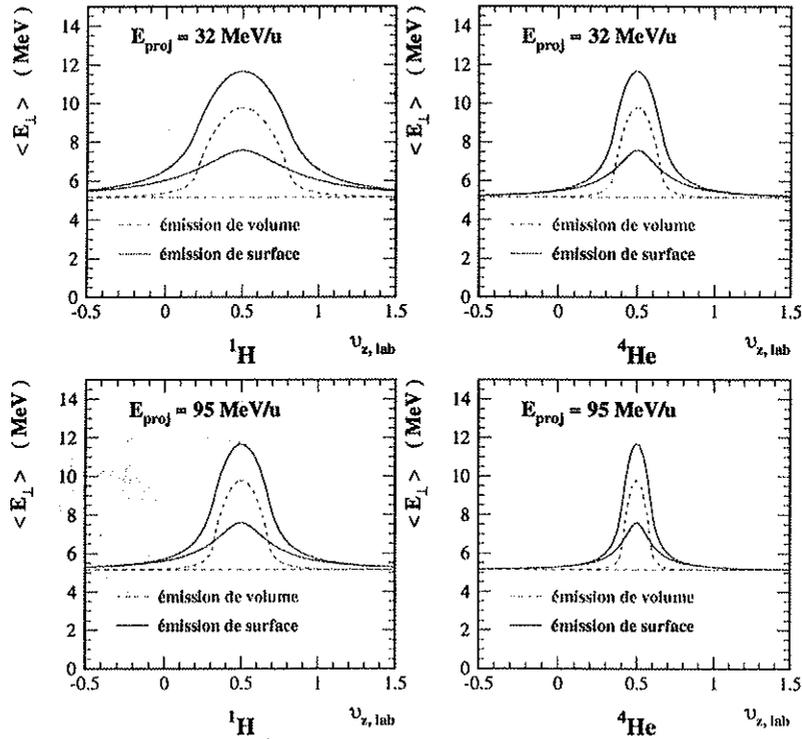


FIG. 3.11 - Calcul des énergies transverses moyennes d'émissions thermiques de surface et de volume pour deux énergies incidentes, 32 MeV/u et 95 MeV/u, et pour deux isotopes ^1H et ^4He . Les paramètres d'émission sont une vitesse normalisée de source $v_z = 0.5$, une température $T = 5 \text{ MeV}$ et une barrière coulombienne $B = 0 \text{ MeV}$ ou $B = 3 \text{ MeV}$. Les courbes les plus piquées correspondent à $B = 3 \text{ MeV}$.

La température d'une source d'émission thermique, quel que soit son type, détermine donc fortement l'énergie transverse moyenne des particules émises.

Les courbes de la figure 3.11, montrent que la bosse d'énergie transverse est d'autant plus étroite que la masse des particules émises est d'autant plus grande. La barrière coulombienne d'émission change aussi selon le type de particule.

3.4.3 Relation entre les vitesses de sources

Dans une réaction à deux corps, il est possible de relier les vitesses des partenaires. Dans la suite, M désigne l'énergie de masse au repos masse d'un noyau, T son énergie cinétique, E son énergie totale, comprenant aussi son énergie interne E^* .

La conservation de l'impulsion s'écrit :

$$\vec{p}_{QP} + \vec{p}_{QC} = \vec{p}_{proj} \quad (3.19)$$

Or l'impulsion est reliée à la vitesse par la relation :

$$\vec{p}_{QP} = E\vec{\beta} \quad (3.20)$$

En réécrivant 3.19, nous obtenons alors :

$$E_{QP}\vec{\beta}_{QP} + E_{QC}\vec{\beta}_{QC} = E_{proj}\vec{\beta}_{proj} \quad (3.21)$$

La conservation de l'énergie établit :

$$E_{QP} + E_{QC} = E_{proj} + M_{QC} \quad (3.22)$$

En tenant compte de 3.22, dans 3.21, nous obtenons :

$$\vec{\beta}_{QC} = \frac{E_{proj}\vec{\beta}_{proj} - E_{QP}\vec{\beta}}{E_{proj} + M_{QC} - M_{QP} - T_{QP} - E_{QP}^*} \quad (3.23)$$

Comme E_{QP}^* vaut quelques MeV/u, et que $M_N = 931,494$ MeV, nous pouvons négliger E_{QP}^* dans 3.23.

Par ailleurs, nous ne connaissons ni la masse du quasi-projectile, ni celle de la quasi-cible, après l'interaction. Si le nombre de particules de pré-équilibre n'est pas trop élevé,

$$\vec{\beta}_{QC} = \frac{E_{proj}\vec{\beta}_{proj} - E_{QP}\vec{\beta}}{E_{proj} + M_{cib} - M_{proj} - T_{proj}} \quad (3.24)$$

Bien sûr, le quasi-projectile et la quasi-cible émettent des particules, aussi la relation 3.23 n'est plus respectée événement par événement. En revanche, en moyenne, si l'émission de particules par les noyaux excités est *isotrope*, la relation 3.23 devrait permettre de relier v_{QP} et v_{QC} . Nous remplaçons alors T_{QP} par T_{QPR} , pour en déduire $\vec{\beta}_{QC}$.

Par ailleurs, dans la suite, comme le résidu du quasi-projectile et le résidu de la quasi-cible s'écartent peu de l'axe du faisceau, nous identifierons : $v_{QP} \approx v_{z, QP}$ et $v_{QC} \approx v_{z, QC}$, composantes qui interviennent dans le calcul de $\frac{d\sigma}{dv_z}$.

3.4.4 Barrières coulombiennes d'émission

Les valeurs des barrières coulombiennes que nous utiliserons dans la fonctionnelle $\frac{d\sigma}{dv_z}$ sont des paramétrisations empiriques basées sur des mesures portant sur l'évaporation de particules des noyaux composés [Riv82, Ale82].

Les barrières coulombiennes d'évaporation des particules de charge $Z_e = 1$ sont calculées avec la relation :

$$B = 0.0655Z_e + 0.9538 \quad (3.25)$$

Les barrières coulombiennes d'évaporation des particules de charge $Z_e = 2$ sont obtenues par :

$$B = \frac{2.88(Z_E - 2)}{2.534 + 1.824(A_E - 4)^{1/3}} \quad (3.26)$$

où Z_E est la charge du noyau émetteur et A_E son nombre de masse.

Comme nous ne connaissons pas la séquence d'émission de chaque événement, nous ignorons quelle est la barrière coulombienne moyenne, associée à l'émission de ces particules.

La barrière coulombienne maximum sera associée à $Z_e = Z_{proj}$ et la plus faible correspondra à $Z_e = Z_{QPR} + Z_e$.

Une solution est de prendre la moyenne de ces deux limites, comme barrière coulombienne.

3.4.5 Influence du dispositif de détection

L'imperfection du dispositif de détection est à l'origine d'une altération de la forme de la section efficace en fonction de la vitesse parallèle normalisée v_z . Ces modifications d'allure peuvent altérer l'adéquation des valeurs des paramètres d'émission, lors de l'ajustement d'une fonctionnelle de section efficace d'émission thermique. De la même manière, les valeurs moyennes des grandeurs physiques risquent d'être affectées par les diverses restrictions géométriques et cinématiques du détecteur.

Facteurs limitatifs de la détection

D'une part, des restrictions sont inhérentes à la couverture géométrique utile du détecteur. Les zones mortes correspondent principalement aux domaines angulaires réservés à l'entrée et à la sortie du faisceau, aux zones séparant les détecteurs, et à l'espace angulaire couvert par la cible.

D'autre part, des limitations de détection sont d'ordre énergétique. Premièrement, elles sont dues aux seuils minimum d'énergie correspondant aux pertes dans les feuilles de mylar, formant la face d'entrée des chambres à ionisation, et à l'énergie nécessaire pour traverser les deux premiers étages des télescopes. Deuxièmement, elles résultent de l'épaisseur des détecteurs, qui ne permet pas de mesurer des énergies au-delà d'un certain seuil, dont la valeur est donnée dans le tableau 1.2, pour les isotopes légers.

Enfin, des restrictions en terme de capacité d'identification des nucléides résultent du type de détecteur utilisé, et de la méthode d'identification adoptée. La masse des fragments de charge $Z \geq 4$, n'est ainsi pas connue.

3.4.6 Influence de la dispersion de la vitesse de source

Nous avons observé précédemment, que la largeur des distributions de vitesses parallèles au faisceau des résidus du quasi-projectile, augmentent quand la charge diminue.

Cette distribution résulte d'une part de la dynamique propre à chaque collision, et d'autre part des effets de recul cumulés, dus à l'émission successive de particules

par le quasi-projectile excité, qui constitue une séquence d'évaporation particulière à chaque événement.

Cette dispersion en vitesse du noyau émetteur va affecter la forme finale de la distribution en vitesse parallèle au faisceau des isotopes évaporés. Aussi, afin d'étudier cet effet, nous avons modélisé la forme de la distribution de la vitesse normalisée de la source émettrice par une gaussienne dont la probabilité de prendre la valeur $v_{z,s}$ s'exprime :

$$P(v_{z,s}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}v_{z,g}} \exp\left(-\frac{(v_z - v_{z,0})^2}{2v_{z,g}^2}\right)$$

où $v_{z,0}$ est la valeur moyenne de la distribution et $v_{z,g}$ est son écart type.

La distribution de vitesse réduite des particules émises résultante est donnée par le produit de convolution $P * \frac{d\sigma}{dv_z}$.

Un résultat de cette opération est illustré sur la figure 3.12.

Il s'avère que la distribution résultante de v_z est d'autant plus sensible à la dispersion en vitesse de source qu'elle est plus étroite initialement. Ainsi, les caractéristiques des distributions de vitesse parallèle au faisceau sont d'autant plus affectées que la masse de l'isotope évaporé est plus élevée et que la température de la source émettrice est plus faible.

De plus, la dispersion en vitesse, tant en voie de sortie qu'au cours de l'émission, aura une influence d'autant plus importante sur les distributions en vitesse parallèle normalisée que la vitesse incidente est plus faible. Ainsi, un élargissement de 0.3 cm/ns correspond à $v = 0.039$ à 32 MeV/u et à $v = 0.024$ à 95 MeV/u.

L'effet de la dispersion en vitesse du noyau émetteur se manifeste d'une part, par un arrondissement du plateau, *i.e.* par une barrière coulombienne apparente plus faible que la barrière coulombienne initiale, et d'autre part, par l'élargissement de la base de la distribution de vitesse des particules émises, *ie* par l'augmentation de la température apparente des sources d'émission.

Dans la suite, nous avons tenu compte de l'effet touchant la barrière coulombienne, en lui appliquant un facteur correctif d'une valeur d'environ 0.25.

3.4.7 Résumé

Nous avons constaté que $\frac{d\sigma}{dv_z}$ est reliée aux paramètres d'émission de la source, température et barrière coulombienne. $\frac{d\sigma}{dv_z}$ permet aussi de localiser les sources d'émission dans l'espace des vitesses, en particulier selon l'axe (O, \vec{z}) , qui est une axe de symétrie de la réaction. $\frac{d\sigma}{dv_z}$ informe principalement sur la vitesse et l'intensité des sources d'émission.

Nous avons également calculé l'énergie transverse moyenne des particules émises, en fonction de v_z . Cette grandeur permet principalement de déterminer la température des sources, et éventuellement leur vitesse, si elles présentent une barrière coulombienne d'émission.

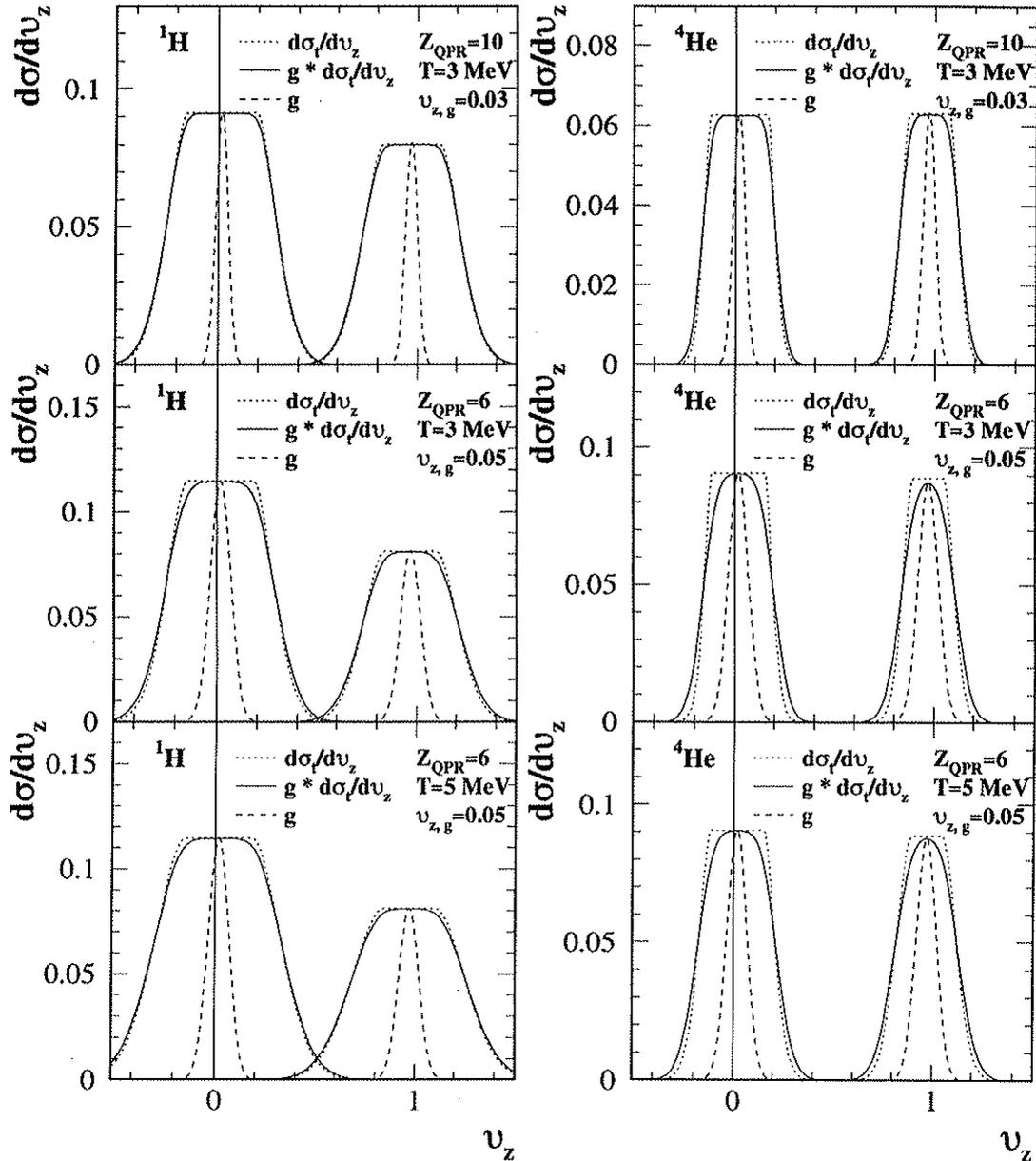
Influence d'une dispersion en vitesse gaussienne, $E_{\text{proj}} = 95 \text{ MeV/u}$ 

FIG. 3.12 - Calcul de l'influence d'une distribution de vitesse de sources (QP et QC) sur la section efficace d'émission thermique des protons et des noyaux ${}^4\text{He}$ pour diverses températures et barrières coulombiennes. Les sections efficaces $\frac{d\sigma}{dv_z}$ correspondent à des cas réalistes et sont exprimées en nombre de particules par réaction. La forme des sections efficaces est d'autant plus affectée que la largeur de la distribution est plus grande, que la barrière coulombienne est plus faible, que la température est plus petite et que la masse du nucléide émis est plus élevée.

Les valeurs des paramètres d'émission sont affectées par la dispersion de la vitesse des sources d'émission, qui donne l'illusion d'une barrière coulombienne plus faible et d'une température plus élevée que celle de la source initiale.

3.5 Analyses de l'émission de particules

La détection des événements de multiplicités élevées prouve la très bonne aptitude d'*INDRA* à collecter les particules légères.

Ceci vaut, quelle que soit l'énergie incidente et quel que soit le paramètre d'impact. Les mesures fournies par *INDRA* se prêtent donc particulièrement bien à l'étude de l'émission de ces particules.

Nous avons observé que les nucléides légers jouent un rôle prépondérant dans le transfert de l'énergie disponible. La compréhension de leurs processus d'émission revêt donc une importance cruciale.

De plus, pour les réactions $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, une étude systématique peut-être réalisée, grâce aux énergies incidentes régulièrement distribuées entre 32 MeV/u et 95 MeV/u.

Dans ce chapitre, nous mettrons en évidence les principales caractéristiques cinématiques expérimentales de ces particules. Nous nous intéresserons premièrement à leur localisation dans l'espace des rapidités. Nous la comparerons à celle du résidu du quasi-projectile, qui semble être une source d'émission importante. Enfin, nous nous étudierons l'énergie transverse moyenne des particules légères en fonction de v_z , qui devrait nous suggérer les valeurs des températures des sources d'émission.

3.5.1 Évidences expérimentales

Caractère binaire de l'émission de particules

L'apparence principalement binaire de l'émission de particules légères est révélée par les diagrammes de section efficace invariante relativiste, dans lesquels les nucléides détectés sont localisés autour d'une rapidité proche de celle du noyau projectile et autour d'une rapidité proche de celle du noyau cible. Ces deux sources principales sont donc associées à un quasi-projectile et à une quasi-cible excités.

De tels diagrammes sont montrés sur les figures 3.13 et 3.14, pour des noyaux de charge $Z = 1$ et $Z = 2$ respectivement, recueillis en coïncidence avec un résidu du quasi-projectile de charge fixée. Les diagrammes présentés sont exprimés en fonction des rapidités normalisées à celle du projectile, afin de pouvoir comparer les comportements à différentes énergies de faisceau.

La séparation cinématique des deux principales sources d'émission de particules est d'autant plus évidente que l'énergie de faisceau est plus élevée.

Nous constatons que le caractère binaire de l'émission semble d'autant plus marqué que la charge du résidu du quasi-projectile détecté en coïncidence est plus élevée.

En revanche, l'apparence binaire de l'émission s'estompe, lorsque la charge du résidu du quasi-projectile requis diminue. Ceci pourrait s'expliquer par le fait que les

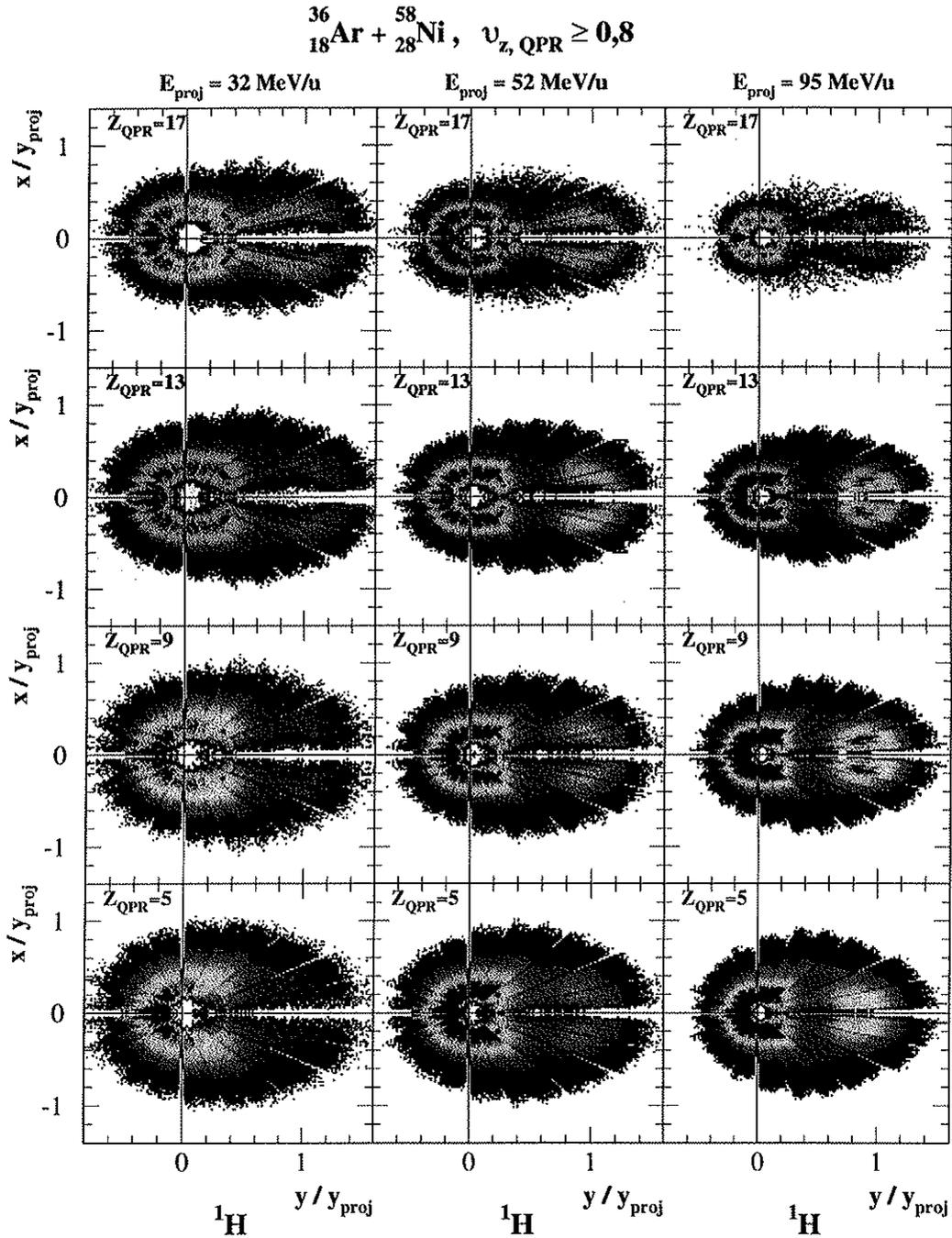


FIG. 3.13 - Diagrammes de section efficace invariante relativiste des $Z = 1$, en fonction des rapidités normalisées à celles du noyau projectile, pour les énergies de faisceaux de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. L'échelle en cote est logarithmique, afin de faire apparaître les limites maximum de rapidités, qui comptent peu de statistique.

deux sources principales se rapprochent et se recouvrent de plus en plus. Néanmoins, ces seules considérations cinématiques ne sont pas suffisantes pour comprendre la présence des particules légères d'énergie transverse au faisceau maximum à des rapidité parallèles avoisinant $y_{//} = 0.5$. Il apparaît en effet, que la zone des rapidités intermédiaires, entre le noyau projectile et le noyau cible, est peuplée de particules, même à 95 MeV/u, énergie pour laquelle la séparation cinématique des sources d'émission principales est maximum, et pour la charge de résidu du quasi-projectile la plus élevée.

Cette traîne pourrait résulter d'une émission hors équilibre, comme celle constatée dans d'autres systèmes [Luk97, Pla99].

Il apparaît également que l'abondance des nucléides augmente, quand la charge du fragment détecté en coïncidence est plus faible. Ceci peut traduire une dissipation d'énergie croissante lors de l'interaction entre les noyaux incidents, engendrant une émission plus importante de particules par les noyaux excités.

Distributions de vitesse parallèle

Les figures 3.15 et 3.16 montrent les section efficace des ^1H et des ^4He selon v_z , pour les énergies incidentes de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. La distribution de v_z du résidu du quasi-projectile y est superposée pour faire apparaître la zone d'émission associée au quasi-projectile.

Quelle que soit la charge du résidu du quasi-projectile, et quelle que soit l'énergie incidente, $\frac{d\sigma}{dv_z}({}^1\text{H})$ et $\frac{d\sigma}{dv_z}({}^4\text{He})$ font apparaître deux bosses associées aux alentours de la vitesse du résidu du quasi-projectile et de zéro. Elles mettent en évidence les émissions de particules par le quasi-projectile et par la quasi-cible.

Cependant, il existe des particules entre ces deux modes. La zone $v_z \approx 0.5$ est d'autant plus peuplée que la charge du résidu du quasi-projectile en coïncidence est d'autant plus faible.

À 95 MeV/u, énergie incidente pour laquelle la séparation des sources quasi-projectile et quasi-cible est maximum dans l'espace v_z , il apparaît une dissymétrie dans la répartition des particules autour de la distribution en vitesse du résidu du quasi-projectile. Pourtant entre $Z_{QPR} = 18$ et $Z_{QPR} = 9$, la distribution de $v_{z,QPR}$ est symétrique. Cet effet n'est donc pas du à la dispersion en vitesse du quasi-projectile. L'accumulation des particules à l'arrière du quasi-projectile traduit donc une émission dissymétrique ou la présence d'une autre source d'émission.

Une émission dissymétrique par rapport à la vitesse moyenne du quasi-projectile pourrait résulter d'une zone plus chaude correspondant à la zone d'interaction directe avec le noyau cible, située à l'arrière du quasi-projectile. Un plus grand nombre de particules serait émis par la zone la plus excitée. Cette émission pourrait également se produire dans le cas d'une émission dynamique au col, révélant une relaxation en vitesse plus importante de la matière au niveau de la zone de contact. Une troisième possibilité consisterait en une agrégation des nucléons entraînés par le quasi-projectile lors de la collision, situation analogue à un scénario de type QMD [Aich91].

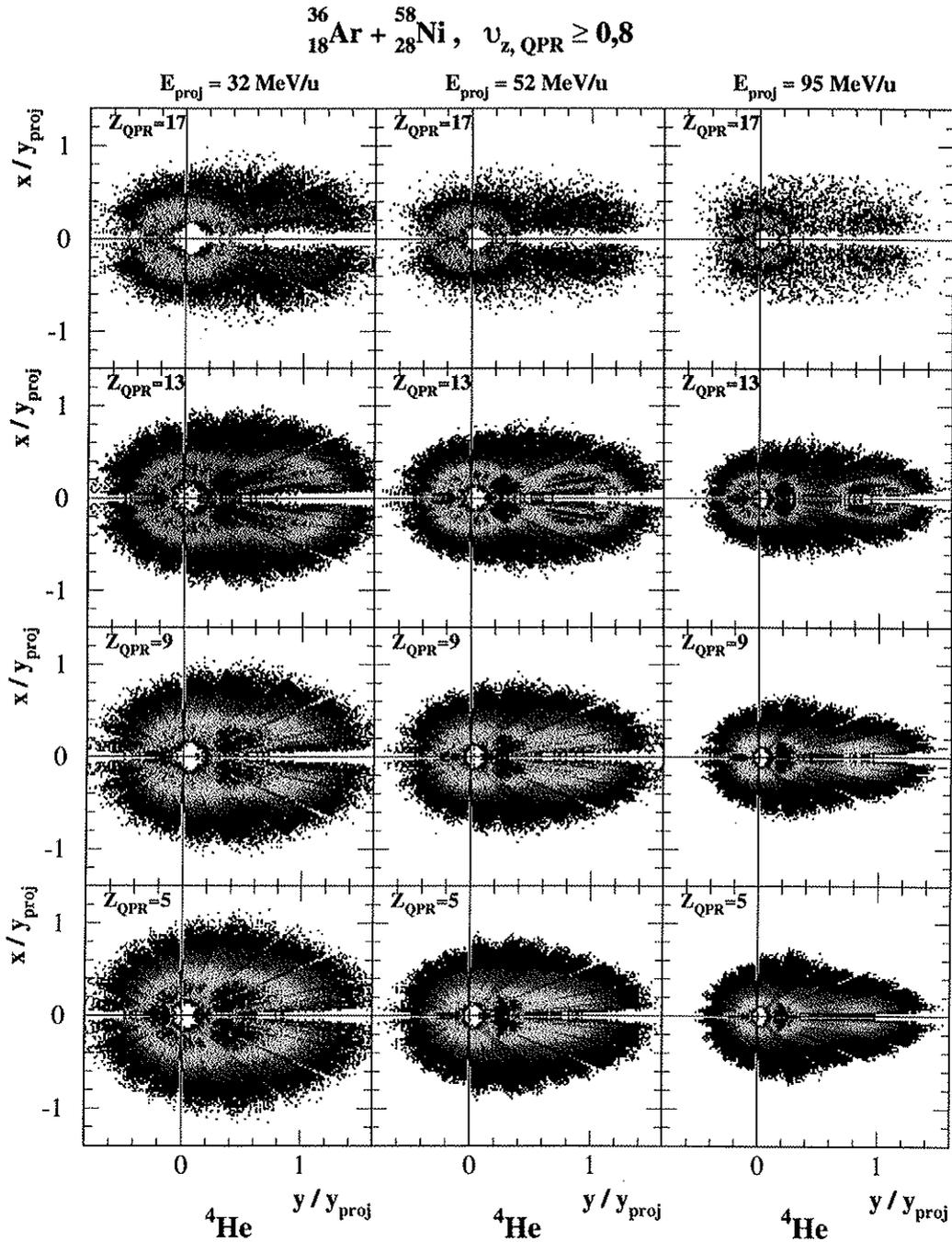


FIG. 3.14 - Diagrammes de section efficace invariante relativiste des $Z = 2$, en fonction des rapidités normalisées à celles du noyau projectile, pour les énergies de faisceaux de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. L'échelle en cote est logarithmique, afin de faire apparaître les limites maximum de rapidités, qui comptent peu de statistique.

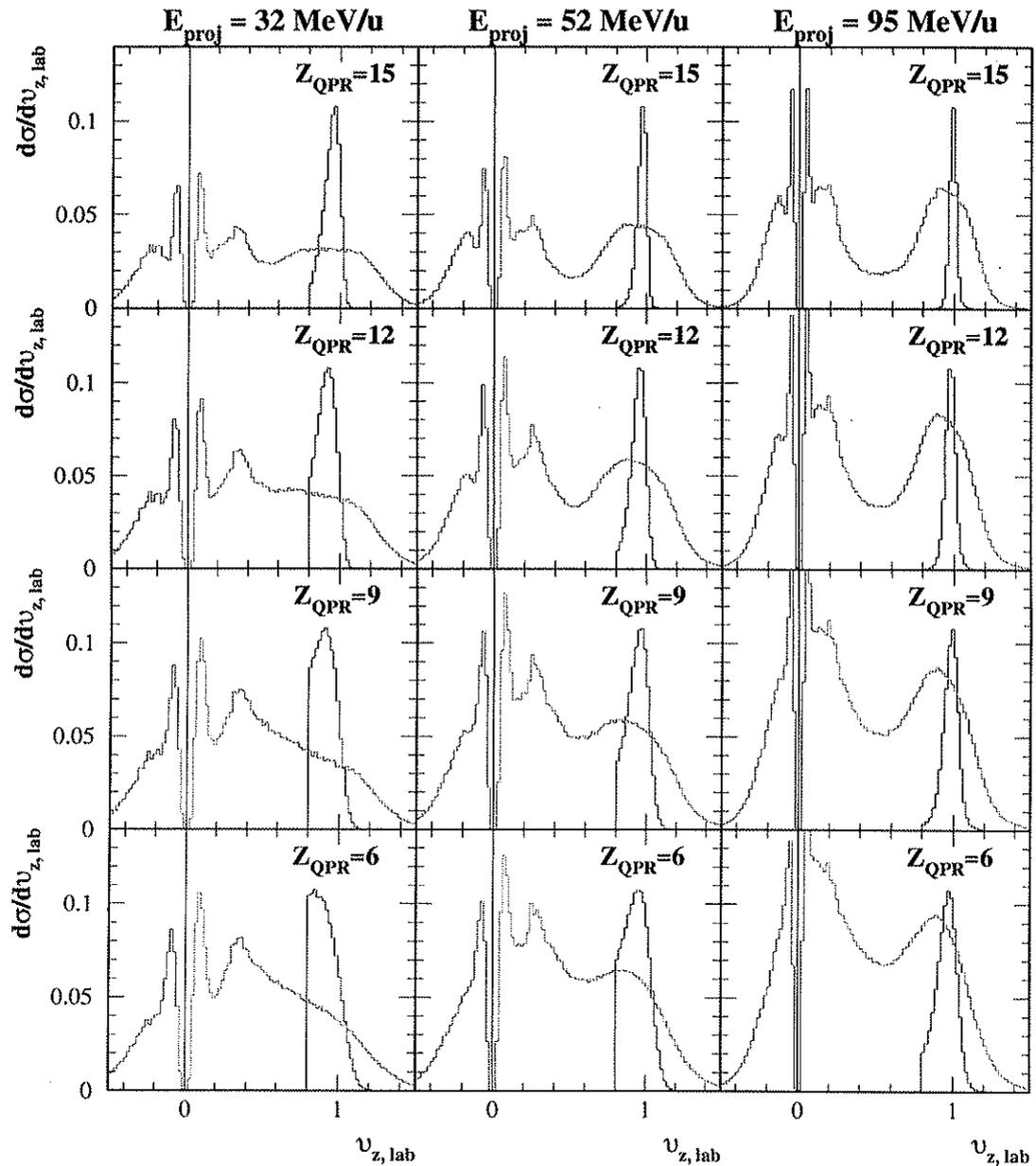
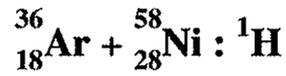


FIG. 3.15 - Comparaison entre les distributions de vitesse parallèle des résidus du quasi-projectile et celle des ${}^1\text{H}$ détectés en coïncidence, pour les énergies incidentes de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. L'histogramme comportant tronqué à $v_z = 0.8$ correspond aux résidus du quasi-projectile. Le nombre de ${}^1\text{H}$ est donné en particule par événement, et la distribution de vitesse du quasi-projectile est normalisée arbitrairement en conséquence.

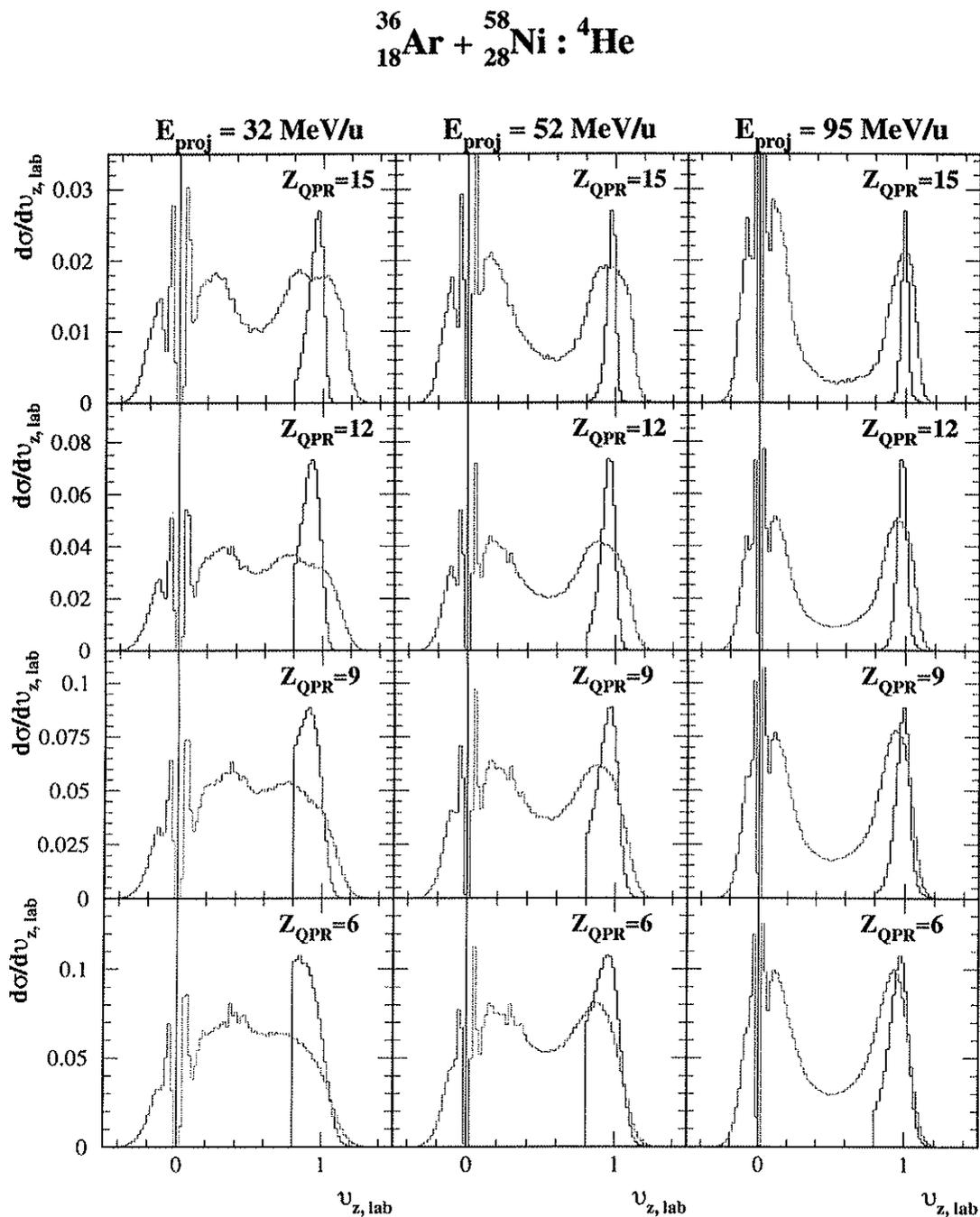


FIG. 3.16 - Comparaison entre les distributions de vitesse parallèle des résidus du quasi-projectile et celle des ${}^4\text{He}$ détectés en coïncidence, pour les énergies incidentes de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. L'histogramme tronqué à $v_z = 0.8$ correspond au résidu du quasi-projectile. Le nombre de ${}^4\text{He}$ est donné en particule par événement, et la distribution de vitesse du quasi-projectile est normalisée arbitrairement en conséquence.

[Aich91].

Une dissymétrie de l'émission à l'avant de la quasi-cible est aussi présente, mais les seuils des détecteurs l'empêche d'apparaître aussi nettement que pour le quasi-projectile.

Les seules émissions thermiques par un quasi-projectile et une quasi-cible ne peuvent pas rendre compte de l'accumulation de particules à des vitesses normalisées $v_z \approx 0.5$.

Énergie transverse moyenne des particules

La figure 3.17 permet de comparer à charge de résidu du quasi-projectile fixée, les distributions d'énergie transverse moyenne des particules, pour les énergies incidentes de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. Ces courbes sont données pour les ^1H et les ^4He .

Quel que soit l'isotope considéré, l'énergie transverse moyenne est maximum pour les vitesses intermédiaires entre celles des émissions associées au quasi-projectile et à la quasi-cible, visibles sur les figures 3.15 et 3.16. Or, nous avons observé précédemment qu'aux effets de barrière près, $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ est proportionnelle à la température de la source d'émission (avec un coefficient égal à $\frac{3}{2}$ pour une émission de surface, et à 1 pour une émission de volume). Dans le cas d'une émission thermique de surface, le maximum de $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ est atteint pour $v_z = v_{z,source}$. Dans le cadre d'un tel modèle, ceci semble révéler qu'il existe une émission, dont la vitesse parallèle se situe entre celles des sources quasi-projectile et quasi-cible, et dont la température d'émission est plus élevée que celle de ces dernières. Un tel phénomène a déjà été mis en évidence à des énergies incidentes de l'ordre de 800 MeV/u [Man82]. Les auteurs de cette référence ont signalé sa prédominance aux rapidités perpendiculaires élevées. Leur description s'appuyait sur une factorisation de la section efficace, en fonction de trois fonctionnelles simulant une émission thermique, dont les rapidités étaient bien séparées, du fait des vitesses relatives importantes entre les sources.

Pour les ^1H , la distribution de $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ aux vitesses intermédiaires, passe d'une forme de plateau, à 32 MeV/u, à celle d'un pic, à 95 MeV/u. Nous constatons que sa valeur varie peu en fonction de la charge du résidu du quasi-projectile détecté en coïncidence, pour une énergie de faisceau donnée. En revanche, elle évolue presque proportionnellement à l'énergie incidente, puisqu'elle passe de 6 MeV à 21 MeV, entre 32 MeV/u et 95 MeV/u.

Les distributions d'énergie transverse moyenne des ^4He présentent les mêmes caractéristiques que celles des protons. Toutefois, la valeur maximum de $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$, atteinte à mi-rapidité, change entre ces deux type de nucléides légers. À 32 MeV/u, elle est supérieure pour les ^4He , mais, à 95 MeV/u, elle est supérieure pour les protons. Ceci pourrait signifier qu'ils ne sont pas émis par le même processus. Néanmoins, ces différences peuvent résulter d'un phénomène de moyenne, car les distributions de vitesse des protons sont plus larges que celle des ^4He , du fait de leur masse plus petite, si bien que les diverses sources d'émission se recouvrent plus, ce qui amoindrit

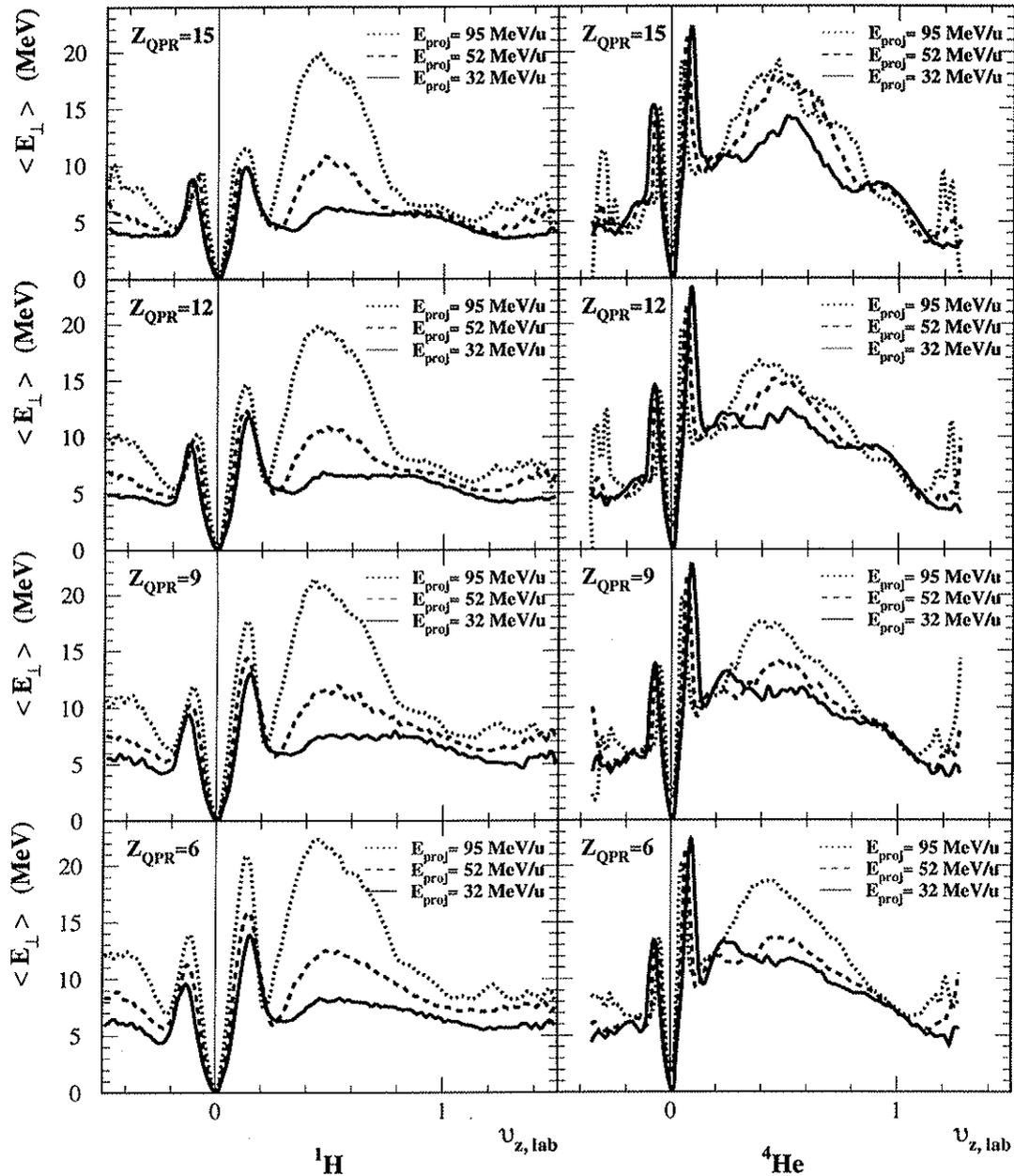
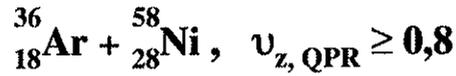


FIG. 3.17 - Distributions d'énergie transverse moyenne des ${}^1\text{H}$ et des ${}^4\text{He}$, en fonction de la vitesse parallèle à l'axe du faisceau, pour les énergies incidentes de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u.

drit la valeur maximum de $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$, vis-à-vis de la température maximum. Pour les ${}^4\text{He}$, elle passe de 13 MeV, à 32 MeV/u, à 17 MeV, à 95 MeV/u.

La vitesse parallèle, où apparaît le maximum de $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$, se situe entre la vitesse du centre de masse et celle du système N-N données dans le tableau 2.3. Ceci évoque que la source à mi-rapidité, pourrait correspondre à une émission par la zone des *participants*, dans le cadre du modèle participants-spectateurs. Dans ce cas, la source *participants* possède une vitesse plus proche de celle du noyau le plus lourd (ici la quasi-cible) [Wes76, Bor90].

En outre, dans les distributions de $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ des ${}^4\text{He}$, il apparaît une bosse supplémentaire, vers $v_z \approx 0.75$, pour les plus grandes charges de résidu du quasi-projectile, et à 95 MeV/u, énergie incidente pour laquelle les vitesses relatives des sources est maximum.

Remarquons que les valeurs expérimentales de $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ peuvent être biaisées par la présence de seuils d'identification, et par le pouvoir d'arrêt maximum des détecteurs.

D'ailleurs, nous observons systématiquement un saut en $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ au passage de $v_z = 0.5$. Ce léger décalage en énergie transverse pourrait résulter d'un effet de couronne, du fait que nous utilisons les angles centraux des modules pour calculer E_{\perp} . Néanmoins, notons que les mesures sont entachées d'une incertitude, et que les fluctuations sur les valeurs moyennes, sont plus importantes dans ce domaine de vitesse, du fait de la moindre abondance de particules, pour les grandes charges de résidu du quasi-projectile, comme le montrent les figures 3.15 et 3.16.

3.6 Analyses des sources d'émission

Nous venons d'établir qu'il existe une source d'émission supplémentaire entre celles associées au quasi-projectile et à la quasi-cible.

Nous devons comprendre si cette émission provient d'une *source équilibrée* ou d'un *processus hors équilibre*, tel que des diffusions N-N. De plus, nous devons étudier comment évolue l'énergie dissipée dans les noyaux, notamment établir si une énergie disponible croissante se traduit pas une énergie dissipée croissante, ou s'il existe des facteurs limitatifs, voire une température limite dans les noyaux.

Les modèles d'émissions thermiques que nous venons de définir vont nous permettre d'extraire les contributions du quasi-projectile et de la quasi-cible, et ainsi de caractériser l'émission à mi-rapidité.

Nous nous intéresserons tout d'abord à l'émission de protons, puis nous nous consacrerons à celle de ${}^4\text{He}$. Ces deux nucléides sont les plus émis et sont donc les mieux adaptés à de telles analyses.

3.6.1 Modèle adopté

Nous modéliserons l'émission par le quasi-projectile et la quasi-cible par une source d'émission thermique de surface. Ceci signifie que nous considérons que ces noyaux ne sont pas trop excités (ils possèdent une densité proche de celle d'un noyau ordinaire et leur énergie d'excitation n'est pas beaucoup plus élevée que l'énergie de liaison), et qu'ils sont équilibrés. Ils émettent dans ce cas des particules de manière *isotrope*. Ces hypothèses sont raisonnables, néanmoins, il est possible que ces sources n'aient pas relaxé uniformément leur énergie d'excitation, que la densité d'énergie soit supérieure au niveau de la zone de contact des noyaux, et qu'ils émettent ainsi des particules, préférentiellement depuis cette zone.

La source à mi-rapacité sera modélisée par une source d'émission thermique de volume, puisque son énergie d'excitation semble plus élevée. Nous ne savons pas si elle existe pendant une durée suffisante, pour être considérée véritablement comme une source, ou si un processus d'émission hors équilibre, telles que des diffusions N-N, donne l'illusion d'une émission thermique. Décrivons le cas de diffusions élastiques entre nucléons. Les diffusions p-p présentent un comportement isotrope dans leur centre de masse pour $E \leq 200$ MeV [Cav60]. En revanche, à plus haute énergie incidente, les diffusions élastiques entre protons restent symétriques dans leur centre de masse, mais elles favorisent les angles avant et arrière. Quant aux diffusions n-p, elles semblent être anisotropes et peupler préférentiellement les angles avant et arrière. Elles présentent en outre une asymétrie favorable aux angles arrière [Pal71, Ber76, Mon77, Kee82]. Notons aussi que du fait du mouvement de Fermi des nucléons dans le noyau, l'énergie disponible peut changer d'une collision à l'autre.

Nous avons choisi de fixer la vitesse de la source quasi-projectile sur la vitesse moyenne du résidu du quasi-projectile correspondant. Cette hypothèse est correcte, si l'émission par le quasi-projectile est *isotrope*. Les sections efficaces d'émission calculées au paragraphe précédent se placent dans ce cadre.

Rappelons que la vitesse moyenne des résidus du quasi-projectile peut être incorrecte, du fait de l'incertitude sur la masse du résidu du quasi-projectile, calculée par la formule 1.8. Cet effet est d'autant plus probable dans ${}^{36}_{18}\text{Ar} + {}^{58}_{28}\text{Ni}$, que le noyau projectile est déficient en neutrons, vis-à-vis des noyaux de la vallée de stabilité de charges proches.

La vitesse de la source quasi-cible est déduite de celle du quasi-projectile, par l'intermédiaire de la relation 3.24.

Nous avons choisi une vitesse constante pour la source à mi-rapacité, soit la vitesse v_{N-N} . Pourtant des essais préliminaires d'ajustement de $\frac{d\sigma}{dv_z}$, avec trois gaussiennes, fournissaient des vitesses $v_{z,MR} \approx 0.44$, ceci d'une manière assez robuste en fonction de l'énergie incidente et de la charge du résidu du quasi-projectile. Néanmoins, ce choix repose sur le fait que l'information dans le domaine de vitesse parallèle $v_z \geq 0.5$ est optimum. Il est important de savoir si cet effet est réel, ce que nous pourrions attribuer à un phénomène analogue au modèle *participants-spectateurs*, ou si l'émission est due à des processus directs. Cependant, cette vitesse ne joue pas

un rôle capital pour la caractérisation des énergies, mises en jeu dans les différentes sources d'émission.

Nous avons imposé des températures égales entre les sources quasi-projectile et quasi-cible. Ceci est une hypothèse simplificatrice, mais dans des analyses plus raffinées, il sera important de comprendre la dissipation d'énergie entre les noyaux incidents asymétriques de masse de ${}^{36}_{18}\text{Ar} + {}^{58}_{28}\text{Ni}$, en termes de températures égales ou d'équipartition de l'énergie d'excitation. Des analyses antérieures abondent en faveur de ce dernier scénario [Nal96].

Les barrières coulombiennes des sources quasi-projectile et quasi-cible ont été calculées en faisant la moyenne entre celle des noyaux initiaux et celle des résidus correspondants. La charge du résidu de la quasi-cible est calculée en supposant qu'il a perdu une masse proportionnelle à celle séparant le quasi-projectile du noyau projectile :

$$Z_{QCR} = Z_{cib} - \frac{A_{cib}}{A_{proj}}(Z_{proj} - Z_{QPR}) \quad (3.27)$$

Cette estimation est compatible avec l'hypothèse $T_{QP} = T_{QC}$.

Les barrières coulombiennes utilisées ont été légèrement amoindries par un facteur correctif, afin de prendre en compte l'effet de la dispersion en vitesse des sources, qui tend, comme nous l'avons montré auparavant, à arrondir le plateau coulombien de $\frac{d\sigma}{dv_z}$.

Si la source à mi-rapidité est un gaz de nucléons, la barrière coulombienne d'émission devrait être approximativement nulle. Aussi nous l'avons fixée à zéro.

Dans la suite, les résultats, que nous présenterons, se baseront sur ces hypothèses.

Nous appellerons ce modèle, *modèle à trois sources*.

3.6.2 Émission de ${}^1\text{H}$

Distributions en vitesse parallèle

La figure 3.18 montre les résultats obtenus pour ajuster les distributions de vitesse parallèle et de $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$, pour quatre charges de résidu du quasi-projectile en coïncidence, et pour trois énergies de faisceau, couvrant toute la dynamique d'énergie accessible, 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u.

Ces résultats reproduisent correctement les mesures. Toutefois, les contributions des sources quasi-projectile et quasi-cible peuvent être sous-estimées, pour les énergies incidentes les plus faibles et les charges de résidu du quasi-projectile les plus réduites, du fait du *recouvrement important entre les sources*. Dans ce cas, l'énergie transverse moyenne, qui s'en trouve surestimée.

Nous soulignons ici que le recouvrement important des sources d'émission, d'énergie cinétique moyenne d'émission très différentes, biaise l'énergie moyenne des particules présentes, même pour celles dont la vitesse est supérieure à la vitesse moyenne du résidu du quasi-projectile. Cette constatation permet d'émettre une réserve sur les températures, fréquemment déduites de l'énergie cinétique de ces particules. De

Émissions thermiques de surface (QP et QC) et de volume (MR)

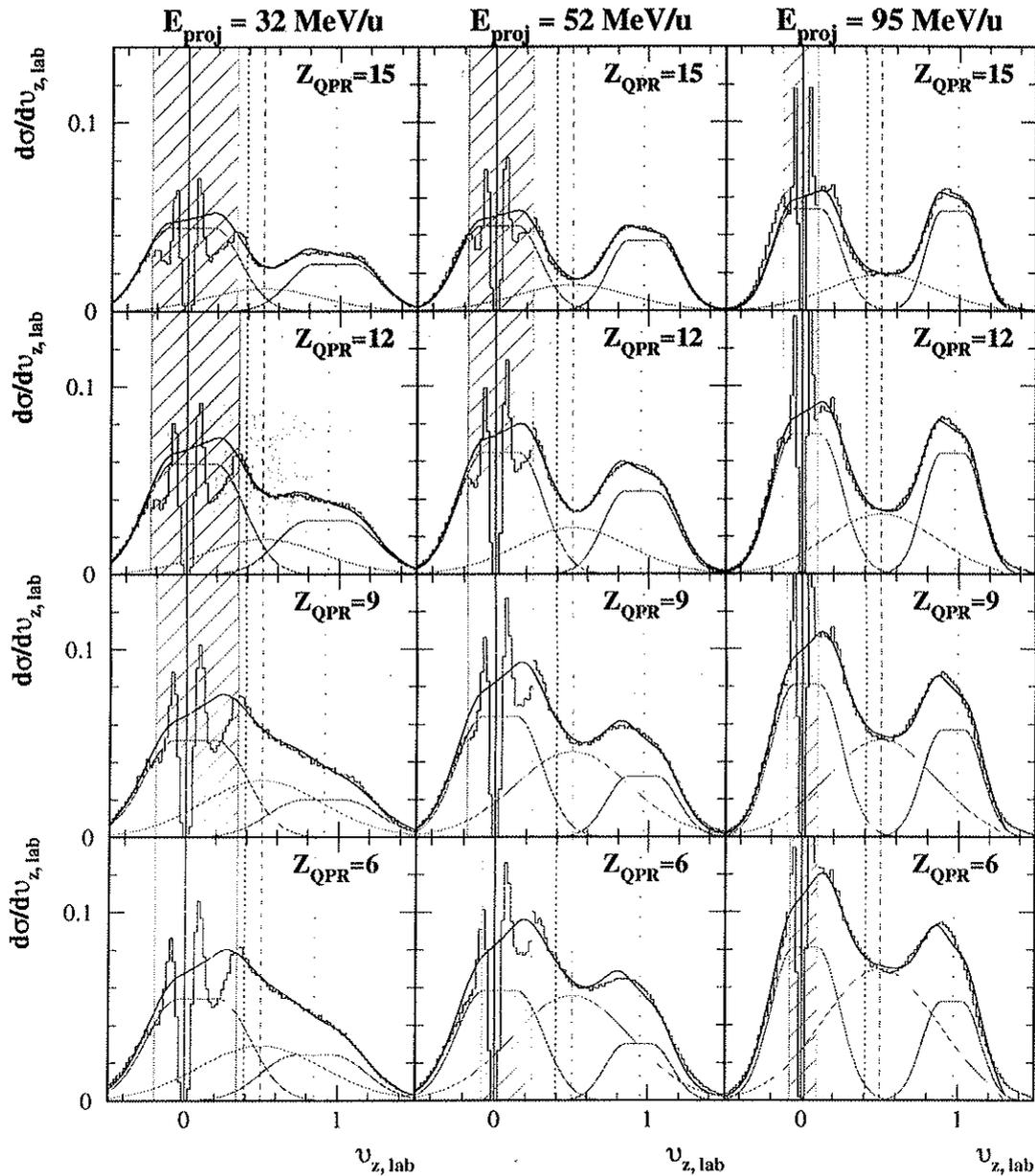


FIG. 3.18 - Résultats de l'ajustement de trois sections efficaces différentielles thermiques sur la section efficace expérimentale de ^1H selon la vitesse parallèle au faisceau, pour des énergies incidentes de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. L'histogramme correspond aux mesures, la ligne noire à la somme des trois contributions (QP, QC et MR). Le nombre de ^1H est donné en particule par événement. La ligne en tiret rappelle la vitesse N-N, celle en pointillé celle du centre de masse et celle en pointillé large la vitesse moyenne du résidu du quasi-projectile associé. La zone inactive pour l'ajustement est hachurée.

la même manière, les températures isotopiques seront biaisées par le mélange des contributions, qui se superposent d'autant plus que la masse des particules émises est plus faible.

La température du quasi-projectile sera biaisée en fonction du paramètre d'impact, dans la mesure où le nombre de particules issus de la source à mi-rapidité augmente le paramètre d'impact diminue.

Notamment, la construction d'une courbe calorique pertinente doit tenir compte de cet effet, afin de déconvoluer la source quasi-projectile des particules issues de la source à mi-rapidité.

Énergie transverse moyenne en fonction de v_z

La figure 3.19 montre les résultats obtenus sur $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$, dans le cadre d'un modèle à trois sources, pour quatre charges de résidu du quasi-projectile en coïncidence, et pour trois énergies de faisceau, 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u.

L'accord est correct, même si pour les collisions les plus centrales (les charges de résidus du quasi-projectile les plus faibles), les résultats semblent surestimer la contribution de la source à mi-rapidité.

Température des sources d'émission

La figure 3.20 présente les températures ajustées pour reproduire $\frac{d\sigma}{dv_z}$ et $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ des protons.

Les températures des sources quasi-projectile et quasi-cible augmentent quand le paramètre d'impact diminue, prouvant un accroissement de la dissipation d'énergie. Elle évolue entre 2 MeV et 4 MeV environ. Cette augmentation est linéaire, toutefois, d'autres ajustements, parmi nos essais montrent une saturation autour de $Z_{QPR} = 10$, qui se traduit par un plateau de température: $T \approx 3.5$ MeV.

À charge de résidu du quasi-projectile fixée, elle reste quasiment constante, quand l'énergie incidente augmente. Le paramètre d'impact moyen correspondant à une charge de résidu du quasi-projectile donnée est constant en fonction de l'énergie. *À paramètre d'impact donné, l'apport d'énergie incidente ne semble pas se traduire par une augmentation de l'énergie dissipée dans les quasi-projectile et quasi-cible.*

Le paramètre T de la source à mi-rapidité est très supérieure à celles du quasi-projectile et de la quasi-cible. Elle augmente de 20% à 30% quand le paramètre d'impact diminue, ce qui pourrait s'inscrire dans la logique de dissipation de l'énergie. Enfin, la température de la source à mi-rapidité suit approximativement l'évolution de l'énergie disponible pour les collisions nucléon-nucléon. Ceci constitue une indication sur la production de ces particules qui pourraient résulter d'une émission *hors équilibre*, venant de diffusions nucléon-nucléon.

Il s'avère qu'une courbe calorique construite avec des mesures relatives à des énergies incidentes différentes, ne pourrait pas être cohérente, puisque la température des sources quasi-projectile et quasi-cible semblent stables à paramètre d'impact fixé,

Émissions thermiques de surface (QP et QC) et de volume (MR)

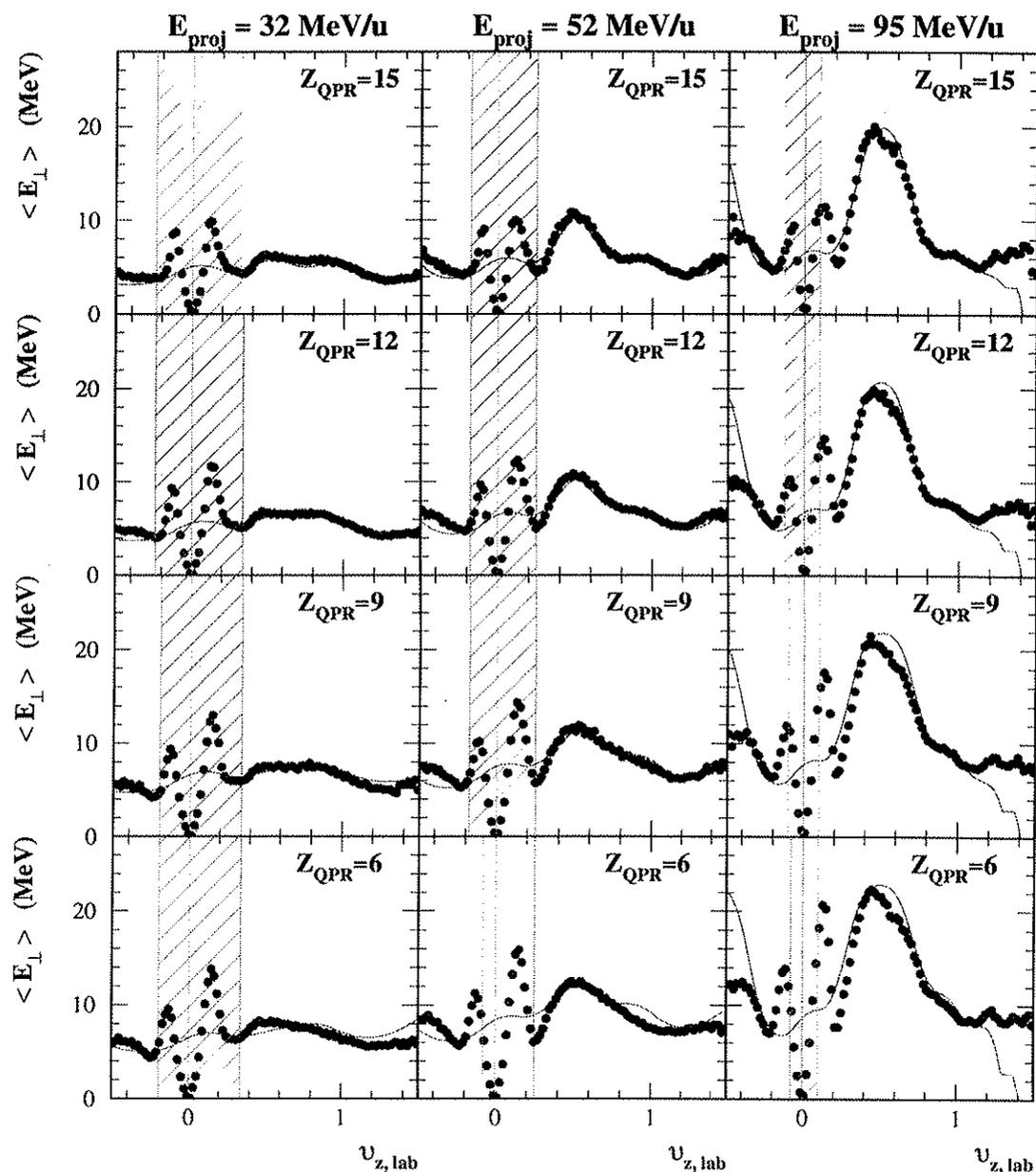


FIG. 3.19 - Comparaison entre l'énergie transverse moyenne des ${}^1\text{H}$, tirée de l'ajustement de trois sources thermiques sur la section efficace expérimentale (ligne) et les mesures (points), pour des énergies incidentes de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u, et en fonction de la charge du résidu du quasi-projectile détecté en coïncidence. La zone inactive pour l'ajustement est hachurée.

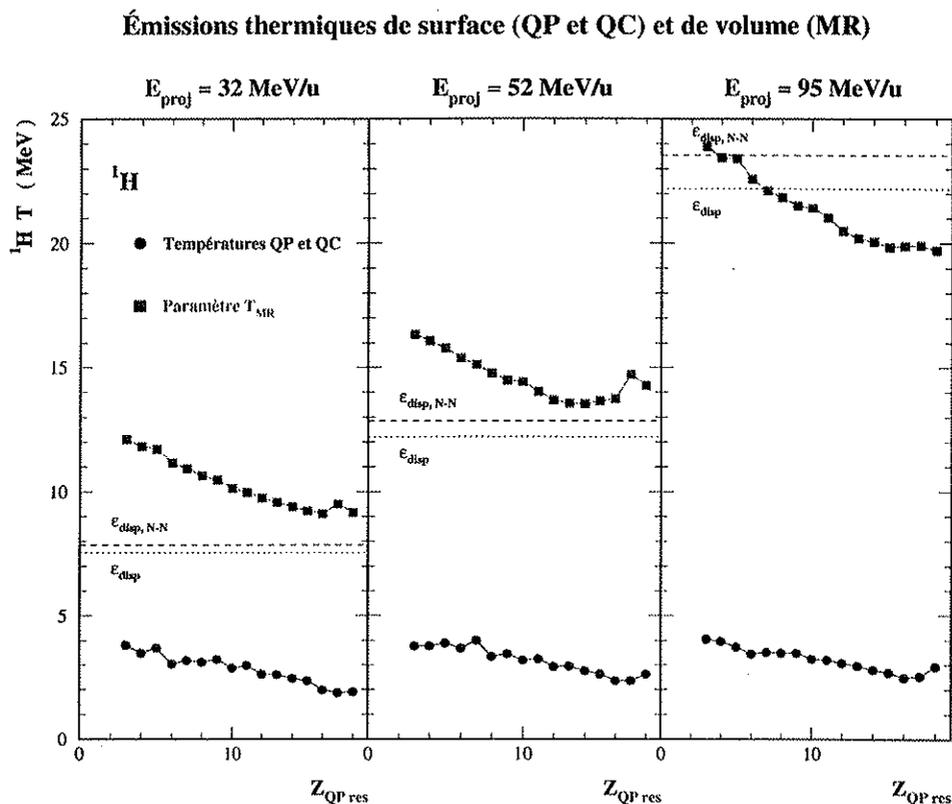


FIG. 3.20 - Températures issues de l'ajustement de trois sources thermiques sur la section efficace expérimentale de ^1H selon la vitesse parallèle au faisceau, en fonction de la charge du résidu du quasi-projectile détecté en coïncidence. Ces résultats concernent les énergies incidentes de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. La températures du quasi-projectile et de la quasi-cible ont été imposées égales. Le paramètre T_{MR} vise ici à reproduire l'énergie cinétique transverse des particules. T_{MR} est relié à l'énergie cinétique moyenne des particules correspondantes : $T = \frac{2}{3}(\langle E \rangle - B)$. ϵ_{disp} est l'énergie disponible dans le centre de masse.

quand l'énergie incidente augmente, alors que le paramètre T_{MR} varie quasiment proportionnellement à l'énergie incidente.

Intensité des sources d'émission

Définitions Comme l'information sur la cible est altérée par la présence d'une zone étendue de v_z dans laquelle la détection est inefficace, l'ajustement des paramètres de la cible n'est pas toujours correcte. Aussi, les nombre de particules, et les proportions de particules présentées seront relatives aux particules dont la vitesse parallèle v_z est supérieure à 0.5.

Ainsi, la quantité de particules émises par le quasi-projectile, tracée sur la figure

3.21, s'exprime :

$$n_{QP} = \frac{1}{N_{\text{évé}}} \int_{v_z=0.5}^{v_{\text{max}}} \frac{d\sigma_{QP}}{dv_z} dv_z \quad (3.28)$$

De la même manière, la quantité de particules émises par la source à mi-rapidité correspond à :

$$n_{MR} = \frac{1}{N_{\text{évé}}} \int_{v_z=0.5}^{v_{\text{max}}} \frac{d\sigma_{MR}}{dv_z} dv_z \quad (3.29)$$

La proportion de particules, émises par le quasi-projectile excité, s'écrit :

$$\mathcal{N}_{QP} = \frac{\int_{v_z=0.5}^{v_{\text{max}}} \frac{d\sigma_{QP}}{dv_z} dv_z}{\int_{v_z=0.5}^{x_{\text{max}}} \frac{d\sigma_{MR}}{dv_z} dv_z + \int_{v_z=0.5}^{x_{\text{max}}} \frac{d\sigma_{QP}}{dv_z} dv_z} \quad (3.30)$$

Enfin, la proportion de particules, émises par la source à mi-rapidité, sera définie par :

$$\mathcal{N}_{MR} = \frac{\int_{v_z=0.5}^{v_{\text{max}}} \frac{d\sigma_{MR}}{dv_z} dv_z}{\int_{v_z=0.5}^{v_{\text{max}}} \frac{d\sigma_{MR}}{dv_z} dv_z + \int_{v_z=0.5}^{v_{\text{max}}} \frac{d\sigma_{QP}}{dv_z} dv_z} \quad (3.31)$$

Résultats Quelle que soit l'énergie incidente, il apparaît une saturation du nombre de protons émis par le quasi-projectile excité. Ceci peut résulter d'une saturation de son énergie d'excitation, comme le montrent certains résultats, que nous avons obtenus par ailleurs, ou que d'autres canaux d'émission s'ouvrent parallèlement.

En revanche, pour toutes les énergies incidentes, le nombre de protons, attribués à la source à mi-rapidité augmente linéairement, quand la charge du résidu du quasi-projectile détecté en coïncidence diminue.

Ces évolutions s'interprètent assez facilement, dans le cadre d'un mécanisme de réaction dominé par le recouvrement des noyaux incidents.

3.6.3 Émission de ^4He

Les hypothèses prises pour les protons sont appliquées également aux ^4He . Toutefois, les températures des sources quasi-projectile et quasi-cible ont été fixées à celles ajustées pour les protons, ce qui est cohérent avec une source d'émission unique pour ces deux types de particules.

Distributions en vitesse parallèle

La figure 3.22 montre les résultats des ajustements d'un modèle à trois sources, pour reproduire au mieux les distributions expérimentales $\frac{d\sigma}{dv_z}$ et $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ des ^4He .

Il apparaît que le modèle à trois sources s'avère incapable de reproduire les traînes à l'arrière du quasi-projectile et à l'avant de la quasi-cible, comme en témoignent les histogrammes clairs représentant la différence entre la somme des trois contributions et la distribution expérimentale. La surabondance de ^4He se traduit par une bosse, plus étroite que la contribution MR, piquée à l'arrière du quasi-projectile et à l'avant

Contributions des sources d'émission

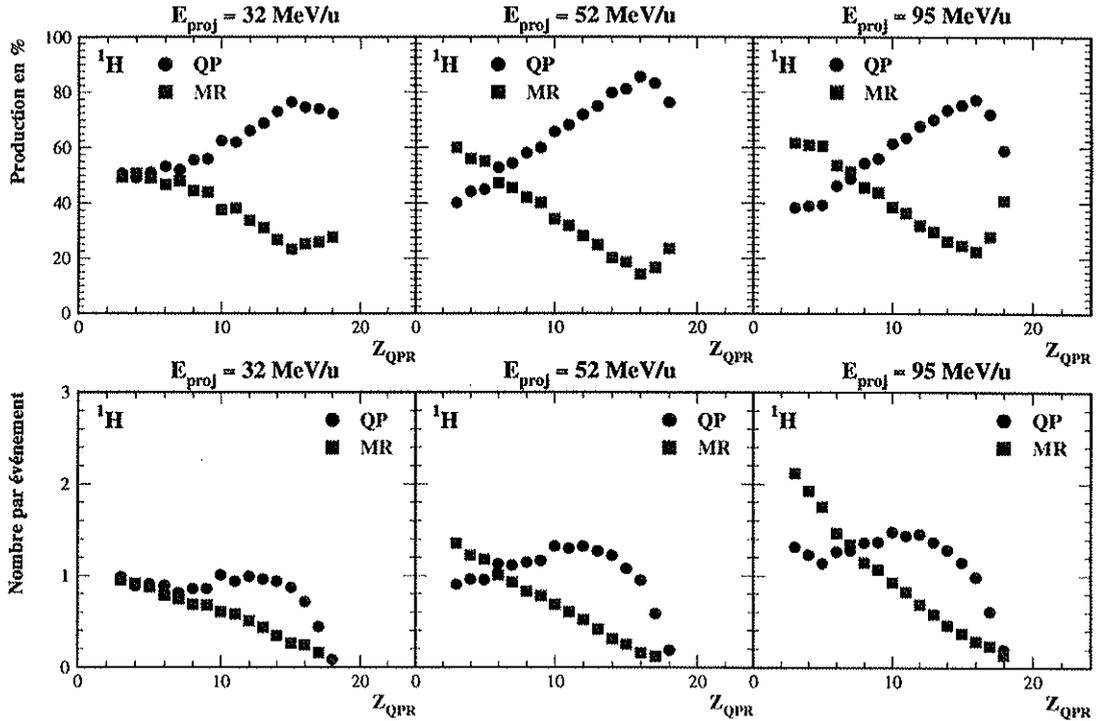


FIG. 3.21 - Intensité des sources d'émission, selon l'ajustement fonctionnel sur la section efficace différentielle des ${}^1\text{H}$, $\frac{d\sigma}{dv_z}$. Les résultats sont donnés en fonction de la charge du résidu du quasi-projectile, détecté en coïncidence, pour les énergies incidentes de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. Les proportions de ${}^1\text{H}$ sont calculées avec les relations 3.30 et 3.31. Les nombres de ${}^1\text{H}$ par événement sont calculés avec les relations 3.28 et 3.29.

de la quasi-cible. Cette structure apparaît d'autant mieux que les sources QP, MR, et QC sont mieux séparées : pour les grandes charges de résidu du quasi-projectile et pour les énergies incidentes croissantes.

 Énergie transverse moyenne en fonction de v_z

La figure 3.23 montre la comparaison de ces mêmes ajustements aux distributions expérimentales de $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ des ${}^4\text{He}$.

En absence des particules associées aux traînes du quasi-projectile et de la quasi-cible, $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ est trop vivement dominée par la source à mi-rapidité, dans les domaines des vitesses intermédiaires, d'où la présence d'un plateau. En revanche, $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ est sous-estimée au niveau du quasi-projectile ce qui signifie que les particules non reproduites ont une température apparente plus élevée que celle du quasi-projectile.

Émissions thermiques de surface (QP et QC) et de volume (MR)

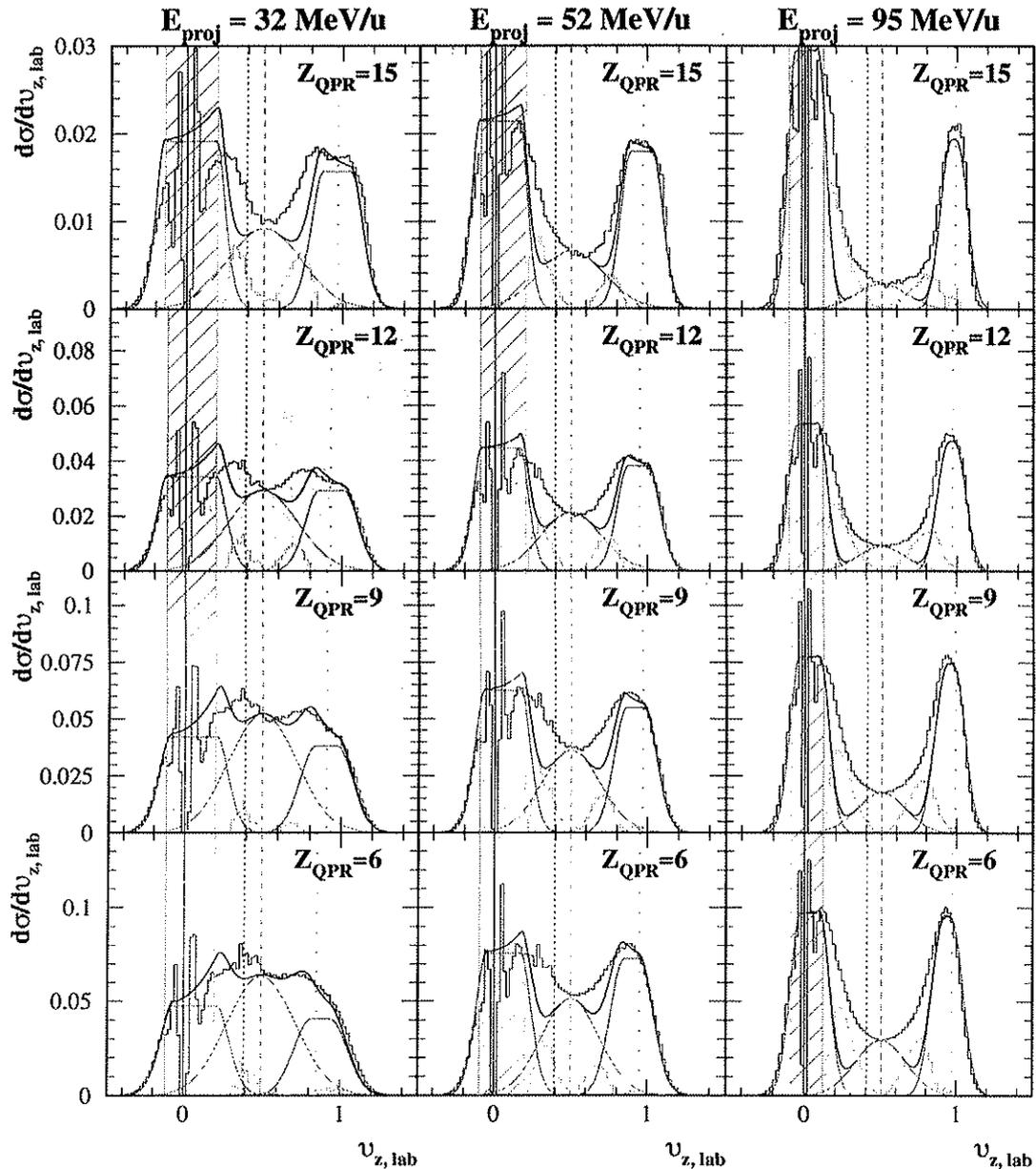


FIG. 3.22 - Résultats de l'ajustement de trois sections efficaces différentielles thermiques sur la section efficace expérimentale de ^4He selon la vitesse parallèle au faisceau, pour des énergies incidentes de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. L'histogramme correspond aux mesures, la ligne noire à la somme des trois contributions (QP, QC et MR). Les quantités $\frac{d\sigma}{dv_z} (^4\text{He})$ non reproduites par le modèle à trois sources, à l'arrière du quasi-projectile et à l'avant de la quasi-cible sont les histogrammes clairs. Le nombre de ^4He est donné en particule par événement. La ligne en tiret rappelle la vitesse v_{N-N} , celle en pointillé celle du centre de masse et celle en pointillé large la vitesse moyenne du résidu du quasi-projectile associé. La zone inactive pour l'ajustement est hachurée.

Émissions thermiques de surface (QP et QC) et de volume (MR)

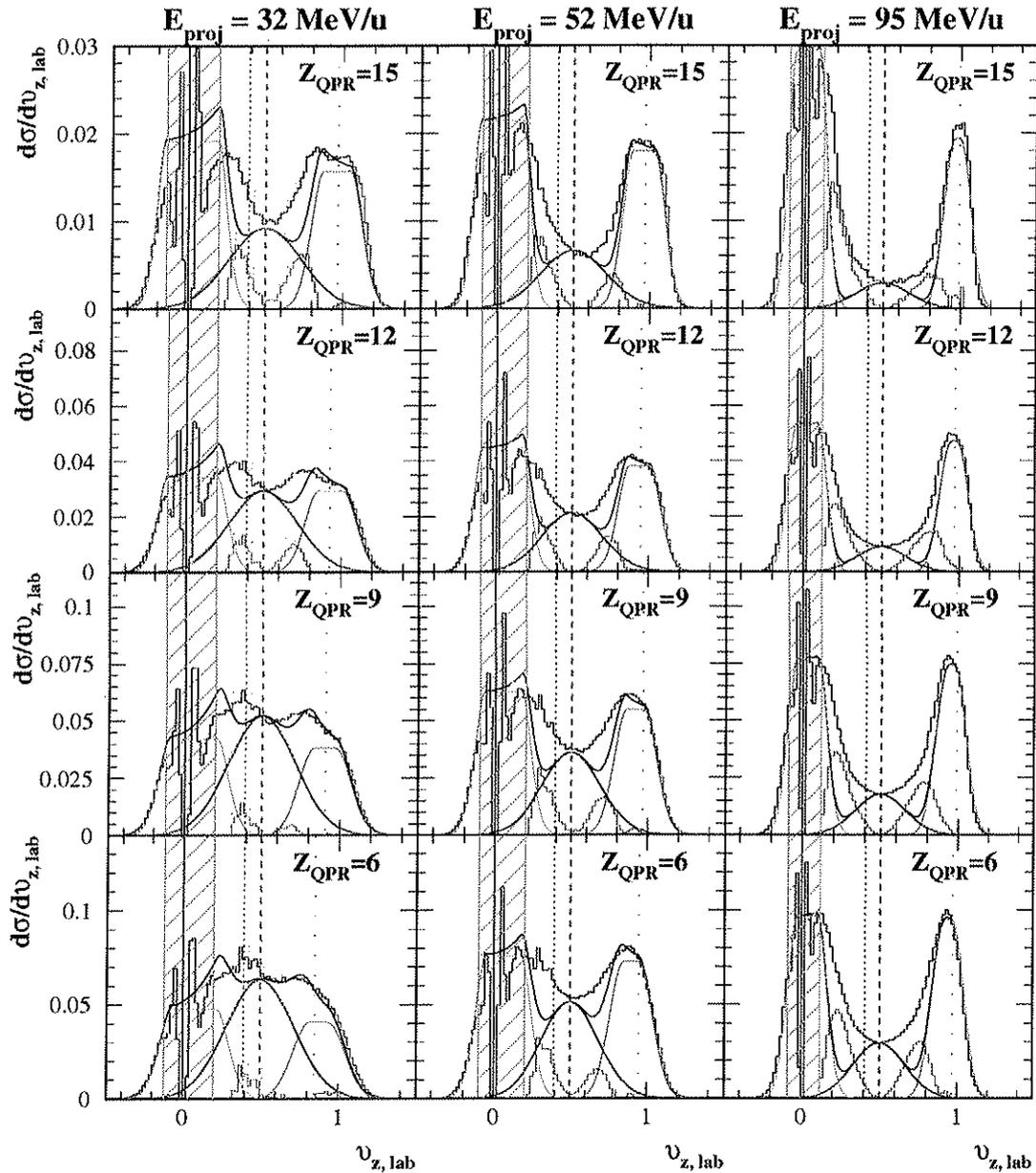


FIG. 3.22 - Résultats de l'ajustement de trois sections efficaces différentielles thermiques sur la section efficace expérimentale de ${}^4\text{He}$ selon la vitesse parallèle au faisceau, pour des énergies incidentes de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. L'histogramme correspond aux mesures, la ligne noire à la somme des trois contributions (QP, QC et MR). Les quantités $\frac{d\sigma}{dv_z}({}^4\text{He})$ non reproduites par le modèle à trois sources, à l'arrière du quasi-projectile et à l'avant de la quasi-cible sont les histogrammes clairs. Le nombre de ${}^4\text{He}$ est donné en particule par événement. La ligne en tiret rappelle la vitesse v_{N-N} , celle en pointillé celle du centre de masse et celle en pointillé large la vitesse moyenne du résidu du quasi-projectile associé. La zone inactive pour l'ajustement est hachurée.

Émissions thermiques de surface (QP et QC) et de volume (MR)

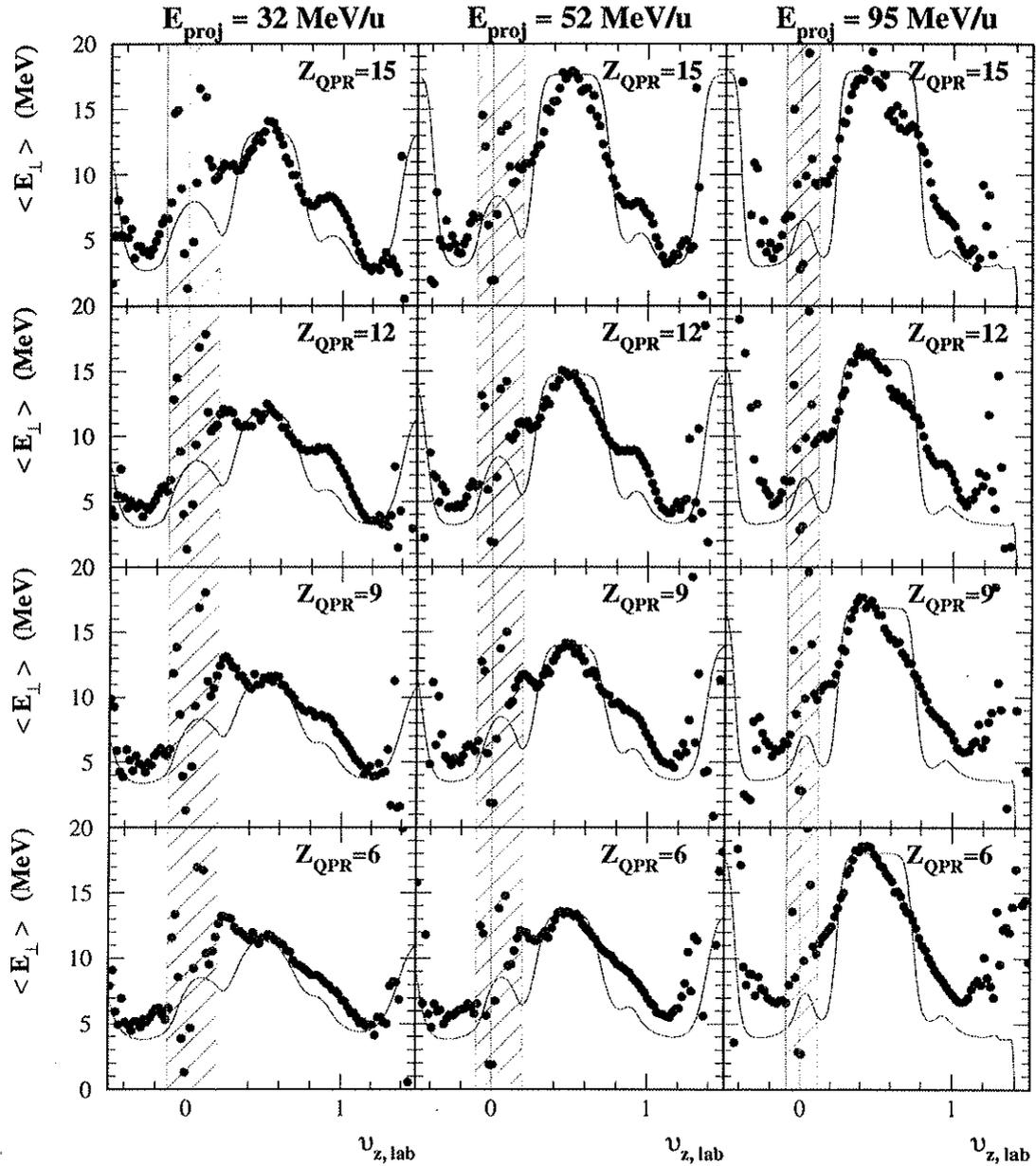


FIG. 3.23 - Comparaison entre l'énergie transverse moyenne des ^4He , tirée de l'ajustement de trois sources thermiques sur la section efficace expérimentale (ligne) et les mesures (points), pour des énergies incidentes de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u, et en fonction de la charge du résidu du quasi-projectile détecté en coïncidence. La zone inactive pour l'ajustement est hachurée.

Contributions des sources d'émission

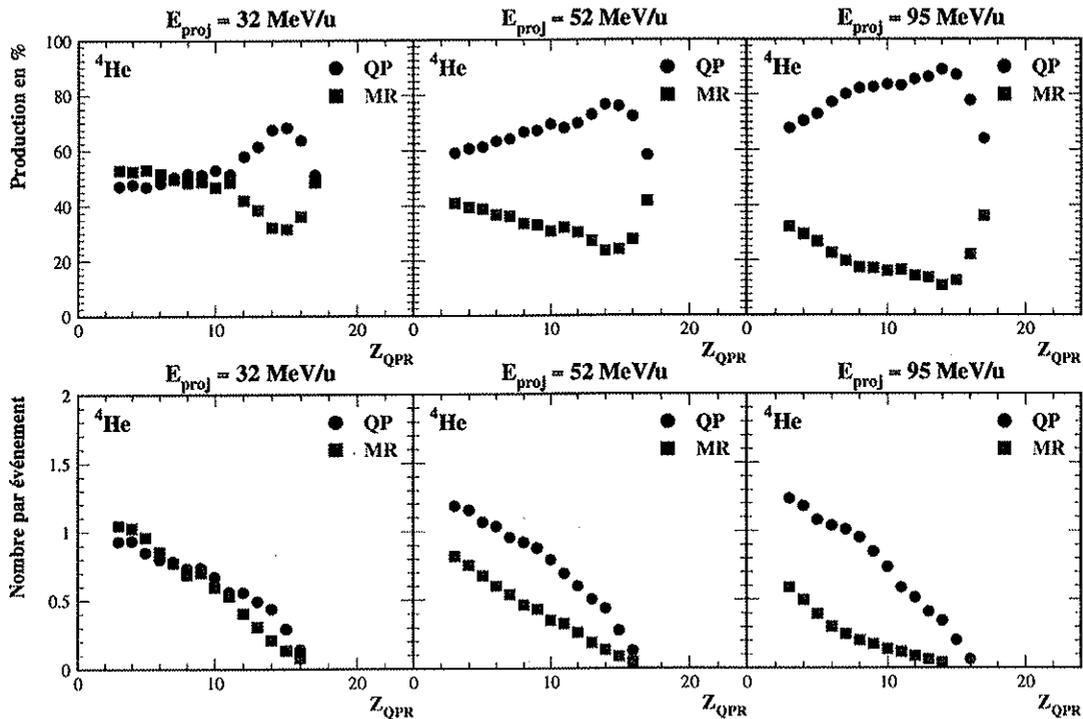


FIG. 3.24 - Intensité des sources d'émission de ^4He , selon un modèle à trois sources thermiques $\frac{d\sigma}{dv_z}$. Les résultats sont donnés en fonction de la charge du résidu du quasi-projectile détecté en coïncidence, pour les énergies incidentes de 32 MeV/u, 52 MeV/u et 95 MeV/u. Les proportions de ^4He des diagrammes de la ligne supérieure sont calculées avec les relations 3.31 et 3.30. Les nombres de ^4He par événement sont calculés avec les relations 3.29 et 3.28.

Intensité des sources d'émission

La figure 3.24 montre les contributions de chaque source d'émission, extraite par un modèle à trois sources reproduisant au mieux $\frac{d\sigma}{dv_z}$ et $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$, pour les ^4He .

La quantité de ^4He , émis par les sources QP et MR, augmente linéairement, quand la charge du résidu du quasi-projectile diminue. Nous pouvons interpréter cette tendance par une dissipation d'énergie dans le quasi-projectile, d'autant plus élevée que le recouvrement des noyaux incidents est plus grand lors de la collision, et par une émission d'autant plus importante de particules.

La redescende de l'intensité d'émission du quasi-projectile pour les grandes charges de résidu du quasi-projectile, résulte probablement d'un artefact de la sélection, lié à la conservation de la charge.

La quantité de ^4He , émis par le quasi-projectile, augmente avec l'énergie incidente. Il est possible qu'une énergie d'excitation croissante profite plus à l'émission de ^4He , qu'à celle de protons.

La quantité de ${}^4\text{He}$, attribués à la source à mi-rapidité, diminue, quand l'énergie incidente augmente. Ceci résulte probablement d'une surestimation de l'intensité de la source à mi-rapidité pour les plus faibles énergies de faisceau. Dans ce cas, le recouvrement important, entre les sources d'émission, proches dans l'espace v_z , profite principalement à la source à mi-rapidité, lors de la procédure d'ajustement des paramètres du modèle à trois sources.

3.6.4 Émission au niveau des traînes

Les particules situées dans les traînes à l'arrière du quasi-projectile et à l'avant de la quasi-cible, dans l'espace des vitesses, seront désignées dans la suite sous les abréviations respectives, *DQP* (pour contribution Dynamique au Quasi-Projectile) et *DQC* (pour contribution Dynamique à la Quasi-Cible).

Ceci ne présume pas du mécanisme d'émission de ces particules, mais signifie qu'elles ne peuvent pas être interprétées comme provenant d'une émission isotrope au niveau du quasi-projectile et de la quasi-cible.

Contributions de l'émission au niveau des traînes

La figure 3.25 montre les quantités expérimentales de ${}^4\text{He}$, non attribués, par l'ajustement d'un modèle à trois sources, de part et d'autre $v = 0.5$.

Les proportions sont calculées à partir des relations 3.30 et 3.31. Les nombres de particules correspondent à la moitié de MR et la totalité de DQP ou DQC.

Tant pour DQP que pour DQC, la tendance est à l'accroissement de leur contribution à la production de ${}^4\text{He}$, en fonction du paramètre d'impact.

Il se manifeste un effet d'asymétrie, qui rend la contribution DQC supérieure à DQP, malgré la présence des seuils de détection aux faibles vitesses. Il faut aussi tenir compte du fait que pour satisfaire la procédure d'ajustement, la contribution du quasi-projectile a été surestimée. Toutefois, cet effet semble réel, puisque les traînes des distributions de vitesse parallèle sont plus importantes à l'avant de la source quasi-cible, qu'à l'arrière de la source quasi-projectile.

Notons que la redescende de la contribution DQP pour les charges élevées est un artefact de la sélection que nous tenterons d'expliquer ultérieurement.

Scénario d'émission hors équilibre

Nous avons constaté qu'une configuration, composée de trois, sources d'émission ne parvient à reproduire, ni la quantité de ${}^4\text{He}$ présents le long de l'axe des vitesses parallèles au faisceau, ni leur énergie transverse moyenne, le long de cet axe.

À 95 MeV/u, où la séparation cinématique des sources d'émission est maximum, nous avons observé que l'abondance maximum des ${}^4\text{He}$ non attribués à une de ces sources d'émission, correspond à $v_z \approx 0.25$ et à $v_z \approx 0.8$.

Soulignons que les vitesses parallèles de ces sources supplémentaires correspondent approximativement à $v_{N-\alpha} \approx 0.22$ et $v_{\alpha-N} \approx 0.81$. Pour chaque énergie de faisceau,

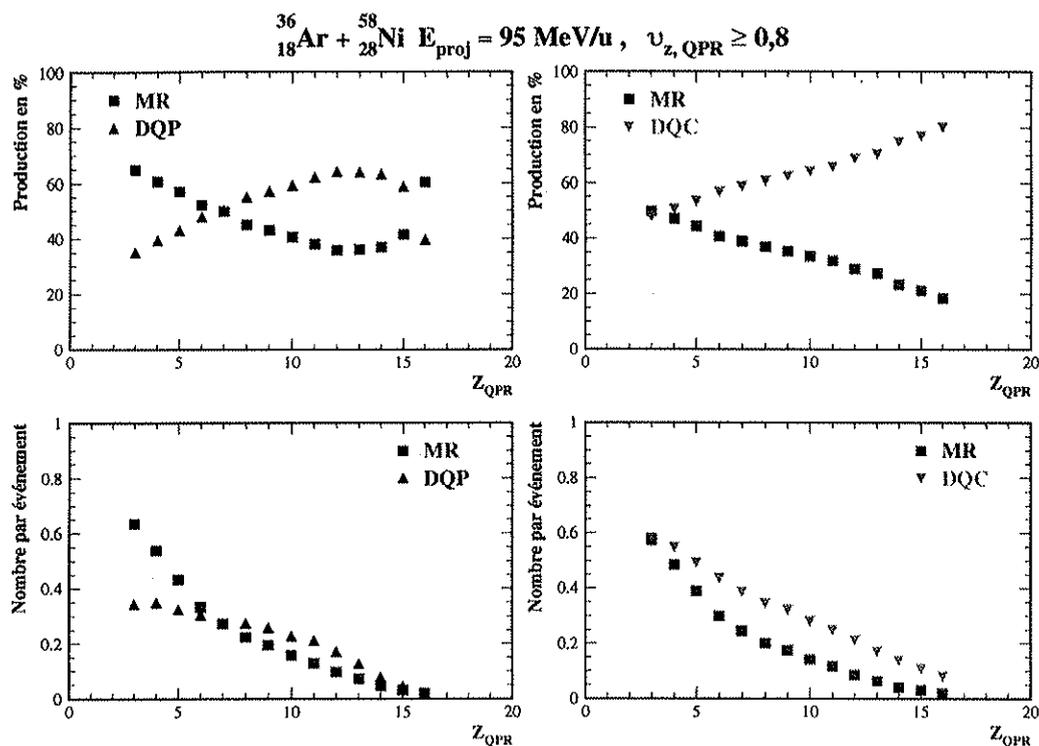


FIG. 3.25 - Intensités d'émission des ^4He par la source à mi-rapacité (MR) et d'émission dynamique (DQP et DQC), calculées en appliquant des relations du type 3.30, 3.31, 3.28 et 3.29.

nous donnons les valeurs de ces vitesses normalisées, ainsi que l'énergie disponible dans le centre de masse pour ces collisions, dans le tableau 3.1.

Nous remarquons que la forme des distributions des ^4He non attribués évoque une source d'émission thermique de volume. Nous proposons donc de modéliser les ^4He non attribués, par une telle source d'émission, utilisée auparavant pour modéliser la source à mi-rapacité, que nous proposons d'interpréter comme un effet des diffusions N-N. Ceci généralise le modèle établi précédemment. Elle peut être considérée comme une fonctionnelle modèle, et n'implique pas que nous considérons que les ^4He , non attribués dans un modèle à trois sources, soient véritablement issus d'une source thermalisée.

La source à mi-rapacité des ^4He pourrait résulter de diffusions $^4\text{He}-^4\text{He}$, d'une source de type *participants*, de coalescences suite à des diffusions N-N, ou encore d'une émission dynamique par la zone d'interaction entre le projectile et la cible.

Le modèle, que nous proposons, se compose donc de cinq sources d'émission : deux sources d'émission thermique de surface pour le quasi-projectile et pour la quasi-cible, complétée de trois sources d'émission thermiques de volume, modélisant d'éventuelles diffusions $^4\text{He}-^4\text{He}$, $\text{N}-^4\text{He}$, et $^4\text{He}-\text{N}$.

Nous pouvons interpréter l'existence de telle sources d'émission comme le résultat

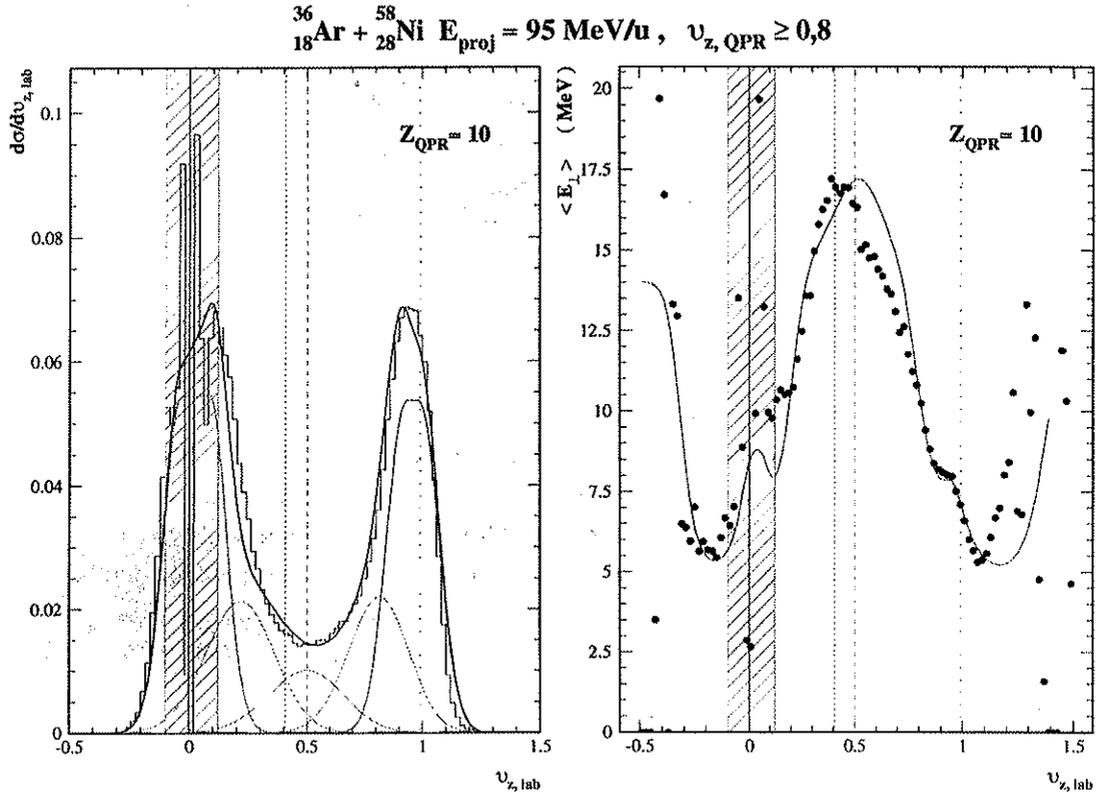


FIG. 3.26 - Ajustement de deux sources d'émission thermique de surface (QP et QC), et trois sources d'émission de volume, afin de modéliser des diffusions ^4He - ^4He , N - ^4He et ^4He - N . Les températures des sources sont : $T_{\text{N-}^4\text{He}} = T_{^4\text{He-N}} = 14 \text{ MeV}$, $T_{^4\text{He-}^4\text{He}} = 22 \text{ MeV}$.

de diffusions entre un nucléon et un ^4He préexistant dans le noyau. De telles diffusions ont été mises en évidence dans les parties à haute énergie des spectres de production de fragments légers [Ala75]. Les diffusions pion- ^4He semblent aussi se manifester et présenteraient un caractère analogue [Hod80].

Afin de réduire le nombre de paramètres libres et de stabiliser la procédure d'ajustement, nous avons fixé les vitesses de ces sources sur la vitesse moyenne expérimentale des résidus du quasi-projectile, à laquelle est reliée celle de la quasi-cible, et sur les vitesses des centres de masse de ^4He - ^4He , N - ^4He , et ^4He - N . D'autre part, rappelons que le maximum de l'énergie transverse moyenne des ^4He ou des ^1H se situe à $v_{\text{CM}} \leq v_z \leq v_{\text{N-N}}$, ce qui évoque que la source à mi-rapidité, pourrait correspondre à une émission de type participants.

Les températures du quasi-projectile et de la quasi-cible sont prises égales à celle déterminée pour l'émission de protons. Les températures des trois autres sources sont ajustées pour reproduire les énergies transverses moyennes selon v_z .

L'ajustement des distributions de vitesse parallèle, et des distributions d'énergie transverse moyenne, à l'aide d'une telle modélisation des sources d'émission des ^4He ,

E_{proj} (MeV/u)	β_{proj}	$v_{N-\alpha}$	$v_{\alpha-N}$	$E_{disp,\alpha-N}$ (MeV/u)	$E_{disp,N-N}$ (MeV/u)
31.57	0.254	0.206	0.804	5.03	7.86
40.02	0.284	0.207	0.805	6.38	9.95
51.76	0.320	0.209	0.807	8.24	12.85
63.03	0.350	0.211	0.809	10.03	15.63
74.05	0.377	0.213	0.810	11.77	18.33
83.63	0.397	0.214	0.812	13.28	20.68
95.33	0.421	0.216	0.813	15.12	23.54

- E_{proj} : énergie par nucléon du noyau projectile
 β_{proj} : vitesse du projectile en fraction de la célérité de la lumière
 $v_{N-\alpha} = \frac{\beta_{N-\alpha}}{\beta_{proj}}$: vitesse du centre de masse nucléon-nucléon normalisée à celle du projectile ($M_N = 931.494$ MeV : masse des nucléons dans $^{12}_6\text{C}$)
 $v_{\alpha-N} = \frac{\beta_{\alpha-N}}{\beta_{proj}}$: vitesse du centre de masse nucléon-nucléon normalisée à celle du projectile ($M_N = 931.494$ MeV : masse des nucléons dans $^{12}_6\text{C}$)
 $E_{disp,\alpha-N}$: énergie disponible dans le centre de masse pour une diffusion $\alpha - N$
 $E_{disp,N-N}$: énergie disponible dans le centre de masse pour une diffusion $N - N$

TAB. 3.1 - Vitesses, normalisées à celle du noyau projectile, des couples $N - \alpha$ et $\alpha - N$ pour chaque énergie de faisceau.

permet de reproduire très correctement ces mesures. De tels résultats sont illustrés sur la figure 3.26, à 95 MeV/u pour $Z_{QPR} = 10$, où la séparation cinématique des sources d'émission est maximum.

Soulignons que la valeur de la température des sources supplémentaires est tout à fait compatible avec l'énergie disponible pour de telles collisions. Elle est légèrement plus faible que cette dernière, ce qui pourrait provenir d'un effet de ralentissement par la zone d'émission. Les valeurs des paramètres sont précisées dans la légende de la figure 3.26.

Cette interprétation semble également confirmée par la figure 3.25. Pour le cas extrême de $Z_{QPR} = 17$, la charge manquante, vis-à-vis du noyau initial, a pu être perdue par évaporation (contribuant ainsi à la source QP), par diffusion N-N (contribuant ainsi à la source MR des protons avec deux ^1H), ou par diffusion N- ^4He (contribuant à la source DQP pour un proton et à la source DQC pour un ^4He).

Nous observons que, pour les charges de résidu du quasi-projectile proches de celle du noyau projectile, la proportion d'émission DQC est très élevée, vis-à-vis de celle de MR.

Notons, qu'un scénario d'émission au col pourrait mener à la même observation.

De plus, avec ce modèle, la contribution des diffusions $^4\text{He}-^4\text{He}$ s'avère plus réduite que celle des diffusions N- ^4He , ou $^4\text{He}-N$, ce qui est compatible avec une

moindre probabilité de préexistence de quatre nucléons corrélés, dans les noyaux que de simples nucléons.

Par ailleurs, si nous nous plaçons dans un cadre phénoménologique des collisions entre particules, l'évolution des contributions de ces processus pourrait être reliée à celle de la longueur d'onde de de Broglie.

La mise en évidence et l'explication d'un tel phénomène est d'une importance cruciale. D'une part, nous apportons ici une explication à l'accumulation de ${}^4\text{He}$ à l'arrière du résidu du quasi-projectile, constatée depuis longtemps [Sau92], sans qu'on ait pu l'expliquer. D'autre part, la mise en évidence de la préexistence de ${}^4\text{He}$ apporte des informations sur la structure des noyaux.

Cette explication, nous suggère aussi des réserves sur la validité de l'évaluation des températures d'émission par la méthode des rapports isotopiques [Alb85], sans tenir compte d'une correction, sans laquelle ils devraient être biaisés par la présence d'amas issus de processus directs.

Caractérisations futures

Suite à ce nouveau scénario de production de ${}^4\text{He}$, dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi, une nouvelle étude, cohérente avec l'existence de diffusions $\text{N-}{}^4\text{He}$ et ${}^4\text{He-N}$, doit être réalisée sur les protons émis.

La largeur des distributions de vitesse ou d'énergie transverse, qui leur sont associées, ne permettait pas de distinguer cette composante d'émission supplémentaire. De plus, l'énergie disponible pour la source à vitesse intermédiaire est supérieure d'un facteur $\approx \frac{3}{2}$ à celle de diffusions $\text{N-}{}^4\text{He}$, ou ${}^4\text{He-N}$ quelle que soit l'énergie incidente. La contribution de ces dernières à l'énergie transverse moyenne des particules apparaît donc difficilement.

Des considérations portant sur les nombres de ${}^4\text{He}$, issus de diffusions $\text{N-}{}^4\text{He}$ ou de diffusions ${}^4\text{He-N}$, devraient permettre de les relier aux quantités de protons issus de tels processus, aux effets des collisions ${}^4\text{He}$ -neutron ou neutron- ${}^4\text{He}$ près.

Dans un premier temps, pour simplifier l'ajustement des fonctionnelles, les températures des sources d'émission de protons correspondantes devront être prises égales à celles ajustées précédemment sur les distributions de $\frac{d\sigma}{dv_z}$ et de $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$, des ${}^4\text{He}$. Les températures des deux sources d'émission pourraient aussi être fixées, sur celles déterminées à partir des distributions relatives aux ${}^4\text{He}$. Nos résultats devraient converger vers une description cohérente d'émission des nucléides légers par cinq sources, permettant ainsi de valider le scénario d'émission que nous proposons.

De plus, des ajustements plus fins devraient pouvoir être obtenus en tenant compte plus précisément de l'influence du dispositif de détection, notamment au niveau de l'émission par la quasi-cible.

L'extension de cette description, à la compréhension de l'émission d'autres types de amas légers, tels que ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ ou ${}^3\text{He}$, devra être menée.

Le calcul des températures isotopiques, à partir de l'abondance des isotopes légers, permettra aussi de tester notre modèle.

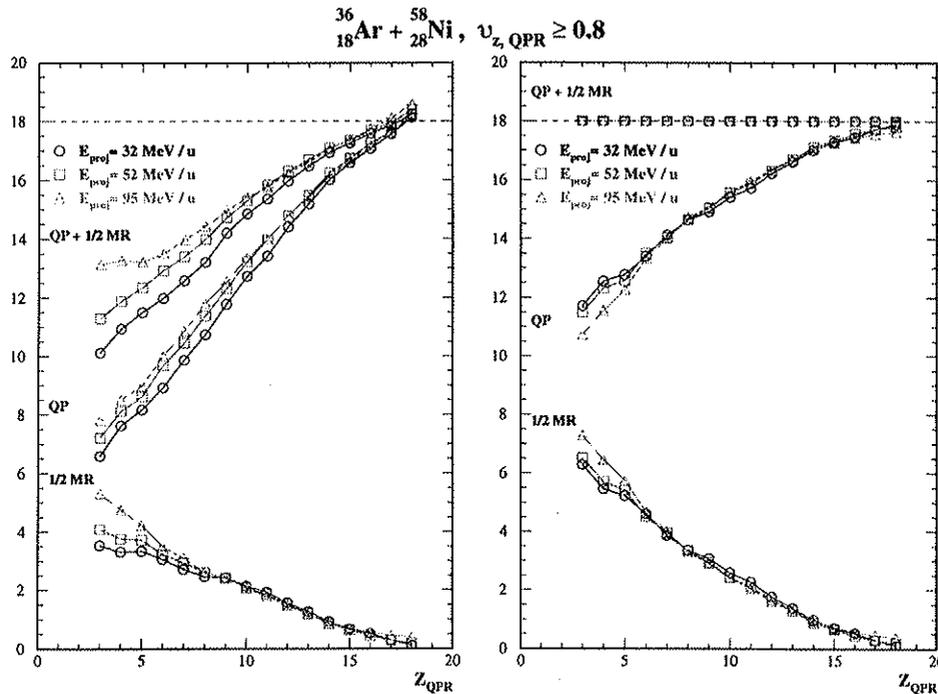


FIG. 3.27 - Charges reconstruites du quasi-projectile et de la source à mi-rapacité, à partir d'ajustements du modèle à trois sources sur les principaux nucléides légers : ^1H , ^2H , ^3H , ^3He , et ^4He .

Les diffusions entre nucléides légers sont identifiables à des processus hors équilibre. Cette émission de pré-équilibre est l'objet d'études théoriques et expérimentales, dans le cadre de sources de spallation [Vui98, Led99], et son rôle est essentiel, tant du point de vue de la description des processus nucléaires, que des dommages que les produits de réaction génèrent dans les structures composant les accélérateurs et les réacteurs. L'influence de tels processus est également importante dans le domaine des réactions nucléaires sous hauts flux de particules rapides, comme c'est le cas en astrophysique.

3.6.5 Reconstruction du quasi-projectile

La figure 3.27 montre le résultat de la reconstruction du quasi-projectile et de la source à mi-rapacité à partir d'ajustements d'un modèle à trois sources sur les nucléides légers : ^1H , ^2H , ^3H , ^3He , et ^4He .

Nous avons vérifié que la quantité de charge, emportées par les autres fragments émis, est négligeable et ne change pas l'allure des courbes, en considérant que les fragments $3 \leq Z_f \leq Z_{\text{QPR}}$, dont v_z est supérieure à 0.7, ont été émis par le quasi-projectile.

La figure à gauche montre les résultats bruts et celle de droite les résultats

obtenus en appliquant une procédure visant à corriger l'efficacité du détecteur, quand la multiplicité moyenne de particule augmente.

Dans les deux cas, la charge du quasi-projectile formé diminue, quand le paramètre d'impact décroît, ce qui est compatible avec un mode d'interaction dominé par l'aspect géométrique de la collision. En outre, quelle que soit l'énergie incidente, les courbes se superposent, ce qui confirmerait l'origine géométrique du mécanisme de production de quasi-projectile et quasi-cible dans les systèmes légers tel que $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$. La source à mi-rapidité résulterait du recouvrement entre ces noyaux, au moment de la réaction.

Or, lorsque le nombre de particules augmente, il apparaît que la quantité de charges détectées, pour $v_z \geq 0.5$, diminue: de $Z_{Tot, v_z \geq 0.5} \approx 18$, pour $Z_{QPR} = 18$ à $Z_{Tot, v_z \geq 0.5} \approx 14.5$, pour $Z_{QPR} = 3$. Ceci est lié à la dissociation du système en de plus en plus de particules.

La figure à droite est obtenue en supposant que le nombre de charges émises pour $v_z \geq 0.5$ est toujours égal à la charge du quasi-projectile. En fait, il serait plus raisonnable de penser que ceci est plutôt vérifié pour le nombre de charges, dont la vitesse parallèle vérifie $v_z \geq v_{CM}$. Par ailleurs, la répartition des charges dans l'espace v_z dépend de la masse des particules et de la vitesse du projectile. Ainsi, un certain nombre de particules émises par le quasi-projectile peut avoir une vitesse $v_z \leq 0.5$. Malgré tout, cette contribution est très faible, et notre hypothèse ne semble pas abérante. Dans le cadre d'un tel scénario, la correction à apporter à n_{QP} et n_{MR} s'élève à $\frac{Z_{proj}}{Z_{Tot, v_z \geq 0.5}}$, à chaque Z_{QPR} .

De plus, les contributions DPQ et DQC ne sont pas décomptées dans le QP ou la MR, d'où un défaut de charge.

3.6.6 Énergie d'excitation

La superposition des sources d'émission, dont les énergies moyennes par particule sont très différentes, fausse la calorimétrie, habituellement utilisée [Ste89], pour déterminer l'énergie d'excitation. Ceci, même si le nombre de particules de la source à mi-rapidité, à l'avant du quasi-projectile est faible.

Ce phénomène a été prévu par les auteurs de la référence [Eud98], par des calculs d'équation de transport.

3.6.7 Températures isotopiques

Les rapports isotopiques vont être modifiés par l'émission dynamique. Toutefois le nombre total de particules à l'avant du quasi-projectile ne devrait pas être trop affectés. Ce sont surtout leur caractéristiques cinématiques qui diffèrent beaucoup.

Les températures isotopiques ne devraient pas être très modifiées, en se basant sur les particules émises à l'avant du quasi-projectile, puisque c'est un logarithme de rapport qui entre en compte [Alb85].

3.7 Conclusion

Nous nous sommes intéressés aux réactions ${}^{36}_{18}\text{Ar} + {}^{58}_{28}\text{Ni}$, entre 32 MeV/u et 95 MeV/u.

Quelle que soit l'énergie incidente, nous avons constaté une accumulation de nucléides dans l'espace de la vitesse parallèle au faisceau, à des valeurs proches celle du noyau projectile et de celle du noyau cible. Ceci est une indication du caractère binaire de la réaction.

Nous avons choisi de rassembler les réactions, selon la charge du résidu du quasi-projectile, détecté dans l'événement, afin de d'établir une hiérarchie de dissipation dans les collisions.

D'après les distributions expérimentales de vitesse parallèle, nous avons choisi d'identifier le résidu du quasi-projectile, au plus grand fragment, dont la vitesse parallèle normalisée à la vitesse du projectile est supérieure à 0.8.

Nous avons établi qu'il existe une dépendance nette, entre la charge du résidu du quasi-projectile, défini par les critères choisis, et l'échelle en paramètre d'impact déterminée au chapitre précédent, à partir de l'énergie transverse. Le mécanisme de production des résidus du quasi-projectile semble donc lié à l'aspect géométrique de la collision. Cependant, plus l'énergie dissipée dans le quasi-projectile est élevée, plus la variété de configurations finales accessibles, est vaste.

Nous nous sommes intéressés à l'émission de nucléides légers, afin de comprendre leur mécanismes de production. Ceci revêt un intérêt particulier dans le cadre des réactions de spallation, pour la prévoir les spectres d'énergie de ces particules, et leur quantité.

Nous avons montré que les sections efficaces de production des résidus du quasi-projectile, charge par charge, sont égales quelle que soit l'énergie incidente, ce qui confirmerait la manifestation d'un mécanisme de production à caractère géométrique.

Nous avons défini les sections efficaces d'émission thermique de surface et de volume, afin de caractériser les sources d'émission de particules légères.

Nous avons considéré les distributions expérimentales de vitesse parallèle, et d'énergie transverse moyenne des particules le long de l'axe du faisceau. Il semble évident de devoir invoquer un processus d'émission spécifique à mi-rapidité, pour expliquer la présence de particules autour de $v_z \approx 0.5$, et le maximum de $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ pour $v_z \approx 0.44$, quelle que soit l'énergie incidente.

Nous avons défini un modèle d'émission à trois sources : deux sources thermiques de surface, pour le quasi-projectile et la quasi-cible excités, et une source d'émission de volume pour la source à mi-rapidité.

Cette source d'émission peut être associée à un phénomène de type *participants-spectateurs*, ou à des processus d'émission directe, de type diffusions nucléon-nucléon. La présence de nucléides légers, $2 \leq A \leq 5$, à mi-rapidité pourrait résulter, dans ce dernier cas, de coalescence entre nucléons.

Nous avons apporté des simplifications, afin de réduire le nombre de paramètres.

Les températures du quasi-projectile et de la quasi-cible sont prises égales. La vitesse de la source à mi-rapidité est fixée à $v_z = 0.5$, alors qu'elle semble se rapprocher plutôt de $v_z \approx 0.44$. Des ajustements plus raffinés devront distinguer la validité de ces simplifications. La question de la répartition d'une énergie d'excitation égale, ou d'une température égale, entre quasi-projectile et quasi-cible, revêt un caractère important, pour comprendre les mécanismes de dissipation de l'énergie.

Nous avons ajusté les paramètres de notre modèle à trois sources, afin de reproduire les distributions de vitesse parallèle et les énergies transverses moyennes des protons.

Il apparaît que la température du quasi-projectile et de la quasi-cible augmente entre 2 MeV et 4 MeV, quand le paramètre d'impact diminue. La température du quasi-projectile est quasiment constante à paramètre d'impact donné, quelle que soit l'énergie incidente. L'apport d'énergie supplémentaire ne semble pas donner lieu à une plus grande dissipation d'énergie dans le quasi-projectile. L'énergie est transmise à d'autres degrés de liberté.

Le paramètre T_{MR} de la source à mi-rapidité augmente approximativement proportionnellement à l'énergie incidente, mais évolue légèrement en fonction du paramètre d'impact, à énergie de faisceau fixée. Dans les spectres de protons, le paramètre T_{MR} est proche de l'énergie disponible N-N.

Le recouvrement de ces sources, dont les caractéristiques d'émission sont très différentes, nous suggère des réserves sur le calcul de la température du quasi-projectile à partir des particules dont la vitesse est supérieure à celle du résidu, sans y inclure des corrections.

Pour les protons, l'intensité des sources quasi-projectile et quasi-cible augmente approximativement linéairement, quand la charge du résidu du quasi-projectile décroît, pour $Z_{QPR} \geq 10$. Pour $Z_{QPR} < 10$, le nombre de protons attribués à ces sources semble saturer. Soit l'énergie d'excitation - la température - sature également, soit d'autres voies de désexcitation bénéficient de cette énergie.

L'intensité d'émission par la source à mi-rapidité augmente linéairement, quand la charge du résidu du quasi-projectile diminue. Étant donnée la correspondance entre charge du résidu du quasi-projectile, et paramètre d'impact, ceci peut être interprété comme un effet de recouvrement entre les noyaux incidents : *la quantité de protons émis par la source à mi-rapidité augmente avec le recouvrement des noyaux.*

Nous avons procédé aux mêmes analyses sur les ^4He . Pour les ^4He , l'intensité de la source quasi-projectile croît linéairement, quand le paramètre d'impact diminue. Il n'y a pas de saturation, contrairement au cas des protons.

La quantité de ^4He , attribuée à la source à mi-rapidité, augmente comme pour les protons, d'une manière linéaire, quand la charge du résidu du quasi-projectile diminue, donc quand le paramètre d'impact diminue.

Une certaine quantité de ^4He n'est pas reproduite par un modèle à trois sources. Ces particules apparaissent à l'arrière de la source quasi-projectile et à l'avant de la source quasi-cible. Les énergies transverses moyennes, le long de l'axe du faisceau, sont aussi trop vivement dominées par la source MR.

Nous avons proposé d'introduire deux sources thermiques de volume supplémentaires pour expliquer ces différences. D'après la vitesse parallèle de leur maximum, elles correspondraient à des diffusions entre nucléons et ${}^4\text{He}$, préexistants dans les noyaux. Les ajustements obtenus reproduisent les mesures, avec des paramètres T_{MR} pour ces nouvelles sources, très proches de l'énergie disponible pour des collisions $\text{N}-{}^4\text{He}$ et ${}^4\text{He}-\text{N}$, ce qui semble confirmer clairement, le processus que nous avons invoqué.

La proportion de ${}^4\text{He}$, produits par ces sources, diminue avec le paramètre d'impact, vis-à-vis de ceux produits par la source à mi-rapidité. Il faudrait comprendre cette tendance, en tenant compte des processus mis en jeu. De plus, des analyses antérieures montrent que des ${}^4\text{He}$ semblent exister préférentiellement au niveau de la surface des noyaux [Hod80]. Ainsi, nous pourrions confirmer cette tendance, par une étude des quantités en fonction du paramètre d'impact.

Le modèle d'émissions directes $\text{N}-{}^4\text{He}$ et ${}^4\text{He}-\text{N}$ reproduit les mesures, toutefois, le surplus de ${}^4\text{He}$ constaté pourrait également provenir d'émission hors équilibre par le quasi-projectile et la quasi-cible, que ce soit par dans la zone de col, ou par la dispersion des nucléons du système, comme on le constate dans un modèle, tels que QMD.

Il faudrait maintenant introduire les proportions appropriées de protons, issus deux sources supplémentaires, conséquence des émissions de ${}^4\text{He}$ par des diffusions $\text{N}-{}^4\text{He}$, pour traiter l'émission des protons de manière cohérente avec ce modèle.

Il faut aussi traiter de manière cohérente les charges des quasi-projectiles intervenant dans le calculs des barrières coulombiennes.

La présence de nucléons et d'amas légers issus de processus directs, ou d'autres émissions de pré-équilibre, fausse la calorimétrie, habituellement réalisée sur la source quasi-projectile, du fait du recouvrement des sources. La grande différence d'énergie cinétique moyenne, entre les particules émises par le quasi-projectile, et celles émises par la source à mi-rapidité, a une influence importante, même si leur nombre est faible. Les quantité d'isotopes émis dynamiquement modifient également les valeurs des températures, calculée par des rapports isotopiques. La prise en compte de ces processus semble nécessaire pour construire de nouvelles "courbes caloriques".

Les abondances de particules provenant de chaque source peuvent être exploitées pour calculer les températures isotopiques correspondantes, et ainsi construire une courbe caloriques dans un modèle à trois ou cinq sources, pour aller au-delà des analyses antérieures [Nal96].

Nous prévoyons donc de nombreuses études à venir, grâce à nos analyses sur l'émission anisotrope de ${}^4\text{He}$ autour de la source quasi-projectile et de la source quasi-cible, qui est longtemps restée sans explication.

Chapitre 4

Recherche d'une signature de phénomènes critiques

Sommaire

4.1	Généralités sur les transitions de phase	137
4.1.1	Définition d'un paramètre d'ordre	138
4.1.2	Transitions de phase du premier ordre	138
4.1.3	Transitions de phase du second ordre	139
4.1.4	Transitions de phase d'ordre n	140
4.1.5	Phénomènes critiques	140
	Comportement du paramètre d'ordre	141
	Capacité à s'ordonner	141
	Brisure de symétrie	142
	Fluctuations	143
	Phénomènes d'échelle	143
	Exposant critiques	145
	Classes d'universalité	146
4.1.6	Résumé	147
4.2	Mise en évidence des transitions de phase	147
4.2.1	Signatures des transitions de phase du premier ordre	149
	Signatures thermodynamiques - Courbe calorique	149
4.2.2	Signatures des phénomènes critiques	149
	Taille des amas	149
	Existence de fluctuations	150
	Fluctuations physiques dynamiques	150

	Fluctuations physiques imprévisibles	150
	Fluctuations statistiques	150
	Résumé	151
	Échelle d'observation	152
	Nature des distributions	152
	Cas des variables continues :	152
	Cas des variables discrètes :	153
	Les moments factoriels	153
	Comportement des moments factoriels	155
	Les cumulants factoriels	155
4.2.3	Moments ordinaires	156
4.2.4	Forme des distributions	157
	Forme des distributions	157
	Asymétrie	157
	Aplatissement	157
	Comportement en loi de puissance	158
4.2.5	Résumé	158
4.3	Modèles de référence	159
4.3.1	La théorie de la percolation	159
	Principes de base	159
	Percolation de site	160
	Percolation de lien	160
	Percolation de site-lien	160
	Propriétés statiques	160
	Comportement critique	160
	Systèmes de taille réduite	163
4.3.2	ERW	164
4.3.3	Étude du comportement en percolation	164
	Mise en évidence du comportement critique	165
	Résultats	166
	Amplitude des fluctuations	166
	Structure des fluctuations de taille des amas	169
	Résumé	172
4.4	Spécificités de la physique nucléaire	172
4.4.1	Equation d'état de la matière nucléaire	172

4.4.2	Instabilités spinodales	174
4.4.3	Déexcitation des fragments chauds	175
4.4.4	Émission dynamiques	176
4.4.5	Forme des sources	176
4.4.6	Physique nucléaire et percolation	176
4.5	Analyse des données	177
4.5.1	Aspects expérimentaux	178
	Choix du système	178
	Choix des variables	179
	Sources de fluctuations expérimentales	179
	Efficacité de détection	179
	Classement des événements	180
4.5.2	Caractéristiques des réactions $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$	180
	Caractéristiques cinématiques	180
	Sections efficaces	180
4.5.3	Sélection des événements	182
	Contraintes préalables	182
	Moment de Fox et Wolfram	182
4.5.4	Caractéristiques des événements sélectionnés	184
	Répartition des noyaux en vitesse longitudinale	184
	Vérification de l'isotropie d'émission	186
	Distributions de multiplicités	187
	Taille des principaux fragments	190
	Énergie transverse	191
4.5.5	Caractérisation des fragmentations	193
	Taille de la source unique	194
4.5.6	Étude des distributions de charge des particules	196
	Forme des distributions de charge à M_{Tot} fixée	196
	Amplitude des fluctuations des distributions de charges M_{Tot} fixée	196
	Distribution de charge du plus grand fragment	197
4.5.7	Structure des fluctuations	199
	Position du problème	199
	Résultats	202
4.6	Conclusion	204

Introduction

La recherche de transitions de phase et de phénomènes critiques dans les noyaux a été l'objet de nombreux travaux au cours des deux dernières décennies [BCP99]. Nous allons rappeler ici les principaux arguments et résultats sur lesquels se basent de telles analyses.

Les noyaux atomiques manifestent des propriétés globales, qui suggèrent que leur comportement se rapproche de la phénoménologie d'un liquide. Ils sont caractérisés par une compressibilité très faible. Leur énergie de liaison, hormis les effets de couches qui révèlent la nature quantique des couplages entre nucléons, est prédite correctement par le modèle de la goutte liquide, qui fait intervenir des contributions d'énergie de volume et de surface, typiques d'un liquide [Wei35, Bet36, Boh39].

L'interaction entre nucléons comporte un coeur répulsif à très courte portée pour une distance entre nucléon $r \leq 0.5$ fm, et une partie attractive à plus longue portée, pour $r \geq 0.8$ fm. Son intensité élevée et sa courte portée sont à l'origine du confinement des nucléons liés, dans un très faible volume qui leur confère, en vertu du principe d'Heisenberg $\Delta r \Delta p \geq \hbar$, une énergie de point zéro élevée. Le mouvement des nucléons dans le noyau est aussi accru par leur caractère fermionique, qui leur impose d'obéir au principe d'exclusion de Pauli. Ces facteurs conduisent au fait que le noyau atomique adopte un comportement de *liquide de Fermi*.

Les couplages entre nucléons sont fréquemment modélisés par des interactions effectives qui rendent compte des corrélations quantiques complexes entre nucléons. Les noyaux atomiques peuvent être modélisés en première approximation par un comportement de particules indépendantes évoluant dans le champ moyen créé par l'ensemble de ses constituants. Ainsi, le formalisme de champ moyen Hartree-Fock (ou Hartree-Fock-Bogoliubov) utilisant une interaction effective comportant des propriétés pertinentes¹, permet d'obtenir de nombreux résultats prédictifs. Les états quantiques sont obtenus par un mélange d'états collectifs statiques. De tels travaux permettent notamment de décrire les caractéristiques des états quantiques des noyaux déformés [Gir83] ou encore les hauteurs de barrières de fission et le temps de vie d'isomères de forme [Ber92].

De plus, la similarité de forme entre l'interaction nucléon-nucléon et l'interaction de Van der Waals, présente dans les fluides, permet de poursuivre l'analogie. Toutefois, cette analogie est délicate, dans la mesure où le noyau atomique est constitué d'un ensemble de fermions fortement corrélés, qui sont soumis au principe d'exclusion de Pauli et à la statistique de Fermi [Sur98]. Ces spécificités des nucléons augmentent la complexité des phénomènes qui se superposent dans les noyaux et rendent les calculs de transport plus ardu [Abe96]. La description des noyaux en terme d'*équation d'état* s'avère malgré tout naturelle et efficace. Elle permet d'utili-

1. Outre les couplages entre variables quantiques, une interaction à portée non nulle est nécessaire à la description des corrélations d'appariement entre nucléons. Ces dernières résultent, en effet, de termes non locaux. L'interaction de Gogny D1-S [Gog74, Ber92] est un exemple d'une telle paramétrisation de l'interaction effective nucléon-nucléon.

ser le formalisme bien connu de la physique statistique, utilisé dans d'autres modèles nucléaires [Bal92, Bon85a, Bon85b], afin de comprendre et de prévoir le comportement des noyaux.

L'appel aux résultats de la thermodynamique simplifie les calculs. Une telle modélisation exige que dans le système considéré, la définition de variables thermodynamiques soit valide. D'une part, ceci signifie qu'il comporte un nombre suffisant de particules pour que la limite thermodynamique, assurant l'équivalence entre les différents ensembles statistiques² soit vérifiée. D'autre part, il faut qu'un état d'équilibre ait pu s'y instaurer. Or, un équilibre complet est difficilement réalisable dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi. Des degrés de liberté thermiques, de rotation ou de compression peuvent en effet être excités au cours de l'interaction. Il faut donc qu'un "certain" état d'équilibre ait pu être atteint, ce qui signifie que les temps caractéristiques de certains des degrés de liberté nucléaires soient plus brefs que la durée de vie du système constitué lors de la réaction.

Cette approche thermodynamique, passe par la définition d'un système adéquat, appelé *matière nucléaire infinie*, comportant un nombre infini de nucléons. Deux simplifications sont généralement apportées. D'une part, l'interaction coulombienne est ôtée, afin de ne pas laisser diverger l'énergie interne, du fait de la répulsion entre protons. D'autre part, les neutrons et protons sont fréquemment pris en nombre égal. Nous parlerons dans ce cas de matière nucléaire *symétrique*. L'analogie des comportements entre, la matière nucléaire, et un liquide macroscopique classique conduit à l'existence d'une *transition de phase* de type liquide/gaz dans la matière nucléaire, se produisant pour une température $T \in [16, 18]$ MeV et une densité $\rho \in [0.03, 0.05]$ fm⁻³ [Jac83, Ber88].

Par extension, il est envisageable d'observer un phénomène *semblable*³ dans des noyaux atomiques *finis*, portés dans les conditions appropriées de densité et de température. Ceci est rendu possible par le fait que le cœur des noyaux présente des propriétés proches de celle d'un échantillon de matière nucléaire. L'énergie totale peut s'écrire comme une intégrale sur le volume nucléaire de la densité locale. Les concepts de densité et d'énergie d'excitation permettent d'étendre les études sur la matière nucléaire aux noyaux finis. Les systèmes de taille finie sont modélisés dans le cadre de la physique statistique et une équation d'état peut y être associée. Toutefois, elle diffère de celle du système infini. Le point critique correspond à une température d'environ 8 MeV, dans un cas réaliste, incluant la force électromagnétique et un nombre fini de nucléons. Cette diminution de la température critique provient de l'effet de surface, et de la répulsion coulombienne entre protons, qui ont pour consé-

2. Dans l'ensemble *microcanonique*, le système est *isolé* et a une *énergie fixée*. Dans l'ensemble *canonique*, le système est *thermalisé*, sa *température* est *fixée*, mais son *énergie* n'est connue qu'en *moyenne* et introduite à ce titre comme contrainte dans la fonction de partition. L'ensemble *grand canonique* est la généralisation de cette approche au nombre de particules du système, qui n'est imposé qu'en moyenne. Ce dernier modèle s'avère utile dans des calculs où le système est décrit en terme de quasi-particules, notamment dans les calculs Hartree-Fock-Bogoliubov [Dec80].

3. En toute rigueur, aucune transition de phase ne peut se produire dans un système de taille réduite, toutefois, par extension, on persiste à dire "transition de phase" ou "point critique".

quence de diminuer la stabilité des noyaux. En outre, le concept de point critique serait remplacé par celui d'une zone critique. Des effets de taille finie devraient aussi affecter le comportement critique, par des fluctuations supplémentaires.

Les collisions d'ions lourds s'avèrent être un moyen d'exploration original de l'équation d'état des noyaux, pour des densités différentes de la densité ordinaire, dite densité de saturation ρ_s et des températures non nulles. Elles permettent également de s'informer sur la réponse des noyaux à une excitation, par l'intermédiaire de la *compressibilité*, qui intervient aussi dans l'équation d'état, ou sur les propriétés dynamiques de l'interaction nucléaire et celles du transport des nucléons. Ces propriétés dynamiques sont gouvernées par les collisions nucléon-nucléon, mais elles peuvent être également appréhendées par leur comportement global, par l'intermédiaire de coefficients de transport et la définition d'une viscosité.

Pour ces raisons, la mise en évidence d'une transition de phase dans les noyaux, constitue un enjeu essentiel de la physique des collisions entre ions lourds à des énergies incidentes comprises entre 20 MeV/u et 200 MeV/u. La manifestation d'une transition de phase constituerait une source d'information inédite sur la manifestation de tels phénomènes dans les petits systèmes et sur l'équation d'état de la matière nucléaire. À ce titre, elle permettrait notamment de déterminer les seuils de densité d'énergie, de compression et de densité de matière au-delà desquels une transition de phase peut se manifester dans un noyau et ainsi contraindre les prédictions théoriques hors des conditions ordinaires ($\rho_s, T = 0$), appelé point de saturation.

Dans ce qui précède, nous avons appréhendé le noyau atomique uniquement à travers ses états nucléoniques, *i.e.* sans considérer que les degrés de liberté internes des nucléons sont excités. Un autre type de transition de phase, lié au déconfinement des quarks composant les nucléons, est aussi susceptible de se produire pour des températures comprises entre 150 MeV et 190 MeV. Pour atteindre les températures nécessaires à cette transition de phase, correspondant à un état "plasma" des nucléons, l'utilisation de collisionneurs est indispensable⁴.

Dans notre démarche de recherche de phénomènes critiques dans les collisions d'ions lourds, nous mènerons nos études en deux étapes. D'une part, il faut mettre en évidence la présence d'événements critiques et identifier le comportement adopté par les variables concernées dans le cas précis des réactions nucléaires. Cette première phase revêt une importance particulière, du fait de la complexité se manifestant dans les collisions d'ions lourds. La deuxième étape consiste à caractériser les conditions dans lesquelles ces phénomènes critiques peuvent se manifester, en particulier en termes de compression et de température, afin d'extraire des informations sur l'interaction nucléaire.

Ce chapitre s'articulera autour de cinq points. Dans la première section, nous exposerons les caractéristiques des transitions de phase et en particulier celles des *phénomènes critiques*. Dans la deuxième, nous expliquerons quelles propriétés et quelles

4. Dès 1999, des expériences, à des énergies incidentes de l'ordre de 100 GeV/u, sont réalisables avec *RHIC*, à Brookhaven. Suite aux expériences NA38 et NA50, sur le SPS, le collisionneur *LHC* du CERN utilisera des faisceaux de 3 TeV/u chacun vers 2005.

variables permettraient d'extraire les informations souhaitées des événements. Dans la troisième section, nous testerons la validité de nos outils sur des modèles mathématiques construits sur des principes simples. Puis, nous présenterons quelques résultats concernant les transitions de phase et la physique nucléaire, ainsi que des limitations apparaissant spécifiquement dans les collisions d'ions lourds. Dans la dernière section, nous nous consacrerons à l'analyse d'événements candidats à la réalisation de phénomènes critiques ou de transition de phase dans les collisions d'ions lourds mesurées par *INDRA* à *GANIL*.

4.1 Généralités sur les transitions de phase

Nous présentons ici les concepts associés aux transitions de phase dans un contexte physique général. Néanmoins, nous choisirons d'illustrer certains principes par la transition de phase liquide/vapeur, du fait de l'analogie entre la matière nucléaire et un liquide classique.

Dans un système physique, il existe une compétition entre l'agitation thermique, à laquelle s'ajoute l'agitation de point zéro, d'origine purement quantique, et les interactions liant ses constituants. L'agitation des particules constitue une source de désordre, alors que les forces, qui les lient, tendent à organiser le système selon un ordre caractéristique des corrélations qu'elles établissent entre particules. Ainsi, le degré d'organisation d'un système varie avec la température.

Lorsque l'agitation thermique compense l'interaction dominante liant les constituants du système, *i.e.* elle met en jeu une énergie du même ordre de grandeur que l'énergie de liaison, il se produit une transition de phase⁵. La phase organisée se décompose alors en constituants individuels n'interagissant plus de manière cohérente, formant ainsi une phase désordonnée.

Les transitions de phase sont caractéristiques des ensembles de particules liées par une *interaction à courte portée*. Pourtant, dans certaines conditions, à l'approche du seuil d'agitation thermique pour lequel se produit la transition de phase, la force de liaison tend à organiser le système sur de longues distances, l'interaction agissant de proche en proche, et pendant de longs temps de vie. De telles situations, où les *effets coopératifs* tendent à organiser le système sur de longues échelles de distances, sont qualifiées de *phénomènes critiques* [Wil74] et appartiennent à une classe particulière de transitions de phase, dites du deuxième ordre. Pour cette raison, elles ne se produisent que dans les systèmes composés d'un nombre très élevé de particules. En outre, leurs conditions de manifestation et leurs comportements sont très spécifiques.

Nous détaillerons dans la suite comment appréhender un tel phénomène. Nous chercherons d'abord quels sont les paramètres pertinents pour décrire l'évolution du système. Nous décrirons alors comment se manifeste cette transition. Nous ana-

5. Une transition de phase résulte de l'évolution de plusieurs contributions à l'énergie, et de la spécificité des couplages entre constituants, aussi les valeurs des paramètres, pour lesquelles se produit la transition de phase, ne sont pas déduites directement.

lyserons enfin quels comportements suivent les grandeurs physiques associées à ce processus.

4.1.1 Définition d'un paramètre d'ordre

Le *paramètre d'ordre* η d'un système est une grandeur physique macroscopique évaluant son état de cohérence, révélant ainsi les caractéristiques sous-jacentes de l'interaction entre ses constituants. Le paramètre d'ordre varie donc selon les interactions mises en jeu. Cette interaction, intervenant à une échelle d'énergie déterminée, engendre des propriétés macroscopiques au sein du système, lorsqu'elle présente un comportement dominant vis-à-vis de l'agitation thermique. Cette dernière résulte de l'énergie communiquée aux mouvements désordonnés des particules. L'interaction peut aussi agir, dans certaines conditions, sur de longues distances par effets coopératifs entre les particules [Wil74].

À titre d'illustration, reprenons ces notions dans le cas d'un fluide [Diu89]⁶. Considérons la force de Van der Waals qui lie les particules d'un fluide par polarisation mutuelle. Elle présente un cœur répulsif à courte distance, mais est attractive à plus longue distance⁷. Lorsque son effet est prépondérant, elle rapproche considérablement les particules qui forment un fluide quasi-incompressible du fait du principe d'exclusion de Pauli qui s'applique aux électrons atomiques. Mais, lorsque l'agitation thermique dépasse une énergie seuil, la distance moyenne entre molécule croît brusquement, car la durée de l'interaction n'est plus assez longue et son intensité relative trop faible pour opérer un rapprochement significatif des particules. La densité du fluide s'en trouve diminuée fortement. Il se produit une transition de phase liquide/vapeur.

Les considérations précédentes suggèrent que le paramètre d'ordre caractéristique d'une transition de phase liquide/gaz fait intervenir la densité. La grandeur adaptée est la différence entre la densité de la phase liquide et celle de la phase gazeuse, soit :

$$\eta = \rho_{liq} - \rho_{gaz} \quad (4.1)$$

4.1.2 Transitions de phase du premier ordre

Une *transition de phase du premier ordre* se caractérise par le fait que la transformation d'un état à l'autre passe par une zone dans laquelle les phases se côtoient. Chaque phase en présence dans cette région est homogène et les deux phases sont

6. Complément III.G

7. Le potentiel de Lennard-Jones, fréquemment utilisé pour modéliser la force de Van der Waals, s'écrit en fonction de la distance r séparant les particules :

$$V_{\mathcal{LJ}}(r) = V_0 \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{12} - 2 \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right]$$

La force $-\vec{\nabla}V_{\mathcal{LJ}}$ est répulsive pour $r < r_0$ et attractive pour $r > r_0$.

en équilibre, ce qui se traduit par des potentiels chimiques égaux dans chacune des phases. Si nous imposons une température au système, dans une représentation des grandeurs physiques concernées par la transition de phase, cette zone prend la forme d'un palier le long duquel le nombre de particules appartenant à une phase passe progressivement de zéro à la totalité des constituants du système, alors que l'autre phase épuise une à une ses particules. La présence de ce palier provient du fait que l'énergie communiquée au système est dépensée pour transformer la phase ordonnée en phase désordonnée, sans augmenter la température de l'une ou de l'autre des phases. Pour cette raison, cette région de coexistence entre les états est appelée palier de *chaleur latente*. À une température T_c , appelée température critique, la zone de coexistence entre les phases se restreint à un seul point, qualifié de point critique.

Les transitions de phase du premier ordre se caractérisent par une discontinuité des dérivées premières du potentiel thermodynamique⁸. Ceci se manifeste notamment par une discontinuité du paramètre d'ordre. Toutefois, le point critique est un cas particulier pour lequel le paramètre d'ordre évolue continûment vers une valeur nulle. Il correspond à des conditions dans lesquelles la transition de phase revêt un caractère plus spécifique, qualifiée de transition de phase du second ordre, dont nous précisons les particularités dans ce qui suit. La transition solide-liquide, la transition liquide/gaz hors du point critique et la condensation de Bose sont des illustrations de transitions de phase du premier ordre.

Décrivons le cas d'une transition de phase liquide/gaz, afin de concrétiser les phénomènes qui se produisent lors d'une telle transformation physique. Dans le plan pression-volume, à température fixée, il existe une zone de coexistence des phases liquide et vapeur le long d'un segment dénommé palier de liquéfaction. La transformation d'une phase entièrement liquide à une phase complètement gazeuse s'effectue progressivement le long de ce palier. Ce palier est isobare, *i.e.* il est caractérisé par une pression constante, appelée pression de vapeur saturante, ne dépendant que de la température. Pour les températures supérieures à la température critique T_c , la distinction entre l'état liquide et l'état gazeux n'existe plus, ceci quelle que soit la pression.

4.1.3 Transitions de phase du second ordre

Les *transitions de phase du second ordre* se caractérisent par le fait que le passage d'une phase à l'autre se produit sans présenter de zone de coexistence entre les deux états du système. Le paramètre d'ordre suit une évolution continue en fonction de la température. Il prend des valeurs non nulles pour les températures inférieures à la température critique T_c où existe une phase ordonnée et s'annule lorsqu'elle atteint cette valeur. L'entropie de chacune des phases tend vers la même valeur à l'approche de la température critique T_c , si bien qu'il n'y a pas de chaleur latente de transformation, alors qu'elle est dépensée le long du palier de coexistence des phases dans les transitions de phase du premier ordre.

8. Le logarithme népérien de la fonction de partition.

Selon les conditions, un même système peut donner lieu, soit à une transition de phase du premier ordre, soit à une transition de phase du deuxième ordre. C'est le cas de la transition de phase liquide/gaz. D'autres systèmes ne sont soumis, quelle que soient les conditions, qu'à une transition de phase du deuxième ordre. C'est le cas de la transition de phase para-magnétique/ferromagnétique.

La transition para-magnétique/ferromagnétique est un exemple de transition de phase du second ordre. À l'approche du point critique, par valeurs supérieures de la température critique T_c , le système s'organise en domaines au sein desquels l'aimantation est non nulle. Cette aimantation résulte des corrélations entre spins des atomes occupant les sites du réseau cristallin. Dans cette situation, l'isotropie des propriétés magnétiques du matériau, dans sa phase désordonnée, n'est plus respectée, puisque dans chaque domaine l'aimantation non nulle instaure une direction privilégiée [LeB88]. Une telle *brisure de symétrie* accompagne la plupart du temps les transitions de phase du second ordre et résulte de fluctuations initiales, présentes dans le système, qui s'amplifient brutalement à l'approche du point critique. Ces deux points seront explicités plus loin.

4.1.4 Transitions de phase d'ordre n

La généralisation de l'ordre des transitions de phase est réalisée par l'intermédiaire du potentiel thermodynamique. Une transition de phase d'ordre n correspond par définition à un potentiel thermodynamique dont la dérivée d'ordre n est discontinue.

La présence du plateau de coexistence entre liquide et vapeur est à l'origine de la discontinuité de la dérivée première du potentiel de Gibbs.

4.1.5 Phénomènes critiques

Des *phénomènes critiques* [Wil74, LeB88] apparaissent dans le cas d'une transition de phase se produisant au point critique. Toutefois, il semble que des phénomènes critiques puissent se produire également dans d'autres circonstances et résulter de l'auto-organisation dynamique d'un système [Bak88].

Les transitions de phase du deuxième ordre s'accompagnent de phénomènes critiques. Le passage d'une phase à l'autre s'effectue sans coexistence entre elles.

La nature d'une transition de phase, à savoir strictement du second ordre (cas du ferromagnétisme) ou du premier ordre avec possibilité de second ordre, selon les conditions physiques dans lesquelles le système est placé (cas de la transition de phase liquide/gaz), est une information essentielle pour comprendre la nature des interactions mise en jeu et identifier les phénomènes sous-jacents.

Dans le cas d'une transition de phase liquide/gaz, l'estimation des seuils de pression ou de densité au-delà desquels une transition de phase se produit constituent une information sur l'intensité des couplages entre les particules.

Nous décrivons ici les propriétés des phénomènes critiques, ce qui nous permettra dans nos analyses ultérieures de les caractériser. Nous nous référons donc, dans ce qui suit, aux transitions de phase du deuxième ordre.

Comportement du paramètre d'ordre

Au point critique, il n'existe plus aucune distinction entre la phase ordonnée et la phase désordonnée. Le paramètre d'ordre, qui mesure la différence d'ordre entre ces deux phases, s'annule alors. Il évolue continûment lors du passage d'une phase à l'autre. Il est non nul dans la phase ordonnée et nul dans la phase désordonnée.

Examinons le cas d'une transition de phase liquide/gaz au point critique. Nous observons que l'état liquide et l'état gazeux ne forment plus deux phases distinctes. Leur densité s'égalent alors, définissant la densité critique :

$$\rho_{liq} = \rho_{gaz} = \rho_c \quad (4.2)$$

Il apparaît donc bien que le paramètre d'ordre $\eta = \rho_{liq} - \rho_{gaz}$ défini auparavant prend une valeur nulle au point critique. Si les changements importants, qui affectent le système, laissent certaines caractéristiques invariantes, les corrélations entre les constituants du système sont en revanche modifiées brusquement à l'approche du point critique, suite à de faibles variations de la température, par exemple. Ceci traduit que la capacité à adopter de l'ordre croît vivement à l'approche du point critique, quand la température tend vers T_c par valeurs supérieures.

Capacité à s'ordonner

Un paramètre essentiel pour décrire une transition de phase dans un système est son *aptitude à développer l'ordre ou le désordre*⁹, tant par la propagation de ses corrélations propres que par l'action d'un champ extérieur, dont l'effet tend à imposer une organisation privilégiée au système. Cette variable est caractéristique de l'interaction concernée par la transition de phase.

Le comportement du système dépend fortement de l'évolution de ce type de paramètre, évaluant sa capacité à amplifier les corrélations ou les perturbations.

La distance moyenne séparant deux particules appartenant sans discontinuité à une même phase définit la *longueur de corrélation* ξ , caractéristique de la taille des amas organisés de manière cohérente. Cette grandeur est donc une mesure, comme le paramètre d'ordre, du degré d'organisation du système.

Si nous approchons la température critique par valeur inférieure, l'aptitude à développer l'ordre commence à diverger, conduisant la distance de corrélation ξ à tendre, elle aussi, vers l'infini, engendrant donc une organisation du système sur de longues distances. Pour qu'une telle propriété puisse se manifester, il apparaît que le système doit être de grande taille, donc être composé d'un nombre considérable

9. Typiquement, cette grandeur correspond à une dérivée du paramètre d'ordre, vis-à-vis d'une grandeur appropriée.

de particules. Aussi, la question de la réalisation d'une transition de phase ou d'un phénomène analogue dans les système de *taille réduite* est d'un grand intérêt pour la compréhension des effets de taille finie sur la propagation de ces corrélations.

Dans le cas de la transition de phase ferromagnétique, un exemple d'une telle grandeur correspond à la capacité à développer une aimantation en présence d'un champ extérieur infinitésimal B , dénommée susceptibilité magnétique χ , et définie selon :

$$\chi \hat{=} \lim_{B \rightarrow 0} \frac{\partial \mathcal{M}}{\partial B} \quad (4.3)$$

où \mathcal{M} est l'aimantation du matériau

Pour la transition de phase liquide/vapeur, la capacité à amplifier les fluctuations est définie par la compressibilité κ dont l'expression est :

$$\kappa = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_{T,N} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_{T,N} \quad (4.4)$$

À l'approche du point critique par valeur inférieure de la température critique, la compressibilité diverge, conduisant à l'amplification du désordre.

Nous pouvons aussi mentionner que la capacité calorifique est une variable qui diverge au point critique.

L'aptitude à s'organiser établit un ordre grâce aux corrélations engendrées par l'interaction microscopique à courte portée. Cet ordre ne préserve plus l'*ensemble des symétries* présentes aux températures $T > T_c$: nous assistons donc à une *brisure de symétrie*. Nous allons détailler ce phénomène.

Brisure de symétrie

La phase la plus symétrique¹⁰ est la phase désordonnée [Diu89]. Lorsqu'on approche le point critique par valeurs supérieures de la température critique, la force de liaison entre les particules devient prépondérante face à l'agitation thermique¹¹. Les corrélations entre particules se propagent dans le système où elles établissent un ordre caractéristique, qui se traduit par une disparition de l'équivalence entre les différents points du système, suite à des transformations les laissant invariants dans la phase désordonnée. Il y a donc une perte de symétrie lors du passage entre la phase désordonnée et la phase ordonnée (qui devient donc la phase la moins symétrique). Il se produit donc une *brisure de symétrie*, ceci même en l'absence de perturbation extérieure. Nous la qualifierons alors de brisure *spontanée* de symétrie. Cette brisure de symétrie est simplement engendrée par la configuration initiale des fluctuations de propriétés physiques, présentes dans le système, fluctuations qui sont amplifiées brutalement lorsque la température diminue vers la température critique T_c .

10. Ceci signifie que le système reste invariant par le plus grand nombre de transformations géométriques.

11. Pour $T < T_c$, la force de liaison entre les particules devient de moins en moins dominante vis-à-vis de l'agitation thermique.

Lors d'une transition ferromagnétique, la symétrie du cristal, présente dans la phase désordonnée (para-magnétique) est restreinte, lorsqu'une aimantation non-nulle se manifeste dans le matériau [Diu89]¹². L'uniformité moyenne du mélange entre spins hauts et bas est, en effet, remplacée par de fortes anisotropies dans des domaines de toutes les échelles de taille [LeB88].

Fluctuations

En examinant le cas de la transition de phase liquide/vapeur, nous avons expliqué que le point critique (T_c, P_c, ρ_c) , où se produit une transition de phase du second ordre, se distingue des transitions de phase du premier ordre observées pour $T < T_c$, par le fait que le palier de coexistence entre les phases se réduit à un unique point. La spécificité des phénomènes critiques est donc que la transition de phase s'effectue suite à d'infimes variations des variables caractérisant l'état du système. En outre, les fluctuations affectant certaines grandeurs physiques prennent des valeurs très élevées et la grandeur physique définissant ce paramètre d'ordre connaît d'une zone à une autre, des variations importantes qualifiées de *fluctuations géantes*.

Nous pouvons comprendre ce phénomène en considérant le cas d'une transition de phase ordinairement du premier ordre, mais se produisant au point critique. Les variations des configurations des phases en présence se manifestent, en effet, tout au long du palier de coexistence des transitions de phase du premier ordre pour $T < T_c$. Mais elles se superposent en un seul point, à $T = T_c$, ce qui augmente la diversité des configurations accessibles.

Dans le cas d'une transition de phase liquide/gaz, à l'approche du point critique, il apparaît des *fluctuations de densité de grande amplitude*. Elles se traduisent par la présence de gouttelettes de liquide de toutes dimensions intimement mélangées à des bulles de gaz de toutes tailles. Ce comportement a été révélé dès le siècle dernier par le phénomène d'*opalescence critique*¹³. Un échantillon de fluide s'illumine en effet, lorsqu'il est éclairé par un faisceau de lumière, du fait des nombreuses diffusions des rayons, occasionnées par les fluctuations de densité. L'opalescence critique devient très intense lorsque la taille de ces fluctuations de densité est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière [LeB88].

Un phénomène analogue se produit pour la diffusion de neutrons, à l'approche du point critique de la transition paramagnétique/ferromagnétique [LeB88].

Phénomènes d'échelle

Au point critique, des fluctuations sont présentes à toutes les échelles. Elles présentent en outre la particularité d'adopter la même alternance et la même variation

12. Se référer au complément III.J

13. Un phénomène d'opalescence peut se manifester hors du point critique, en plongeant par exemple le système dans la zone spinodale, où se forment des gouttes de *tailles variées*, par instabilité mécanique. Les fluctuations de densité, qui en résultent, créent une dispersion de la lumière.

quelle que soit l'échelle de distance à laquelle elles sont observées. Ce phénomène est qualifié d'*invariance d'échelle*.

Une fonction f possède un comportement en *loi d'échelle*, si elle vérifie la relation :

$$\frac{f(\delta')}{f(\delta)} = \left(\frac{\delta'}{\delta}\right)^{-\alpha} \quad (4.5)$$

où δ et δ' sont deux échelles d'observation et α est l'exposant d'échelle caractérisant la loi d'échelle¹⁴.

La valeur de la fonction f observées à l'échelle δ' est reliée à celle calculées à l'échelle δ .

La structure des fluctuations (moments) est aussi préservée à toutes les échelles et suit une loi de puissance de l'échelle d'observation.

Des grandeurs décrivant le système présentent donc un caractère invariant vis-à-vis d'une dilatation. Cette symétrie impose une contrainte supplémentaire sur la forme mathématique que peuvent adopter les états accessibles.

Dans de nombreux cas de transition de phase du deuxième ordre, cette invariance d'échelle est une fonction de la température. Il est possible de l'observer, dans un intervalle très proche de T_c . Ceci signifie qu'observer le système à deux températures différentes est équivalent à regarder le système à deux échelles de longueurs différentes, puisque ces deux grandeurs sont reliées par une loi de puissance [Wid65, Kad67].

C'est en 1971 qu'ont été généralisées les théories d'étude des comportements physiques semblables à toutes les échelles d'observation. Cette théorie unifiée, appelée méthode des *groupes de renormalisation* [Wil74], a une portée très générale, tout comme la physique statistique, elle peut donc s'appliquer à de nombreux systèmes physiques.

Comme les propriétés du système sont invariantes d'échelle au voisinage du point critique, celui-ci se présente comme la solution invariante par transformation du groupe de renormalisation. Des domaines de tailles croissantes à chaque changement d'échelle se substituent aux constituants individuels initiaux et l'interaction initiale entre les particules est remplacée par des couplages entre domaines pour rendre compte des interactions à leurs échelles.

Revenons à la transition de phase liquide/gaz. Au point critique, les gouttelettes de liquide de toutes dimensions sont intimement mélangées aux bulles de gaz de toutes tailles et la distribution de taille des gouttelettes suit une loi de puissance [Fis67].

Le comportement en loi de puissance gouverne aussi le paramètre d'ordre (pour $T < T_c$), la longueur de corrélation, la capacité calorifique et la compressibilité du liquide. Chacune de ces grandeurs physiques est caractérisée par la valeur de leur exposant propre appelé *exposant critique*.

14. Un tel comportement est aussi qualifié d'*auto-similaire*

Exposant critiques

Plus précisément, à l'approche du point critique, le paramètre d'ordre η et la longueur de corrélation ξ par exemple adoptent un comportement en loi de puissance de l'écart à la température critique. Si cet exposant est négatif, la grandeur correspondante divergera à $T = T_c$. Si il est positif, la grandeur s'annulera à $T = T_c$.

Les valeurs des températures critiques changent d'un système à l'autre, selon le type de particules mises en jeu, selon la géométrie de leurs positions *etc.* . . . Toutefois, nous pouvons construire les lois d'échelles en fonction de la différence entre températures réduites. Nous définissons donc la variable :

$$\varepsilon = \frac{T - T_c}{T_c} \quad (4.6)$$

Lorsque la température T tend par valeurs supérieures vers sa valeur critique T_c , le paramètre d'ordre η s'annule en suivant une loi de puissance, ce qui impose aussi une condition sur son exposant critique :

$$\eta \propto \varepsilon^{\alpha_\eta} \text{ avec } \alpha_\eta > 0 \quad (4.7)$$

La longueur de corrélation ξ diverge de part et d'autre du point critique, ce qui se traduit par :

$$\xi \propto |\varepsilon|^{-\nu} \text{ avec } \nu > 0 \quad (4.8)$$

Dans les systèmes pour lesquels il est possible de distinguer des amas ordonnés, les phénomènes critiques font apparaître une loi essentielle, relative à la probabilité d'observer des amas de taille s . Elle dépend d'un terme en loi de puissance de la taille de l'amas considéré et d'une *fonction d'échelle* f . La relation s'exprime :

$$P(s) \propto s^{-\tau} f(s^\sigma \varepsilon) \text{ pour } \varepsilon \rightarrow 0 \quad (4.9)$$

définissant ainsi les exposants critiques τ et σ .

En particulier, à $T = T_c$, nous retrouvons la distribution en loi de puissance de la taille des amas, car la fonction d'échelle vaut $f(x) = 1$ pour $x = 0$:

$$P(s) \propto s^{-\tau} \text{ à } p = p_c \quad (4.10)$$

Il existe des relations entre certaines des grandeurs obéissant à une loi d'échelle au point critique. Elles instaurent des *relations d'échelle* entre leurs exposants critiques [Gri89]. Le nombre d'exposants critiques indépendants est donc inférieur au nombre d'exposants critiques décrivant le comportement de l'ensemble des variables soumises au phénomène critique.

Par exemple, dans le cas de la transition de phase liquide/gaz, le nombre d'exposants critiques indépendants se réduit à deux.

Pour certains modèles, les exposants critiques ont été calculés. Il est d'ailleurs remarquable qu'à deux dimensions, les exposants critiques sont des nombres fractionnaires. On a montré que cette est une conséquence directe des propriétés algébriques des systèmes dotés d'une invariance conforme¹⁵ [Fri84].

La fonction d'échelle f présente dans l'équation 4.10 est spécifique du type de système concerné. Elle dépend aussi de la configuration géométrique entre ses constituants. En revanche, les exposants critiques sont indépendants de cette caractéristique. L'information, qu'ils portent, est d'ordre plus général.

Classes d'universalité

Les exposants critiques suffisent à décrire le comportement des grandeurs physiques caractérisant le système au voisinage du point critique, telles que le paramètre d'ordre η , la longueur de corrélation ξ , et la capacité à amplifier les fluctuations. Ils ont une autre propriété, puisqu'ils ne semblent dépendre que de deux caractéristiques [Kad71] du système considéré que sont :

- le nombre de dimension(s) N_d de l'espace qu'occupe le système
- la dimensionalité n_η du paramètre d'ordre, *i.e.* le nombre de ses degrés de liberté indépendants

L'ensemble des systèmes caractérisés par les *mêmes exposants critiques* constituent une *classe d'universalité*. Le couple (N_d, n_η) définit alors, à lui seul, un tel ensemble, ceci quelles que soient les particularités des systèmes étudiés, qu'elles soient d'ordre géométrique ou d'ordre physique. Notamment, le comportement des systèmes, appartenant à une même classe d'universalité, est indépendant des caractéristiques intrinsèques de l'interaction. Ceci s'interprète comme la conséquence de la divergence de la longueur de corrélation qui se manifeste au point critique, ceci quelle que soit la nature de l'interaction mise en jeu. Ainsi, les détails des interactions microscopiques à courte distance perdent de leur importance à l'approche du point critique [Kad71, Wil74]. Ce sont les aspects topologiques qui semblent devenir prépondérants.

En revanche, la configuration géométrique des positions des particules et la nature de forces de liaison ont une influence sur la valeur de la température critique.

Les relations entre exposants critiques et dimension de l'espace sont qualifiées de *relations d'hyper-échelles* [Gri89] et sont des conjectures qui restent à prouver, même si elles sont vérifiées pour quelques valeurs de N_d .

15. Les transformations conformes sont des transformations géométriques conservant les angles. Elles peuvent être composées à partir de translations, de rotations, d'inversions et de dilatations, puisque près du point critique les systèmes sont invariants d'échelle. À deux dimensions, les restrictions qu'elles imposent sur la nature des états accessibles d'un système respectant cette symétrie, se révèlent particulièrement contraignantes et n'autorisent qu'un ensemble discret de solutions. Le lecteur intéressé pourra trouver des précisions d'une grande élégance dans les références [Itz89]

Si nous revenons à notre exemple de référence, la transition de phase liquide/gaz, le paramètre d'ordre η est un scalaire relié à la densité de matière, n_η prend donc la valeur 1.

4.1.6 Résumé

Les transitions de phase sont des phénomènes qui traduisent la nature des interactions présentes dans un système. Elles apparaissent dans les système soumis à une interaction à courte portée. La valeur des paramètres, pour lesquels elles se produisent, sont liées à l'intensité des couplages mis en jeu. Les transitions de phase sont donc des processus macroscopiques permettant de s'informer sur les interactions microscopiques, notamment sur les grandeurs physiques mises en jeu dans les interactions ou l'intensité des couplages entre particules[Wil74].

Des *phénomènes critiques* se manifestent dans les transitions de phase du deuxième ordre. Les phénomènes critiques se caractérisent par des *fluctuations géantes* de grandeurs physiques telles que la taille des domaines ordonnés, et par la *divergence de variables* telles que la longueur de corrélation, et la capacité à développer de l'ordre, que ce soit par ses corrélations internes ou sous la contrainte d'un champ extérieur.

Comme les fluctuations présentes initialement dans le système sont amplifiées vivement à l'approche du point critique, les configurations accessibles à l'échantillon sont très variées, de telle sorte que les *écarts à la moyenne* sont susceptibles d'être *importants*. Dans les systèmes comportant un nombre réduit de constituants, l'amplitude des fluctuations physiques accompagnant le phénomène critique s'amointrit. En revanche, les fluctuations statistiques, liées au nombre fini de particules, augmentent. En outre, le point critique est *défini de manière moins précise* et correspond à une *zone*.

Ces fluctuations physiques de grande amplitude sont présentes à toutes les *échelles de longueur avec le même motif*. Ceci impose que, dans cette situation, les lois régissant le comportement des variables décrivant l'état du système sont des *lois de puissance*. Leurs exposants définissent des catégories de comportement, les *classes d'universalité*, qui ne sont plus sensibles aux détails des interactions mises en jeu, mais aux aspects topologiques.

Ces caractéristiques principales des phénomènes critiques sont les critères sur lesquels nous nous appuyerons pour mettre en évidence leur manifestation dans les réactions nucléaires.

4.2 Mise en évidence des transitions de phase

Nous expliquerons, dans ce qui suit, comment nous pouvons mettre à profit les propriétés des transitions de phase et des phénomènes critiques, exposées dans le paragraphe précédent, pour déceler leur manifestation parmi un ensemble d'événements.

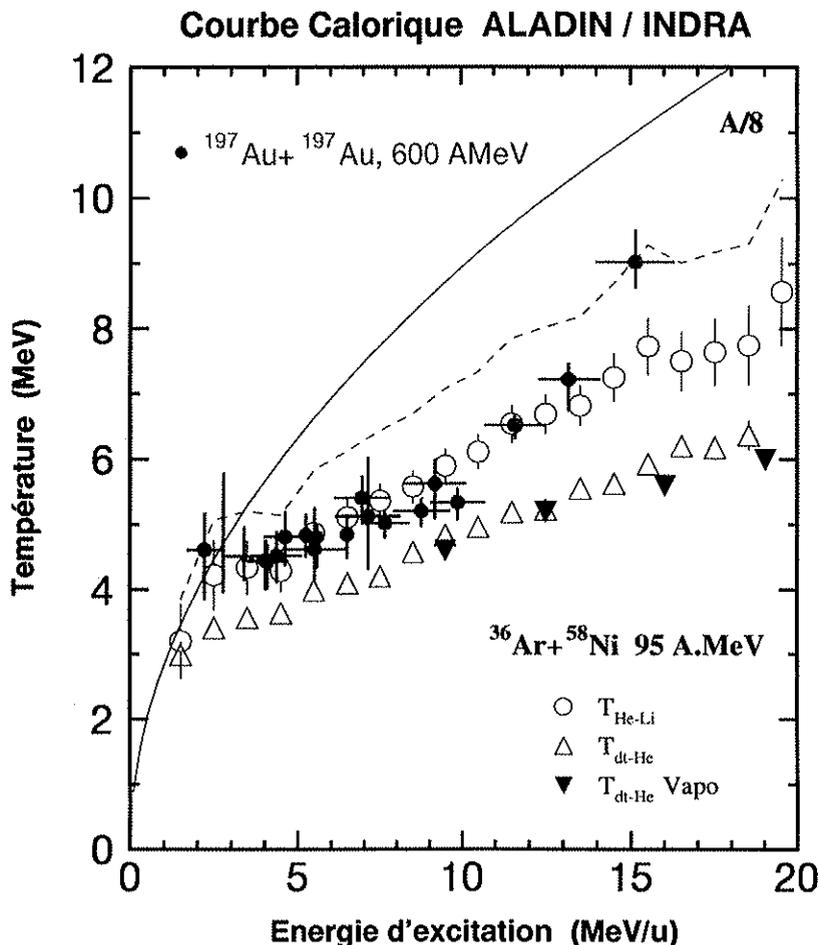


FIG. 4.1 - Diagramme de température isotopiques, calculées dans le cadre du modèle d'émission statistique, en fonction de l'énergie d'excitation de la source. Les points (\bullet) ont été obtenus par la collaboration ALADIN, les autres points sont tirés de plusieurs analyses, menées sur les mesures avec INDRA.

ments physiques. Nous insisterons sur les phénomènes critiques. Ce paragraphe est donc dédié aux méthodes d'analyse.

Les transitions de phase sont des phénomènes qui se manifestent dans de nombreux systèmes, aussi, nous présenterons les procédures d'analyse dans un contexte physique général. Néanmoins, nous les illustrerons en les plaçant dans la problématique des réactions entre particules et entre ions lourds, afin d'introduire nos analyses expérimentales ultérieures.

4.2.1 Signatures des transitions de phase du premier ordre

Signatures thermodynamiques - Courbe calorique

Dans un système (Pression, Volume, Température), une transition de phase du premier ordre se manifeste par un plateau entre P et V , si la température est constante, ou entre T et l'enthalpie H , si la pression est constante [Mor96]. Toutefois, d'autres évolutions sont attendues, selon les contraintes (ou l'absence de contrainte) imposées au système.

L'existence d'un tel plateau pour un système fini, soumis à des conditions dont les contraintes ne sont pas connues, reste à établir.

Pourtant, la collaboration *ALADIN* semble avoir montré un tel comportement [Poc95]. Toutefois, il n'a pas été confirmé par les analyses menées sur les mesures d'*INDRA* [Na196].

La figure 4.1 permet de comparer les résultats obtenus par les deux équipes de physiciens. Les données d'*INDRA* ne concordent pas avec le comportement de gaz classique, montré par le point à haute température des analyses *ALADIN*. L'existence de ce plateau doit donc être confirmée ou infirmée par d'autres études.

Les analyses, réalisées dans le chapitre précédent, suggèrent aussi des réserves sur le calcul des énergies d'excitation et des températures isotopiques [Alb85]. La superposition des sources d'émission fausse la calorimétrie, dans des proportions importantes, étant donnée l'importance de la différence d'énergie cinétique entre les particules émises par le quasi-projectile et les particules issues de la source à mi-rapidité. Les températures isotopiques sont, quant à elles, faussées par l'émission dynamique, toutefois dans de moindres proportions, si on s'intéresse aux particules émises à l'avant du quasi-projectile. De nouvelles courbes caloriques doivent donc être calculées pour tenir compte de ces phénomènes.

4.2.2 Signatures des phénomènes critiques

Les phénomènes critiques peuvent être révélés non seulement par la divergence de certaines variables thermodynamiques, mais également par leurs propriétés topologiques. Elles concernent, d'une part, la forme des distributions de taille des domaines dans lesquels s'est établi l'ordre issu de la propagation des corrélations microscopiques, et d'autre part, la structure des fluctuations apparaissant près du point critique.

Taille des amas

Au point critique, la fréquence d'observation de la taille des amas d'extension finie évolue selon une loi d'échelle. Ceci a été mis en évidence dans la transition de phase liquide/gaz [Fis67]. La probabilité d'observer un domaine de taille s au point critique suit la relation 4.10.

La mise en évidence d'une forme en loi de puissance de la taille des domaines ordonnés finis est une propriété nécessaire. Toutefois, elle n'est pas suffisante pour prouver la manifestation d'un phénomène critique, puisqu'elle apparaît dans certains phénomènes non critiques [Jul86].

Existence de fluctuations

Lors d'une transition de phase, il apparaît des fluctuations. Nous pouvons les distinguer selon deux classes. Dans la première catégorie, nous rassemblons les fluctuations porteuses d'informations relatives au processus physique et dont la signification est pertinente. La seconde classe provient de la méconnaissance qui s'imisce dans les conditions de réalisation du phénomène et dans sa manifestation. Nous allons préciser l'origine de ces divers types des fluctuations dans ce qui suit.

Fluctuations physiques dynamiques Les fluctuations événement par événement sont susceptibles de révéler les propriétés dynamiques de la réaction, laquelle peut imposer une structure de la répartition de la matière dans l'espace des positions ou dans l'espace cinématique (impulsion ou rapidité invariante relativiste). Ce motif dépendra des caractéristiques des fluctuations présentes initialement et des lois de propagation de la matière. Les fluctuations, qui sont issues d'un tel processus, sont donc susceptibles de contenir des informations sur sa dynamique. Si elles sont préservées dans l'état final, elles peuvent être présentes en particulier dans des corrélations intrinsèques à l'événement.

Fluctuations physiques imprévisibles Les lois physiques peuvent également introduire des fluctuations d'une nature imprévisible.

Des incertitudes quantiques, ainsi que des incertitudes sur l'état initial pourraient, en effet, engendrer des fluctuations de grande amplitude par rapport aux valeurs moyennes des variables globales observées pour un ensemble d'états initiaux proches. Ces incertitudes peuvent s'avérer particulièrement sensibles lorsqu'un processus possède une dynamique de nature chaotique, puisqu'il tend à engendrer des états finals très différents malgré d'infimes modifications des conditions initiales. Un tel comportement, souvent qualifié de catastrophique, engendre des fluctuations à la moyenne imprévisibles. Il ne semble pas possible de les distinguer des fluctuations statistiques que nous décrirons au paragraphe suivant.

Toutefois, comme nous l'avons mentionné au paragraphe précédent, des fluctuations dynamiques, événement par événement, peuvent témoigner des lois régissant le système, et donc présenter des caractères communs, malgré des configurations finales très diverses.

Fluctuations statistiques Suite à la première phase correspondant à une distribution de la matière gouvernée par les lois physiques, une deuxième étape vient

altérer la distribution de densité idéale¹⁶ avec des fluctuations inhérentes à la quantité finie de matière disponible qui s'épuise au cours de la production de particules. La répartition de matière, événement par événement, s'écarte donc de celle de la loi de densité de matière idéale correspondant au phénomène. Ces écarts s'apparentent à des fluctuations supplémentaires, se superposant sans distinction aux fluctuations physiques dynamiques pertinentes. Ainsi, même si nous pouvions suivre exactement la dynamique du processus (ce qui est impossible du fait des sources d'incertitudes mentionnées au paragraphe précédent), la *réalisation*¹⁷ d'une réaction affecte la forme décrite par les lois régissant le processus avec un bruit supplémentaire, d'origine *statistique*. Ce deuxième genre de fluctuations, dont l'origine n'est pas à proprement parler physique, est qualifié de fluctuations statistiques. Nous pouvons justifier cette appellation en considérant que la loi de *probabilité* du champ de matière diffère de la *fréquence* mesurée lors d'une expérience réalisée avec une *quantité finie* de matière. Ainsi, un système de taille réduite engendre une distribution de fréquence de la variable considérée et non une distribution de probabilité idéale.

La forme du bruit induit par ces fluctuations est *a priori* inconnue. Toutefois, le bruit statistique biaisant le moins notre ignorance "*a priori*" de la répartition du bruit statistique, revêt un caractère poissonnien et correspond à une émission indépendante des particules [Bia86, Pes90] ou à un faible bruit dit de "scintillement" [Bak88].

Résumé Les fluctuations observées dans la configuration finale d'un processus physique proviennent principalement de deux origines. Elles peuvent révéler la présence de corrélations physiques ou une certaine inadéquation entre une réalisation du processus portant sur une quantité finie de matière et la loi idéale de répartition de la matière.

Nous pouvons également déjà mentionner que le mélange d'événements de classes différentes peut aussi induire des écarts de valeur entre les grandeurs physiques relatives à ces événements différents. Ces fluctuations ne contiennent pas d'information sur le comportement physique d'un ensemble de processus de même nature, mais proviennent de notre méconnaissance des conditions de réaction.

Malgré la superposition de ces diverses sources de fluctuations, nous pouvons envisager que les corrélations engendrées par la dynamique de la réaction subsistent dans l'état final. Dans ce cas, il faut disposer d'un moyen pour extraire les fluctuations physiques pertinentes des fluctuations statistiques et de caractériser la topologie des fluctuations ainsi extraites, en particulier pour identifier une propriété d'invariance d'échelle, présente dans les phénomènes critiques.

16. La densité moyenne obtenue sur un nombre infini d'événements de même nature.

17. Au sens probabiliste du terme.

Échelle d'observation

Une distribution de probabilité peut être discrète ou continue. Dans tous les cas, nous traiterons cette distribution de probabilité comme discrète en lui imposant un maillage comportant N_{case} dans le cas unidimensionnel. Ceci peut être généralisé à une distribution de probabilité dans un espace à plusieurs dimensions en discrétisant les variables dans chaque direction.

Afin d'éviter toute ambiguïté dans la description des distributions de probabilité vis-à-vis des changements d'échelle d'observation, nous rappelons comment nous pouvons qualifier une échelle d'observation.

Une échelle d'observation fine est l'équivalent d'une résolution, d'une définition ou d'une discrétisation élevées, de l'espace considéré. Ceci signifie que le nombre de cellules N_{case} discrétisant la distribution de probabilité considérée est grand. Par contre, une échelle d'observation large est le résultat d'une résolution, d'une définition ou d'une discrétisation réduite. Elle correspond à un nombre de case N_{case} faible.

Par ailleurs, le domaine d'extension de la distribution de probabilité peut être limité du fait de la quantité finie de matière ou des lois de conservation. Ainsi, la taille δ d'une cellule est reliée à l'intervalle de définition $[X_{min}, X_{max}]$ de la grandeur X étudiée et au nombre de cases discrétisant ce domaine par la relation :

$$\delta = \frac{N_{case}}{X_{max} - X_{min}} \quad (4.11)$$

Les échelles accessibles à l'observation dépendent du type de la variable dont nous étudions la distribution de probabilité. Nous distinguerons deux cas : les variables continues et les variables discrètes.

Nature des distributions

Cas des variables continues : Pour les variables continues, l'échelle d'observation n'est pas restreinte en nombre de cellules N_{case} *a priori*. Néanmoins, il se manifeste une limitation concernant les résolutions plus larges que l'intervalle de population de la variable. Au-delà de cette résolution, la forme de la distribution est figée et elle se réduit à la présence d'une unique case non vide rassemblant toute la population de la distribution. D'un autre côté, l'augmentation de la résolution aboutit à une situation analogue, où la majorité des cases sont vides et les autres ne contiennent plus qu'une seule particule. Ceci provient du nombre fini de particules mises en jeu, qui ne peuvent donc occuper continûment l'ensemble du domaine accessible.

Les variables cinématiques d'une particule sont une illustration de ce type de grandeurs physiques continues. En particulier, l'étude de l'invariance d'échelle dans la multiproduction de hadrons a été abordée via l'analyse des distributions de rapidité [Bia86], susceptible de mettre en évidence des cascades gluoniques dans les réactions entre hadrons [DeW96, Bra92].

Cas des variables discrètes: Considérons à présent, le cas des variables discrètes. La résolution d'observation est contrainte par le recouvrement de la variable quantifiée par le réseau de discrétisation de cet espace. La taille des cellules doit donc être ajustée sur la discrétisation ordinaire de la variable considérée. Cette discrétisation naturelle de cette grandeur est la plus fine résolution qui peut être adoptée pour observer la distribution.

Dans les réactions nucléaires, la multiplicité et la taille des fragments, évaluées en terme de nombre de nucléons, sont des exemples de variables discrètes par nature. Elles sont restreintes dans leur valeur maximum par la conservation du nombre de nucléons¹⁸, valide pour les réactions à des énergies incidentes inférieures à 100 MeV/u.

Les moments factoriels

Les moments factoriels ont été introduits par la référence [Bia86] en physique des particules, en tant que variable d'analyse statistique permettant d'accéder aux fluctuations d'une distribution de probabilité, tout en ôtant une partie des fluctuations provenant de la quantité finie de matière disponible.

Nous pouvons les calculer à partir de la *fonction génératrice* G de la distribution de probabilité étudiée. Elle s'écrit [Abr70]:

$$G(\omega) = \sum_{i=1}^{N_{case}} \langle \omega^{n_i} \rangle \quad (4.12)$$

où ω est un paramètre arbitraire, n_i la population de la case i et les crochets pointés $\langle \rangle$ désignent la moyenne, effectuée sur les événements.

Cette fonction est semblable à une fonction de partition utilisée en physique statistique, puisqu'elle permet de calculer le cumulatif factoriel à l'ordre p , grâce à ses dérivées $p^{\text{ème}}$.

L'expression des moments factoriels *normalisés* s'écrit alors:

$$F_p(\delta) = \left. \frac{\frac{\partial^p G(\omega)}{d\omega^p}}{\left(\frac{\partial G(\omega)}{d\omega}\right)^p} \right|_{\omega=1} \quad (4.13)$$

Pour un nombre total d'objets variable dans l'état final, le moment factoriel d'ordre p est défini par:

$$F_p(\delta) = \frac{\sum_{i=1}^{N_{case}} \langle n_i(n_i - 1) \cdots (n_i - p + 1) \rangle}{\sum_{i=1}^{N_{case}} \langle n_i \rangle^p} \quad (4.14)$$

18. Dans les articles concernant ce sujet, on parle souvent de *conservation de la masse* pour *conservation du nombre de protons et conservation du nombre de neutrons*. Cette expression est abusive, puisqu'en toute rigueur c'est l'énergie totale qui est conservée et non pas seulement la masse.

où les crochets pointés $\langle \rangle$ désignent la moyenne effectuée sur les événements. N_{case} correspond au nombre de cellules discrétisant la distribution étudiée, i indique le numéro d'une case et n_i la population de cette cellule.

Le dénominateur du rapport 4.14 devrait permettre de déconvoluer des fluctuations intrinsèques au processus, de fluctuations aléatoires inhérentes au nombre limité de particules, auxquelles on attribue une forme poissonienne. Cette normalisation correspond à la réalisation de n_i processus indépendants de même probabilité dans la case i . Néanmoins, d'autres formes de bruits statistiques peuvent exister [Pes90], selon les contraintes connues, imposées à la distribution sur laquelle porte le calcul des moments factoriels.

Les distributions de probabilité peuvent être soumises à des contraintes de conservations (énergie ou nombre de particules), qui tronquent la quantité de matière vers les grandes valeurs. Notamment la conservation du nombre de particules, qui est valide dans le cas des collisions d'ions lourds aux énergies incidentes de 30 MeV/u à 100 MeV/u. *Les corrélations non triviales, qu'une telle contrainte peut introduire, ne sont pas corrigées par cette simple normalisation* [DeA92].

Une distribution de masse, correspondant à la fragmentation d'un système comportant un nombre de constituants élémentaires constant Z_{Tot} , est soumise à la condition de conservation suivante, lorsque $N_{case} = Z_{Tot}$:

$$\sum_{i=1}^{N_{case}} N_i i = Z_{Tot} \quad (4.15)$$

où N_i est le nombre d'amas (de taille i dans ce cas particulier) présents dans la case i .

Cette contrainte de conservation du nombre de particules ne s'écrit pas de manière simple en fonction de N_i quand $N_{case} \neq Z_{Tot}$, si bien que le bruit correspondant à une telle situation n'a pas pu être calculé jusqu'ici. Notons qu'en outre, des difficultés supplémentaires apparaissent dans les analyses expérimentales, du fait de l'imperfection du dispositif de détection, dont les mesures ne respectent pas strictement la relation 4.15.

Les moments factoriels présentent l'avantage d'allier les informations intrinsèques à l'événement, *via* les produits des multiplicités, potentiellement révélateurs de corrélations, au comportement moyen de la classe d'événements examinée, du fait du calcul de la moyenne sur les événements. Le contenu factoriel du moment d'ordre p impose la contribution de la case p sera nulle, si son contenu est inférieur à p .

Si nous varions l'échelle d'observation en modifiant le nombre de cellules quantifiant la distribution de probabilité, les moments factoriels apparaissent bien adaptés à l'étude de la structure des fluctuations *physiques* d'une distribution de probabilité, ceci afin de faire apparaître une éventuelle invariance d'échelle. Ils ont été utilisés avec succès sur le modèle d'Ising [Bur93].

Toutefois, cette aptitude nécessite peut être que les moments factoriels soient appliqués à une distribution uniforme [Pes99].

Plus la définition d'observation sera fine, plus l'information apportée par les moments factoriels devrait concerner les propriétés locales de la densité de matière, image de la dynamique de la loi régissant le champ de matière. Cette remarque concerne autant la densité de matière dans l'espace des positions que celle dans l'espace des impulsions ou d'une autre variable cinématique.

Comportement des moments factoriels *Un phénomène d'échelle dans les fluctuations d'une distribution se manifeste par une loi d'échelle dans les valeurs des moments factoriels :*

$$\frac{F_p(\lambda\delta)}{F_p(\delta)} = \lambda^{-\alpha_p} \quad (4.16)$$

où δ et $\lambda\delta$ définissent deux échelles d'observation et α_p est un exposant caractéristique.

Un tel comportement est qualifié d'*intermittent*, par référence à la physique des fluides où un écoulement peut manifester subitement, et par *intermittence*, d'importantes variations de son champ de vitesse en fonction de la position d'observation. En outre, ce caractère doit être présent sur une large gamme d'échelles d'observation [Man78].

Avec la normalisation de la relation 4.14, les moments factoriels supérieurs à 1 révèlent des fluctuations de plus grandes amplitudes qu'une distribution poissonnienne, alors que les moments factoriels dont la valeur est inférieure à 1, indiquent des fluctuations moindres que celles d'une distribution de probabilité poissonnienne.

Les cumulants factoriels

Les cumulants factoriels d'ordre p sont définis afin d'éliminer les corrélations d'ordre inférieurs à p , présentes de manière redondante dans les moments factoriels [Lac97]. Ils dérivent directement de la fonction génératrice G de la distribution de probabilité étudiée.

$$K_p(\delta) = \left. \frac{\partial^p \ln G(\omega)}{\left(\frac{\partial G(\omega)}{\partial \omega}\right)^p} \right|_{\omega=1} \quad (4.17)$$

Nous obtenons ici :

$$K_2 = \frac{\sum_{i=1}^{N_{bin}} \langle n_i(n_i - 1) \rangle - \langle n_i \rangle^2}{\sum_{i=1}^{N_{bin}} \langle n_i \rangle^2} \quad (4.18)$$

$$K_3 = \frac{\sum_{i=1}^{N_{bin}} \langle n_i(n_i - 1)(n_i - 2) \rangle - 3 \langle n_i \rangle \langle n_i(n_i - 1) \rangle + 2 \langle n_i \rangle^3}{\sum_{i=1}^{N_{bin}} \langle n_i \rangle^3} \quad (4.19)$$

$$K_4 = \frac{\sum_{i=1}^{N_{bin}} \langle n_i(n_i - 1)(n_i - 2)(n_i - 3) \rangle - 4 \langle n_i(n_i - 1)(n_i - 2) \rangle \langle n_i \rangle}{\sum_{i=1}^{N_{bin}} \langle n_i \rangle^4}$$

$$+ \frac{\sum_{i=1}^{N_{bin}} -3 \langle n_i(n_i - 1) \rangle^2 + 12 \langle n_i(n_i - 1) \rangle \langle n_i \rangle^2 - 6 \langle n_i \rangle^4}{\sum_{i=1}^{N_{bin}} \langle n_i \rangle^4} \quad (4.20)$$

Les cumulants factoriels d'ordre deux, K_2 , sont analogues au logarithme des moments factoriels d'ordre deux, F_2 . Si ils sont supérieurs à zéro, ils indiquent des fluctuations d'amplitudes plus élevées qu'une distribution poissonnienne, sinon, ils révèlent des fluctuations plus étroites qu'une distribution poissonnienne.

Remarque: lorsque la première cellule contient un nombre dominant de particules, les cumulants factoriels peuvent être reformulés en fonction des moments factoriels, selon les expressions :

$$K_2 \approx F_2 - 1 \quad (4.21)$$

$$K_3 \approx F_3 - 3F_2 + 2 \quad (4.22)$$

$$K_4 \approx F_4 - 4F_3 - 3F_2^2 + 12F_2 - 6 \quad (4.23)$$

En fait, dans le cas général, il n'y a pas de raison pour que la première cellule ait systématiquement une population prépondérante. Mais certaines distributions, en particulier les distributions de charge, observées dans les collisions d'ions lourds, présentent cette particularité.

Ceci constitue une difficulté, car les moments factoriels ou les cumulants factoriels sont des variables pertinentes sur des distributions de probabilité uniformes, ce qui ne sera jamais le cas d'une distribution de masse, du simple fait de la conservation de la masse finie.

En physique nucléaire, la prépondérance des premières cases est également liée à l'existence d'autres mécanismes de production des particules de faible charge que la formation d'amas suite à un phénomène critique, tels que les processus directs d'émission de particules [chapitre 3 de ce mémoire].

4.2.3 Moments ordinaires

Les moments ordinaires, ou normaux, d'une distribution sont des indicateurs de la forme de la distribution et des valeurs de la variable aléatoire à laquelle elle correspond.

Les moments non centrés d'ordre k d'une variable aléatoire x , définie dans l'ensemble de valeur \mathcal{D} et suivant une distribution de probabilité $f(x)$, sont calculés d'après la définition :

$$m'_k = \sum x^k f(x) \quad (4.24)$$

Nous définissons aussi les moments *centrés* d'ordre k par la relation :

$$m_k = \sum (x - m'_1)^k f(x) \quad (4.25)$$

Si la variable x est continue, nous remplaçons la somme par une intégrale et la probabilité $f(x)$ par la densité de probabilité $F(x)$, soit :

$$m'_k = \int_{\mathcal{D}} x^k F(x) dx \quad (4.26)$$

$$m_k = \int_{\mathcal{D}} (x - m'_1)^k F(x) dx \quad (4.27)$$

Le moment non centré m'_1 est la *moyenne*.

La largeur d'une distribution est évaluée avec la *variance* qui vaut m_2 . Par définition, l'*écart type* vaut :

$$\sigma = \sqrt{m'_2 - m_1'^2} = \sqrt{m_2} \quad (4.28)$$

Ces deux dernières variables sont utilisées pour quantifier l'amplitude de fluctuations d'une distribution autour de sa valeur moyenne.

4.2.4 Forme des distributions

Nous utilisons les moments centrés pour définir des variables sous forme de rapport. Elles permettront ainsi de caractériser la forme des distributions de probabilité et de les comparer.

Forme des distributions

La référence [Lac97] a établi, dans le cas de deux modèles simples, percolation et ERW [Ela93] (modèles que nous définirons dans la prochaine section), que la distribution de multiplicité adopte une forme gaussienne dans les deux premières cellules, quelle que soit l'échelle d'observation, et ceci uniquement pour les valeurs des paramètres, pour lesquelles se manifeste un comportement intermittent.

Ceci pourrait constituer un signal de la manifestation d'événements critiques dans les collisions d'ions lourds.

La forme des distributions peut être évaluée par les variables suivantes [Abr70].

Asymétrie

L'asymétrie d'une distribution peut être mesurée avec la quantité :

$$\gamma_1 \hat{=} \frac{m_3}{m_2^{3/2}} = \frac{m_3}{\sigma^3} \quad (4.29)$$

Lorsque le *coefficient d'asymétrie* γ_1 est positif, la distribution est asymétrique avec une répartition maximum du côté des valeurs plus faibles que la moyenne. Par contre, s'il est négatif, le graphe est asymétrique avec un maximum du côté des valeurs supérieures à la moyenne. Une valeur nulle du coefficient d'asymétrie γ_1 correspond à une distribution de probabilité symétrique vis-à-vis de la valeur moyenne.

Aplatissement

L'étroitesse d'une distribution est évaluée par la variable :

$$\gamma_2 \hat{=} \frac{m_4}{m_2^2} - 3 = \frac{m_4}{\sigma^4} - 3 \quad (4.30)$$

ainsi défini, le *coefficient d'aplatissement* γ_2 permet de caractériser la forme d'une distribution de probabilité vis-à-vis d'une loi normale.

Une distribution de probabilité dont le coefficient d'aplatissement γ_2 est positif est qualifiée d'*hypernormale*, ce qui signifie que sa forme est plus piquée que celle d'une gaussienne de même variance. Au contraire, un coefficient d'aplatissement négatif correspond à une distribution de probabilité *hyponormale*, plus plate qu'une loi normale de même variance.

Comportement en loi de puissance

Le comportement en loi de puissance d'une distribution de la variable x peut être évalué par la quantité :

$$C_2 \hat{=} \frac{m'_0 m'_2}{m_1'^2} \quad (4.31)$$

qui présente les propriétés suivantes :

$$C_2 = 2 \quad \text{pour une distribution } f(x) \propto e^{-x} \quad (4.32)$$

$$C_2 \gg 2 \quad \text{pour une distribution } f(x) \propto x^{-\alpha} \quad \text{quand } \alpha > 2 \quad (4.33)$$

Cette variable est notée γ_2 dans certains articles.

4.2.5 Résumé

La manifestation d'une transition de phase du premier ordre peut être révélée par la présence d'un plateau dans un diagramme de deux variables thermodynamiques appropriées. Toutefois, les conditions d'observation d'un tel plateau sont très restrictives et ne sont pas facilement réalisées dans les collisions d'ions lourds.

Un phénomène critique est caractérisé par l'apparition de fluctuations de grande amplitude, dont le motif est auto-similaire.

Nous avons défini des variables permettant de faire apparaître des fluctuations et de caractériser leur auto-similarité. Nous avons aussi pris soin de nous intéresser à des variables qui permettent d'ôter les fluctuations spurieuses, provenant de la taille finie des systèmes. Cet effet de taille fini est à l'origine du fait qu'une réalisation d'un processus ne coïncide pas exactement avec les distributions moyennes de ce même processus, calculées sur un grand nombre de réalisations. Le bruit statistique fréquemment adopté est poissonien et correspond à l'émission indépendante de particules dans chacune des cases de la distribution.

L'application des moments factoriels à une distribution non-uniforme, comme c'est le cas pour une distribution de masse au point critique, pose des difficultés, dans la mesure où la première case va jouer systématiquement un rôle prépondérant.

Nous allons étudier le cas d'un modèle simple, qui nous servira de référence pour comprendre le comportement des variables que nous venons de définir.

4.3 Modèles de référence

Les modèles mathématiques que nous allons décrire ici visent à valider le comportement des variables définies précédemment dans des cas présentant un caractère conforme à celui des phénomènes critiques. Ces modèles sont basés sur des règles simples, mais la prévision de leurs caractéristiques peut s'avérer ardue.

4.3.1 La théorie de la percolation

Le concept de la théorie de la percolation a été introduit en 1956 par le mathématicien J.M. Hammersley et l'ingénieur S.R. Broadbent [Bro57], afin de décrire l'obstruction progressive du filtre des masques à gaz.

Malgré la simplicité de ce modèle, il reste la source d'un vif intérêt tant en mathématiques dans des thèmes tels que la combinatoire ou la théorie des graphes, que dans diverses disciplines des sciences physiques, de la chimie ou de la biologie, pour modéliser des processus dans lesquels le caractère géométrique joue un rôle prépondérant.

Principes de base

Le modèle de percolation [Sta92, Gri89] repose sur un réseau, *i.e.* une figure géométrique d'extension infinie, construite par duplication d'un motif élémentaire qui divise l'espace en cellules identiques. Les noeuds sont les intersections du réseau, et sont aussi appelés vertex. Le nombre de plus proches voisins s'appelle la *coordinance* du réseau considéré.

Considérons un ensemble de N propriétés locales $\{\varphi_k, 1 \leq k \leq N\}$ accessibles au réseau. Un de ces états φ_k est alors attribué aux noeuds ou aux liens du réseau, ceci avec une probabilité p_{φ_k} . Le terme générique pour les propriétés $\{\varphi_k, 1 \leq k \leq N\}$ est celui de couleur.

Le mécanisme de percolation, ainsi défini, revêt donc deux particularités essentielles que sont, d'une part le caractère *aléatoire* de la réalisation des propriétés $\{\varphi_k, 1 \leq k \leq N\}$ accessibles, et d'autre part l'*indépendance* de la manifestation d'une propriété φ_k vis-à-vis de l'état des autres éléments du réseau.

Numériquement, un processus de percolation est réalisé en effectuant un tirage aléatoire d'un nombre x sur une distribution de probabilité uniforme. Ce nombre x valide la propriété p_{φ_k} , si et seulement si il vérifie les deux inégalités :

$$\sum_{i=1}^{k-1} p_{\varphi_i} < x \leq \sum_{i=1}^k p_{\varphi_i} \quad (4.34)$$

Ce processus est répété pour chaque cellule du réseau considéré.

À partir de ces caractéristiques de base du modèle, divers types de percolations peuvent être imaginés, les plus simples consistant à réduire le nombre de propriétés accessibles à deux, par exemple présent ou absent. Nous allons décrire quelques cas particuliers de percolations fréquemment étudiés.

Percolation de site

La percolation de site consiste à choisir avec une probabilité p_s , si un nœud est occupé ou non par un objet. Ce type de percolation est également connu sous le nom de percolation d'occupation ou percolation de position.

Percolation de lien

La percolation de lien correspond à la connexion, avec la probabilité p_ℓ , des vertex entre plus proches voisins uniquement, *i.e.* selon les arêtes du réseau.

Percolation de site-lien

Dans cette variante, mêlant les deux types de percolation définis précédemment, seuls les nœuds occupés avec la probabilité p_ℓ peuvent être connectés avec leurs sites plus proches voisins aussi occupés, ce qui impose une restriction supplémentaire au système étudié, sans changer fondamentalement le principe du processus. Nous pouvons remarquer que la percolation de lien constitue le cas particulier d'une percolation de site-lien telle que la probabilité d'occuper un site vaille $p_s = 1$.

Propriétés statiques

L'étude des propriétés statiques du système consiste à répertorier les ensembles de plus proches voisins connectés, dénommés amas, à dénombrer les amas d'une taille donnée, à évaluer la probabilité que deux vertex soient connectés par une succession ininterrompue de liens en fonction de leur éloignement ou encore la probabilité que deux sites appartiennent à des ensembles différents *etc.* . .

Toutes ces caractéristiques statiques du système sont qualifiées de *fonctions d'état* du système.

Comportement critique

Plaçons nous dans le cas d'une percolation de lien, réalisée sur un réseau de taille infinie. Si nous varions la valeur p_ℓ de la probabilité d'activer une connexion entre deux nœuds, plus proches voisins, on constate que la taille des amas présents croît brusquement à l'approche d'une valeur p_c . En particulier, la taille du plus gros amas diverge et devient infinie pour des valeurs $p_\ell > p_c$. Nous disons alors que le système percole. La probabilité P_∞ qu'il existe un amas de taille infinie vaut donc soit zéro, soit un¹⁹. La présence de cet amas de taille infinie se manifeste donc par

19. Il n'est pas systématiquement établi en fonction de la dimension N_d du réseau que le comportement critique se manifeste dès la valeur critique p_c de la probabilité de lien où se produit une singularité. Pour un réseau carré à deux dimensions, la présence de l'amas infini ne se produit effectivement que pour $p_\ell > p_c$. Pour $N_d = 2$, la probabilité d'existence d'un agrégat infini $P_\infty = 0$ à $p_\ell = p_c$ a été démontrée. Dans ce cas, la probabilité de percolation θ est une fonction continue dans $[0; 1]$.

Phase "sur-critique" $p_\ell < p_c$	Phase "sous-critique" $p_\ell > p_c$
$P_\infty = 0$	$P_\infty = 1$
$\theta = 0$	$\theta > 0$
$\langle s \rangle < \infty$	$\langle s \rangle = \infty$
$\xi < \infty$	$\xi = \infty$

- p_ℓ : probabilité de connexion
 P_∞ : intensité de l'amas infini
 θ : probabilité de percolation
 $\langle s \rangle$: taille moyenne des amas
 ξ : longueur de corrélation

TAB. 4.1 - *Caractéristiques des deux phases d'un modèle de percolation infinie, selon la valeur de la probabilité de réaliser un lien p_ℓ vis-à-vis de la probabilité critique p_c . Les qualifications de phases "sur-critique" et "sous-critique" correspondent ici l'analogie formelle avec la transition de phase liquide/vapeur, soit respectivement aux phases liquide et gazeuse¹⁰. (Tiré de [Gri89])*

seuil. P_∞ est dénommée *intensité* de l'amas de taille infinie. Cet amas est qualifié d'amas percolant. La probabilité θ qu'un site appartienne à l'amas de taille infinie est appelée *probabilité de percolation*.

Ce comportement par seuil est typique des phénomènes critiques et la valeur p_c est la *probabilité critique* associée au modèle de percolation. Le tableau 4.1 rappelle les propriétés essentielles de chaque phase²⁰. Le passage à la valeur p_c de la probabilité de lien correspond à une singularité de certaines propriétés statiques du système. En particulier, la distance de corrélation ξ , qui est la longueur caractéristique des amas, tend vers l'infinie pour cette valeur seuil. Un modèle de percolation présente donc une transition de phase du deuxième ordre. Pourtant, ce comportement en percolation semble fondamentalement différent de celui observé dans un système physique nucléaire. Dans le premier, la propagation topologique de la propriété φ_k considérée semble établir des corrélations entre sites du réseau sur de longues distances, bien que la manifestation de celle-ci soit purement aléatoire et indépendante d'un lien à l'autre. Aucune considération énergétique (états propres d'un Hamiltonien, principe variationnel appliqué à un Lagrangien) n'y est incluse²¹. Dans le second, des couplages quantiques et une dynamique interne peuvent opérer une propagation des propriétés par effets coopératifs et engendrer des corrélations,

20. Les physiciens désignent la phase liquide d'une transition de phase liquide/vapeur comme étant la phase sous-critique. Ainsi, l'équivalence en percolation correspond à la phase où un amas de taille infinie existe. Ceci est réalisé par définition pour une valeur de la probabilité de connexion $p_\ell > p_c$. Les mathématiciens qualifient donc cette phase de sur-critique. Nous adopterons ici les conventions des sciences physiques.

21. En fait, à deux dimensions, on peut définir une correspondance entre la percolation et un Hamiltonien au point critique, mais ce résultat n'a pas encore été montré à trois dimensions.

	$N_d = 1$	$N_d = 2$	$N_d = 3$
p_c	1	1/2	≈ 0.25

Exposants critiques	$N_d = 1$	$N_d = 2$	$N_d = 3$	$N_d = \infty$
β	-	5/36	0.45	1
γ	1	43/18	1.74	1
ν	1	4/3	0.88	1/2
τ	2	187/91	2.20	5/2
Δ	1	91/36	2.17	2

- p_ℓ : probabilité de connexion
 p_c : valeur critique de la probabilité de connexion
 N_d : dimension de l'espace
 $p_\ell \rightarrow p_c^+$: p_ℓ tend vers p_c par valeurs supérieures
 θ : probabilité de percolation
 $\langle s \rangle$: taille moyenne des amas
 ξ : longueur de corrélation
 $P(s)$: probabilité d'existence d'un amas de taille s
 μ_k : moment d'ordre k de la taille des amas finis

TAB. 4.2 - Comportement de quelques fonctions d'état de la percolation au voisinage du seuil de percolation. Les valeurs des exposants critiques sont données pour plusieurs dimensions d'espace N_d . (Tiré de [Sta92])

sur de longues distances. Si l'analogie entre percolation et physique nucléaire était correcte, ceci pourrait signifier que l'aspect aléatoire et géométrique dominerait le comportement au point critique.

L'intensité de l'amas infini suit une loi de puissance pour les valeurs de p_ℓ tendant vers la probabilité critique p_c par valeurs supérieures :

$$\theta \propto (p_\ell - p_c)^\beta, \quad p_\ell \rightarrow p_c^+ \quad (4.35)$$

La distribution de taille des fragments *finis* évolue selon une loi d'échelle au point critique :

$$P(s) \propto s^{-\tau}, \quad p_\ell = p_c \quad (4.36)$$

La taille moyenne des amas *finis* suit une loi de puissance à l'approche du point critique :

$$\langle s \rangle = |p_\ell - p_c|^\gamma, \quad p_\ell \rightarrow p_c \quad (4.37)$$

La longueur de corrélation ξ diverge selon une loi de puissance à l'approche du point critique :

$$\xi \propto |p_\ell - p_c|^{-\nu}, \quad p_\ell \rightarrow p_c \quad (4.38)$$

Les moments de la distribution de taille des fragments finis divergent en loi de puissance au voisinage du point critique et leurs rapports sont reliés par la relation :

$$\frac{\mu_{k+1}}{\mu_k} \propto |p_\ell - p_c|^\Delta, \quad p_\ell \rightarrow p_c, \quad k \geq 1 \quad (4.39)$$

Au voisinage du point critique, le comportement des modèles de percolation est donc régi par un ensemble d'exposants critiques dont les valeurs ne dépendent que du nombre de dimensions du réseau N_d et du nombre de propriétés φ_k accessibles, lequel se réduit à deux dans les exemples de percolations que nous venons d'aborder et la dimensionalité du paramètre critique vaut 1, puisque la probabilité est un scalaire.

Par contre, la géométrie de la maille de base de ce réseau a une influence sur la valeur critique p_c de la probabilité de lien. Nous pouvons expliquer cette dépendance en considérant que dans un tel modèle, à caractère géométrique, la coordinance du réseau est un paramètre essentiel. Une valeur de plus en plus élevée de la coordinance favorisera l'apparition d'un comportement critique avec une valeur critique de la probabilité de connexion de plus en plus faible, puisqu'une absence de lien pourra être d'autant plus facilement contournée pour réaliser un amas percolant. Le même effet résulte de l'augmentation du nombre de dimensions N_d du réseau. Ces lois d'échelle, et les valeurs de leur exposants critiques, selon les dimensions du réseau, sont résumées dans le tableau 4.2.

Systèmes de taille réduite

Le comportement critique observé dans le cas d'un système infini peut être étendu aux systèmes de taille finie. Nous pouvons ainsi remplacer la notion d'amas infini par celle du plus grand amas s'étendant d'une limite à l'autre.

Revenons au cas de la percolation de lien, afin d'illustrer les phénomènes qui apparaissent dans cette situation. Dans le cas d'un système de taille finie, la fréquence des liens activés s'écrit $f = \frac{N_a}{N}$, où N_a est le nombre de liens activés et N le nombre total de lien entre plus proches voisins du réseau. À chaque réalisation d'un processus de percolation sur ce réseau, cette fréquence peut différer de la probabilité de lien initiale p_ℓ utilisée pour réaliser le tirage aléatoire de la connexion entre sites occupés. Pour un ensemble d'essais, ceci se traduit par une distribution de la fréquence $f = \frac{N_a}{N}$. Par définition, ces deux grandeurs ne tendent vers la même valeur que dans la limite d'un nombre infini de liens : $p_\ell \hat{=} \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_a}{N}$. Ceci établit que l'extension d'un comportement critique, défini tel que nous venons de le faire, va se manifester non plus seulement pour une valeur précise de la probabilité de liens $p_\ell = p_c$, mais dans une zone de valeurs, du fait des *fluctuations statistiques* qui apparaissent lors d'une réalisation d'un processus de connexion. L'effet de la taille finie du système est donc d'accroître l'incertitude sur la valeur de la probabilité de lien réalisant un amas percolant.

Le *nombre moyen* de plus proches voisins dans un réseau de taille finie est aussi modifié vis-à-vis de la coordinance du réseau infini correspondant, du fait de la

présence de la surface, sur laquelle peuvent se trouver un nombre élevé de sites. Ainsi, même si la définition d'une valeur exacte de la probabilité critique avait encore une signification dans le cas des systèmes de taille finie, celle-ci prendrait une valeur différente selon la taille et la forme du réseau de percolation.

La présence de la surface altère la dimensionalité du réseau. Pour minimiser cet effet, nous maximisons le rapport volume/surface du réseau considéré à volume constant, *i.e.* nombre de site fixé. Appliqué à un parallélépipède, la solution est que les arêtes aient des longueurs les plus proches les unes des autres. La solution serait donc un cube, quand cela serait possible avec $a = \sqrt[3]{s_0}$ entier, s_0 étant le nombre de vertex du réseau.

Enfin, nous considérerons pour simplifier que le rôle d'amas percolant est joué dans les systèmes de taille finie par le plus grand fragment présent.

4.3.2 ERW

Le modèle ERW²² [Ela93] procède à la fragmentation séquentielle d'un système, afin de reproduire une distribution moyenne de masse des fragments en loi de puissance. Cette particularité apparaît à l'approche du point critique, non seulement dans les distributions de taille de gouttelettes des transitions de phase liquide/gaz, mais également dans la distribution de taille des amas des modèles de percolation [Sta92, Gri89].

La mise en œuvre de ce modèle s'effectue par un algorithme *Monte-Carlo*. Un fragment de masse $1 \leq s_1 \leq s_0$ est émis, si et seulement si le nombre aléatoire, $x \in [0, 1]$ tiré uniformément vérifie :

$$\frac{\sum_{s \leq s_1} s^{-\alpha}}{P} \leq x < \frac{\sum_{s \leq s_1+1} s^{-\alpha}}{P} \text{ avec } P = \sum_{s \leq s_0} s^{-\alpha} \quad (4.40)$$

Le tirage de la masse des amas émis est reproduit jusqu'à épuisement de la source.

Ce modèle ne présente pas de transition de phase. Ses seuls ingrédients sont la forme moyenne de la distribution de masse des fragments décrite par sa puissance α et la conservation du nombre initial de particules dans la répartition finale des fragments.

4.3.3 Étude du comportement en percolation

Nous avons choisi d'étudier un modèle de percolation, non pas pour établir une correspondance entre celui-ci et le comportement des noyaux dans les réactions nucléaires, mais en tant que système manifestant un comportement critique dans la limite d'un réseau de taille infinie. Ces calculs visent à vérifier dans la mesure des indications dont nous pouvons disposer, si un comportement proche d'un phénomène

22. La désignation de ce modèle est l'acronyme des noms de ses auteurs, *i.e.* Elattari, Richert et Wagner.

critique persiste dans un système comportant un nombre réduit de constituants. Toutefois, nous avancerons quelques arguments physiques au paragraphe 4, afin d'expliquer pourquoi un tel modèle peut présenter des caractéristiques semblables à celles qui apparaissent dans la fragmentation des noyaux.

Nous réaliserons des calculs de percolation de liens sur un réseau parallélépipédique comportant 96 sites au total, semblable au nombre de protons présents dans une réaction entre noyaux de taille moyenne. Pour maximiser le rapport volume/surface, nous prendrons $a_1 = 6$, $a_2 = 4$ et $a_3 = 4$. Ce nombre a aussi l'avantage de posséder un grand nombre de diviseurs permettant de définir autant d'échelles d'observation pour le calcul des moments factoriels. Cette taille du réseau initial intervient dans la normalisation de la multiplicité ou des tailles des amas.

Plusieurs loi d'échelles concernent les amas non percolants. Ainsi, dans la suite, nous calculerons nos variables statistiques *en excluant l'amas percolant* de nos simulations, amas que nous identifions au *plus grand fragment* présent dans la distribution. Cette restriction est très forte et limite de manière importante la diversité de taille des autres amas. En particulier, les lois d'échelles apparaissant pour les tailles s , telles que 4.36 et 4.39, voient leur domaine de validation fortement tronqué.

Mise en évidence du comportement critique

Dans les références [Cam86, Cam88], X. Campi propose d'étudier les événements à multiplicité fixée. Cette contrainte permet d'analyser le comportement de la taille des amas en écartant en partie des auto-corrélations triviales provenant du fait que la taille des fragments est reliée à la multiplicité par la conservation du nombre de sites, ceci d'une manière d'autant plus contraignante que ce dernier est faible.

De plus, la multiplicité permet de suivre approximativement le régime auquel est soumis le système, puisque, pour un régime très sous-critique la multiplicité totale d'amas M_{Tot} tend vers 1 (un seul amas), alors que, pour un régime très sur-critique M_{Tot} tend vers la taille du système s_0 (des vertex isolés).

Afin, de se libérer de la dépendance au nombre de sites, spécifique à chaque système, nous définissons la multiplicité réduite ν :

$$\nu = \frac{M_{Tot}}{s_0} \quad (4.41)$$

où M_{Tot} est la multiplicité totale d'amas présents et s_0 est la taille totale du système.

X. Campi définit le moment *conditionnel* d'ordre k comme le moment normal non-centré d'ordre k portant sur la distribution de taille des amas *excepté le plus grand* (identifié à l'amas percolant dans le régime critique) calculé à *multiplicité fixée* :

$$s'_k(\nu) = \sum_{s < s_{max}} s^k \langle M(s, \nu) \rangle \quad (4.42)$$

où $\langle M(s, \nu) \rangle$ est le nombre d'amas de taille s , moyenné sur les événements de multiplicité réduite ν .

Nous pouvons justifier le fait d'écartier le plus grand amas, afin d'extraire la contribution très dominante du plus grand amas aux moments.

Le calculs de ces variables, à multiplicité réduite fixée, permet de s'affranchir, dans une certaine mesure, de la corrélation reliant la taille du plus grand amas et la multiplicité, par l'intermédiaire de la conservation du nombre de particules.

Résultats

Nous montrons maintenant des résultats sur la percolation, avec des analyses en moments, analogues à celles de [Cam86, Cam88] et des analyses en cumulants factoriels, similaires à [Plo90, Plo91].

Les simulations présentées ici, portent sur un unique réseau compact parallélépipédique. Dans les résultats que nous montrons, nous nous sommes attachés à mettre en évidence le comportement révélateur de chaque régime (sous-critique, critique, sur critique). Ceci devrait pouvoir nous aider à identifier quel caractère présentent les réactions nucléaires que nous étudierons dans la suite. Nous avons donc utilisé un mélange de probabilité de lien, en tirant uniformément p_ℓ dans des intervalles couvrant divers régimes de fragmentation. Notre démarche est cohérente avec une sélection précise d'événements, parmi un ensemble de réactions nucléaires.

Les références [Cam86, Cam88] mélangeaient uniformément toutes les probabilités entre 0 et 1, ce qui s'inscrivait dans le scénario d'une détection inclusive.

La probabilité de lien critique vaut $p_c \approx 0.25$ pour un réseau tridimensionnel et $p_c \approx \frac{1}{2}$ dans un réseau bidimensionnel. Ainsi, dans un réseau de petite taille, dont la dimension effective se situe entre $N_d = 2$ et $N_d = 3$, le comportement critique se devrait se manifester entre ces deux valeurs. De plus, dans le cas d'un système de taille réduite, l'ensemble du comportement critique apparaît dans un domaine de valeurs de p_ℓ , et non plus en un seul point.

Amplitude des fluctuations La figure 4.2 présente les diagrammes de corrélation entre le logarithme népérien du plus grand amas noté Z_{max} et celui du moment conditionnel d'ordre deux.

Ce diagramme peuple différentes zones selon la phase dans lequel se trouve le système :

- la phase sous-critique contient un amas principal très étendu ($\ln(Z_{max}) \approx \ln(s_0)$ grand) et une faible variété de petits amas ($\ln(s'_2)$ faible). Nous pouvons localiser sa région associée en haut à gauche sur les diagrammes correspondant à $p_\ell \in [0.3, 0.5]$ et $p_\ell \in [0.5, 0.75]$
- la phase sur-critique se caractérise par une grande quantité de petits amas ($\ln(s'_2)$ faible). Aussi, la taille du plus grand fragment s'en trouve réduite d'autant, ($\ln(Z_{max})$ petit) du fait de la conservation du nombre de nœuds. Ce domaine est montré sur le diagramme pour lequel $p_\ell \in [0., 0.2]$

- le régime critique se distingue par une zone centrale peuplée majoritairement, caractéristique de la présence d'une grande variété de taille d'amas, notamment pour le fragment principal. La région concernée apparaît sur le diagramme calculé avec $p_\ell \in [0.2, 0.3]$. Cette région n'est plus peuplée préférentiellement pour $p_\ell \in [0., 0.2]$ ou $p_\ell \in [0.3, 0.5]$.

Percolation de lien sur un réseau de 96 sites

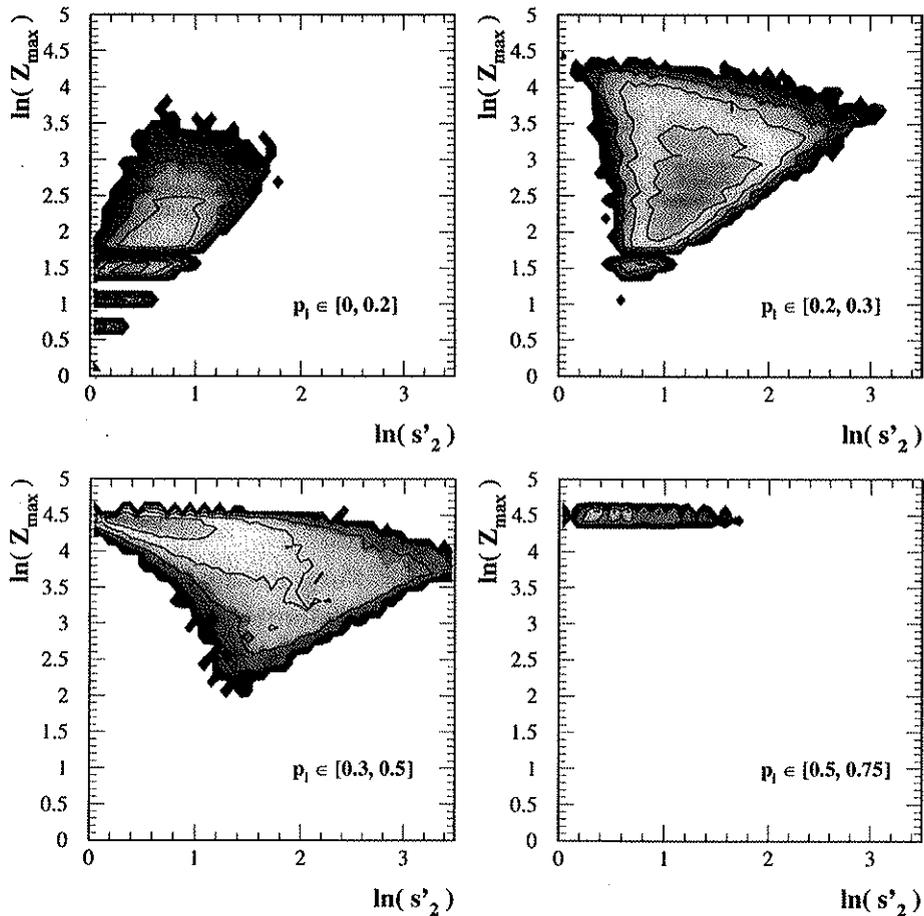


FIG. 4.2 - Diagramme de corrélation entre le logarithme népérien du plus grand amas et celui du moment conditionnel non centré d'ordre deux s'_2 . Les différentes phases occupent des zones relativement bien définies dans cette carte. La cote est en échelle logarithmique, afin de faire apparaître toute l'extension du domaine, mais les modes sont localisés plus précisément.

Le diagramme de gauche de la figure 4.3, montre les valeurs prises par la variable $C_2 = \frac{s'_0 s'_2}{s'_1}$ avec laquelle nous évaluons la forme des distributions de tailles d'amas excepté le plus grand. Cette distribution adopte une forme la plus proche de celle d'une loi de puissance pour une multiplicité réduite $\nu \approx 0.25$. Mais une forme de

Percolation de lien sur un réseau de 96 sites

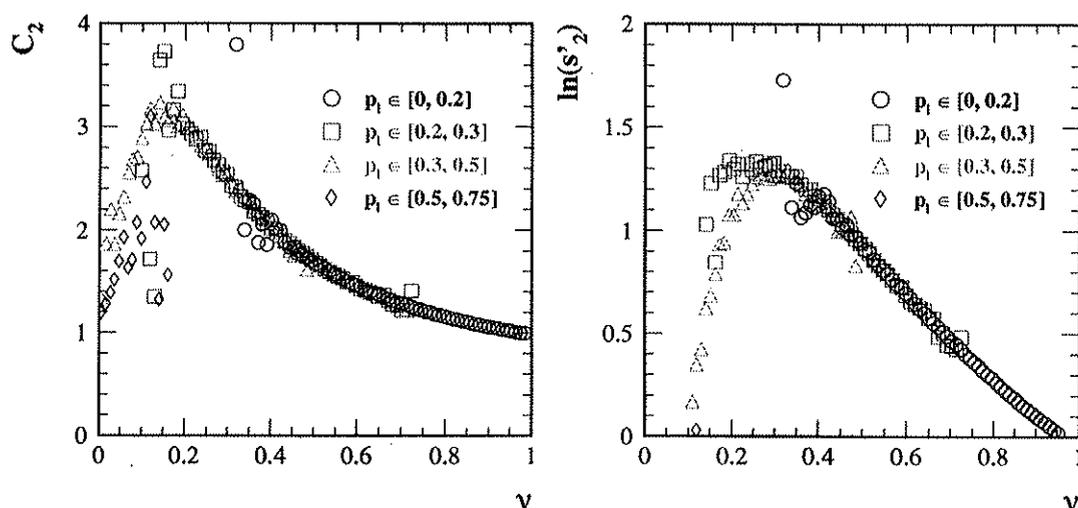


FIG. 4.3 - À gauche : évaluation de la forme des distributions de tailles des fragments excepté le plus grand en fonction de la multiplicité réduite ν . La forme en loi de puissance est la plus marquée ($C_2 \gg 2$) pour une valeur de la multiplicité réduite $\nu \approx 0.2$. À droite : évolution du logarithme népérien du moment conditionnel d'ordre 2 en fonction de la multiplicité réduite ν .

distribution de taille d'amas semblable à celle d'une loi de puissance ne suffit pas à signaler la manifestation d'un phénomène critique. En outre, les phénomènes critiques peuvent présenter une grande diversité de multiplicité, puisqu'ils peuvent engendrer une grande variété de configurations. Aussi, cette constatation pourrait indiquer qu'une importante proportion des événements, dont la multiplicité totale réduite vaut à $\nu \approx 0.25$, est critique.

Aux alentours du point critique, les fluctuations de taille des fragments, excepté l'amas percolant, sont également susceptibles de présenter une grande amplitude. Celle-ci peut être quantifiée dans la distribution conditionnelle de taille d'amas, par le moment conditionnel d'ordre deux. Le diagramme à droite de la figure 4.3 montre l'évolution de cet indicateur en fonction de la multiplicité réduite. Les fluctuations sont maximum dans cette distribution pour $\nu \approx 0.25$, ce qui concorde avec l'observation précédente, pour suggérer la manifestation d'un phénomène critique aux alentours de cette valeur, même dans un système de taille réduite. Il nous reste à examiner le comportement de la taille du plus grand amas, écarté jusqu'à maintenant.

La figure 4.4 montre les évolutions de la taille moyenne réduite des deux plus grands amas pris séparément, à gauche, ainsi que leurs fluctuations quantifiées par leur deuxième moment à droite. La taille moyenne réduite des deux plus grands

amas, comptant respectivement, s et s_{2nd} sites parmi s_0 , sont définies par :

$$P = \frac{s}{s_0} \quad (4.43)$$

$$P_{2nd} = \frac{s_{2nd}}{s_0} \quad (4.44)$$

P est la fréquence des sites appartenant à l'amas infini. Ainsi, $\lim_{s_0 \rightarrow \infty} P = \theta$. La taille réduite de l'amas infini est l'analogie dans les petits systèmes de la probabilité de percolation.

La taille moyenne réduite à multiplicité fixée du plus grand fragment $P(\nu)$ suit un comportement monotone révélant la valeur de la probabilité de lien. De son côté, la taille moyenne $P_{2nd}(\nu)$ du deuxième plus grand amas révèle la variété des amas accessibles et fait apparaître un maximum pour une valeur de la multiplicité réduite, $\nu \approx 0.25$, proche de celle observée dans les diagrammes de corrélations précédents.

Quant aux fluctuations de tailles accessibles à ces deux amas, visibles à droite de la figure 4.4, elles présentent toutes les deux un maximum pour cette même valeur $\nu \approx 0.25$. Elles traduisent la diversité des configurations accessibles, selon la propagation des corrélations géométriques obtenues.

La relation 4.39 peut être mise en évidence par un diagramme de corrélations entre les différents moments. La linéarité et la valeur de la pente permettraient alors d'identifier respectivement un comportement critique et la nature de sa classe d'universalité [Cam86]. Mais, il s'avère qu'un comportement linéaire apparaît quel que soit l'intervalle de probabilité de lien considéré. Cette constatation rend impossible toute conclusion sur l'éventuelle manifestation d'un phénomène critique à partir de ces seuls diagrammes que nous ne montrons donc pas.

Ce qui précède, nous semble indiquer que des indices de phénomène critique persistent dans les petits systèmes, tant en ce qui concerne la forme en loi de puissance de la distribution de tailles, que en ce qui concerne l'amplitude des fluctuations accessibles. Il nous reste à constater quelle structure prennent ces fluctuations, en réalisant le calcul multi-résolution des cumulants factoriels.

Structure des fluctuations de taille des amas La figure 4.5 montre le cumulatif factoriel d'ordre deux, K_2 , calculé à diverses échelles d'observation pour plusieurs gammes de probabilité de lien, correspondant à chacune des phases de la percolation et au régime critique.

Il apparaît un comportement intermittent pour K_2 (augmentation linéaire de K_2 sur une large gamme d'échelle, quand l'échelle d'observation δ devient de plus en plus fine) uniquement pour les intervalles de probabilité de lien contenant la valeur de la probabilité critique d'un système de taille infini, soit $p_\ell \in [0.2, 0.3]$, $p_\ell \in [0.1, 0.3]$ et $p_\ell \in [0.1, 0.4]$.

Par ailleurs, la valeur absolue des cumulants factoriels d'ordre deux est d'autant plus élevée que la zone de probabilité couverte est d'autant plus large. Cette

Percolation de lien sur un réseau de 96 sites

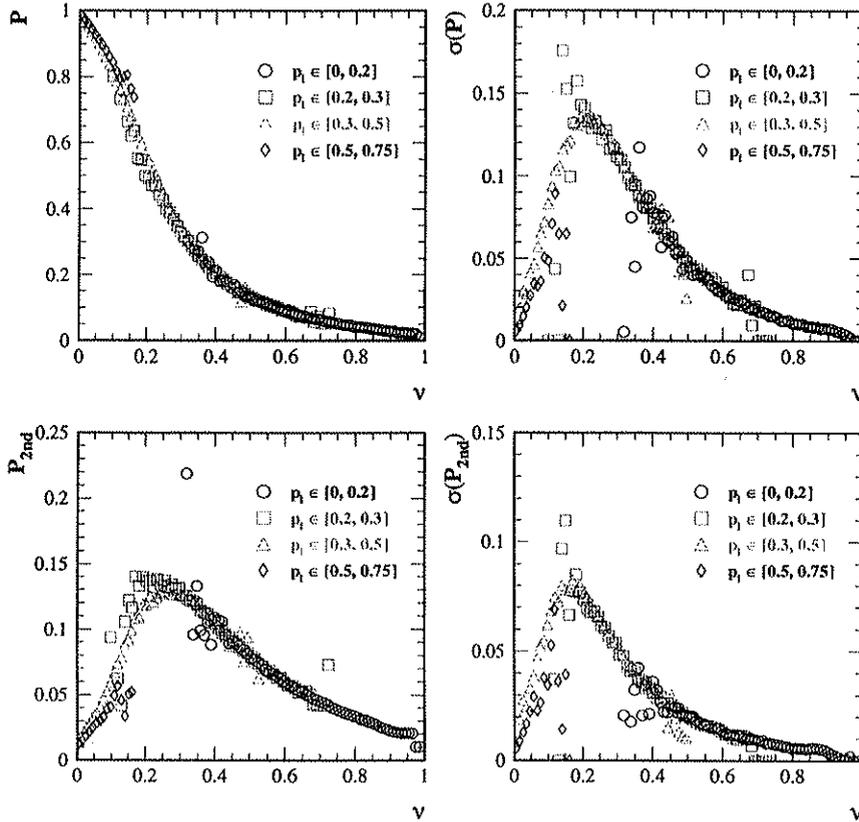


FIG. 4.4 - Taille moyenne réduite $P(\nu)$ et fluctuations associées $\sigma(\nu)$ pour les deux plus grands fragments produits dans divers intervalles de probabilité de lien.

constatation est compatible avec le fait que pour les systèmes de taille réduite, le comportement critique se manifeste dans un domaine de valeur de la probabilité de connexion et non plus en une seule valeur. Le mélange de p_l permettrait donc de couvrir de manière plus complète la zone critique que la restriction à une seule valeur proche de p_c .

La restriction de la distribution de taille des amas à $Z \geq 2$ ou $Z \geq 3$ altère quelque peu la linéarité du comportement intermittent, observé autour du point critique, chez les cumulants factoriels d'ordre deux. Ceci provient du fait que, dans le cas de la percolation, tous les types d'amas participent au caractère intermittent des fluctuations, le signal est donc altéré par l'absence des $Z \leq 2$.

En outre, cette troncature de la distribution de taille des amas a pour conséquence de diminuer l'amplitude des fluctuations. Nous pouvons constater qu'elle est supérieure à celle d'une distribution poissonnienne pour les intervalles contenant la zone critique et $Z \geq 1$ ($K_2 > 0$), alors qu'elle est plus étroite que cette dernière dans

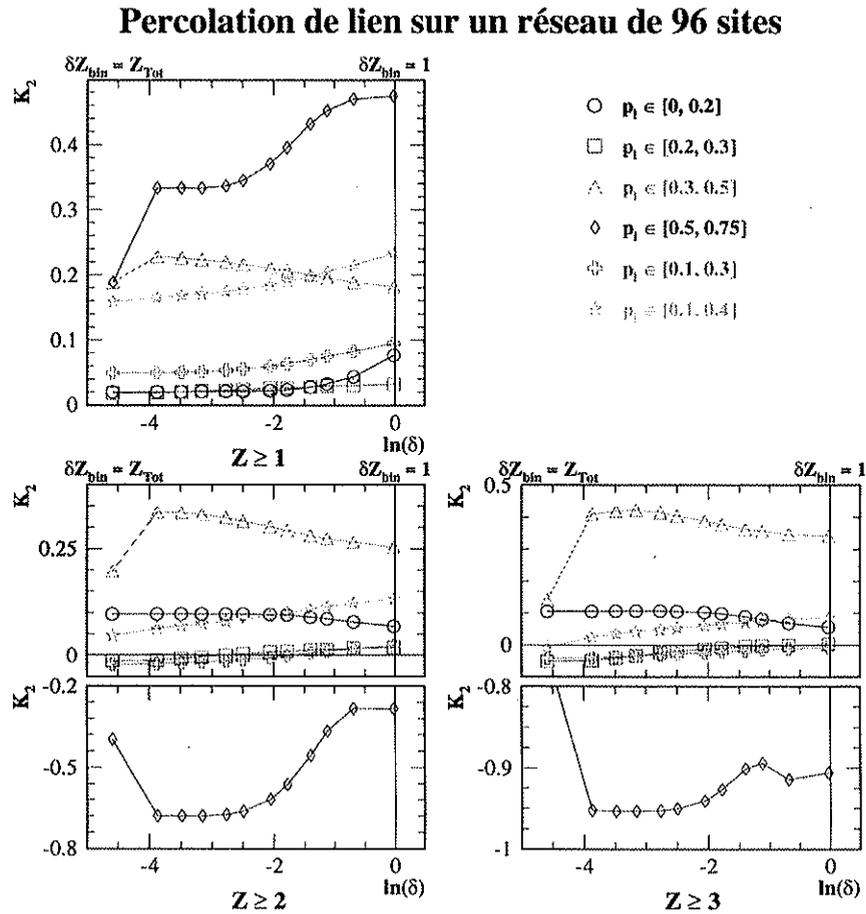


FIG. 4.5 - Analyse multi-résolution du cumulatif d'ordre deux, K_2 , pour divers intervalles de probabilité de lien d'un réseau de 96 sites. Les diagrammes se rapportent à une distribution de taille d'amas successivement restreinte aux amas de taille $Z \geq 1$, $Z \geq 2$ et $Z \geq 3$.

les mêmes domaines pour $Z \geq 2$ ou $Z \geq 3$.

Les auteurs de la référence [Cam95] ont remarqué que ce signal d'intermittence sur les multiplicités d'amas s'amointrit dans la limite des systèmes de taille infinie de système, qui seuls peuvent développer une véritablement transition de phase du deuxième ordre. La valeur de la pente ne présente pas un caractère invariant vis-à-vis de la taille du système. Cette observation semble être en contradiction avec l'aptitude des moments factoriels à calculer l'invariance d'échelle des fluctuations dans une distribution de taille des amas.

Toutefois, les moments factoriels constituent un signal robuste en fonction de la taille du système, pour la magnétisation sur un réseau d'Ising. La magnétisation serait l'analogue du dénombrement des sites occupés, à différentes échelles, ce qui est différent du dénombrement des amas de taille donnée par l'échelle d'observation considérée.

Il n'est pas établi qu'une invariance d'échelle des fluctuations se manifestent

dans les distributions de masse des amas. En particulier, la dominance du nombre d'amas de taille 1 et 2 constitue une difficulté.

Un autre problème est lié à la pertinence de la normalisation introduite dans les moments factoriels 4.14. Celle-ci correspond à un bruit poissonnien, pour lequel la multiplicité n'est pas fixée. Or, il existe une contrainte sur le nombre de sites occupés en percolation de liens, comme en physique nucléaire.

Notons tout de même que si l'amplitude du comportement intermittent sur les distributions de masse décroît quand la masse totale du système augmente, sa linéarité n'est observée qu'autour de la valeur critique de la probabilité de lien.

Résumé

Nous avons introduit le modèle de la percolation qui repose uniquement sur des caractéristiques géométriques et probabilistes. Ce processus manifeste une transition de phase du deuxième ordre dans la limite d'un réseau infini. Au point critique, les fonctions d'état évoluent comme des lois de puissance dont les exposants critiques ne dépendent que du nombre de dimensions du réseau. Dans un système de taille finie et réduite, plusieurs grandeurs concordent pour suggérer qu'un phénomène semblable apparaisse de manière prépondérante pour une multiplicité réduite $\nu \approx 0.25$ [Cam88]. L'amplitude des fluctuations sur la taille du plus grand amas, sur les tailles des autres fragments y sont maximum. Les distributions de taille d'amas révèlent un comportement intermittent uniquement aux alentours de la probabilité de lien critique.

4.4 Spécificités de la physique nucléaire

Nous précisons ici sur quelles propriétés nucléaires reposent l'analogie entre un noyau atomique et un liquide, ainsi que les arguments justifiant que nous attendrions une transition de phase dans les noyaux.

4.4.1 Equation d'état de la matière nucléaire

L'interaction entre nucléons présente un coeur répulsif pour une distance entre nucléon $r \leq 0.5$ fm, et une partie attractive pour $r \geq 0.8$ fm. Elle est donc analogue à la force de Van der Waals entre les molécules d'un liquide. Cette similarité permet de décrire un noyau par une équation d'état qui manifesterait une transition de phase du type liquide/gaz.

Une équation d'état de la matière nucléaire peut être dérivée à partir de diverses interactions phénoménologiques entre nucléons [Sur90].

Pour simplifier les calculs, on définit un système infini de nucléons, ce qui permet de se placer dans la limite thermodynamique pour laquelle les variables macroscopiques, que sont la température et la pression puissent avoir une signification. Ceci mène au concept de matière nucléaire, dans laquelle l'interaction cou-

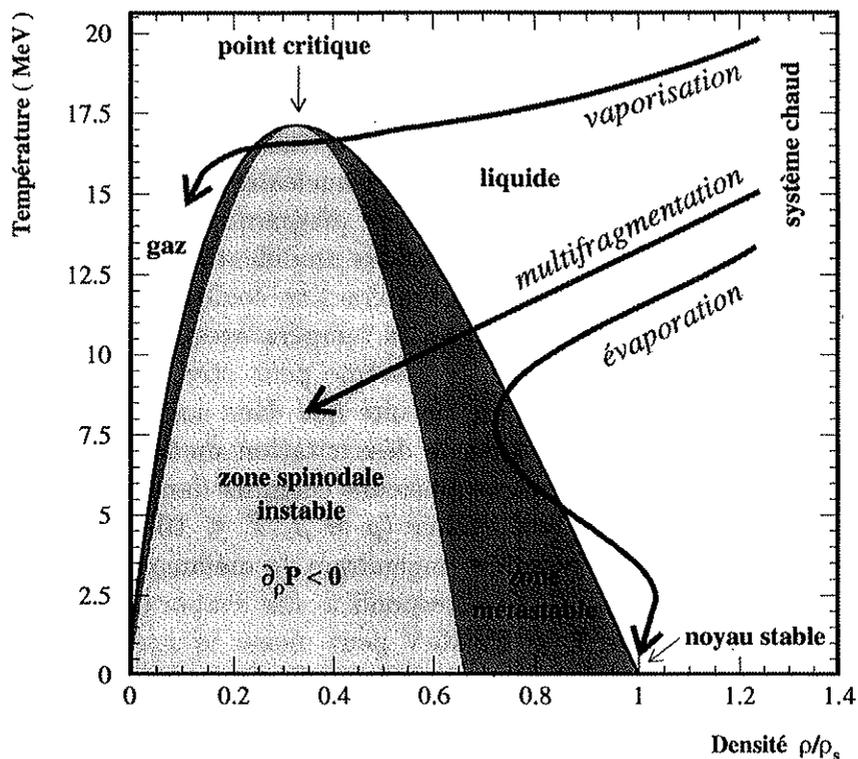


FIG. 4.6 - Schéma d'un diagramme de phase de la matière nucléaire, exploré par des collisions d'ions lourds. La densité est exprimée en fraction de la densité de saturation ρ_s . Un MeV équivaut à environ 11.60 milliards de degrés Kelvin.

lombienne est extraite, afin de ne pas faire diverger l'énergie de répulsion entre protons. Les propriétés de la matière nucléaire correspondent à celles de la zone centrale des noyaux atomiques stables. Le point de *saturation* qui y est associé, ($\rho_s = 0.17 \text{ fm}^{-3}$, $T = 0 \text{ MeV}$), est le seul point connu de l'équation d'état.

Des calculs [Jac83] à partir de la paramétrisation de l'interaction N-N de type Skyrme [Sky56], conduisent à une équation d'état reliant la pression P , la température T et la densité ρ , valable pour les températures proches de 0 MeV :

$$P = \frac{3}{8}t_0\rho^2 + \frac{1}{16}(1 + \sigma)t_3\rho^{2+\sigma} + T\rho \left(1 + \frac{\sqrt{2}}{512} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mT} \right)^{3/2} \rho + \dots \right) \quad (4.45)$$

où t_0 , t_3 et σ sont des paramètres intervenant dans la modélisation de l'interaction de Skyrme.

L'interaction simplifiée, utilisée ici, ne tient compte de la dépendance en impulsions, que dans le domaine des faibles impulsions relatives. Cette paramétrisation de la force de Skyrme n'est donc valide que pour des énergies incidentes inférieures à 150 MeV/u.

Avec une telle interaction, il résulte de que le point critique se situe à $T_c \in [16, 18]$ MeV et $\rho_c \in [0.03, 0.05]$ fm⁻³.

La manifestation d'un tel phénomène dans un noyau fini reste à découvrir, néanmoins, les collisions d'ions lourds semblent constituer un moyen puissant pour explorer le diagramme de phase de la matière nucléaire, comme nous le montrons sur le schéma présenté dans la figure 4.6. Le diagramme de phase correspondant à un système de taille infini, devrait subir des modifications d'échelle de température pour des noyaux réels, du fait de l'interaction coulombienne et des effets de surface. Ces influences devraient réduire les températures du schéma d'un facteur deux. Lors d'une collision nucléaire, le système peut être porté dans un état de température élevée et de plus grande densité que dans son état stable. Selon les conditions extrêmes atteintes, l'étape de désexcitation menant à un retour à une configuration d'équilibre peut suivre plusieurs chemins dans l'espace (ρ, T) . Premièrement, une configuration peu excitée ($\rho \approx \rho_s, T \leq 10$ MeV) peut conduire le système dans une zone métastable, engendrant le mélange d'un amas principal à quelques particules légères. Ceci correspond à une évaporation. Deuxièmement, une très haute température $T \geq 15$ MeV peut mener le système au cours de sa désexcitation dans une zone de très basse densité où n'existent que des particules de petite taille. Ceci correspond à des événements de vaporisation. Troisièmement, des températures $T \in [10, 20]$ MeV associées à un système fortement comprimé peuvent conduire le système dans la zone de basse densité, où le système est mécaniquement instable. Le système devrait alors se casser en plusieurs fragments. Cette situation est associée à un scénario de multifragmentation. Nous allons rappeler quelques résultats concernant ce phénomène.

4.4.2 Instabilités spinodales

La *décomposition spinodale* d'un système se place dans le cadre d'une *transition de phase du premier ordre*. Des études détaillées ont été menées ces dernières années [Ber83, Jac96] par comparaisons préalables à un système de particules classiques. Le lecteur peut aussi se reporter à la référence [Cho95] pour une vue d'ensemble de ce sujet.

La zone spinodale est la région de l'espace (P, ρ) dans laquelle :

$$\frac{\partial P}{\partial \rho} < 0 \quad (4.46)$$

Cette relation signifie qu'une fluctuation de densité peut conduire à une amplification des déplétions initiales de matière.

Ces études ont révélé que des *fluctuations de densité* dans le domaine des *basses densité* sont favorables à l'émergence d'*instabilités*. La zone de basse densité donnant naissance à un système dilué pourrait être explorée suite à une étape de compression menant à une phase d'expansion. Certains modes instables, révélés par la relation de dispersion, s'amplifient dès les *premiers instants* de l'évolution et mènent à la

décomposition spinodale. La *taille des amas* de matière, qui en résultent, est donc liée aux *longueurs d'ondes les plus instables*, dont l'amplification est prépondérante. Les instabilités sont développées par la partie attractive à courte portée de l'interaction entre nucléons qui provoque l'accrétion de matière des zones de basses densité vers les régions de plus haute densité. Ainsi, l'interaction coulombienne à longue portée a peu d'influence sur l'émergence des modes spinodaux [Col95]. Ceci peut se comprendre dans la mesure où l'interaction entre nucléons et la force électrostatique ont des intensités et des portées différentes, et se comportent localement comme si elles étaient découplées.

Des changements apparaissent néanmoins près des limites de la zone spinodale, où les modes collectifs instables possèdent des longueurs d'onde et des temps caractéristiques de développement qui augmentent vers l'infini. Les systèmes nucléaires n'offrent pas l'espace requis, ni la durée de vie suffisante pour développer ces modes, proches du métastable (temps de vie long). Or le point critique se trouve sur le bord de la zone spinodale, ce qui devrait nuire à l'émergence d'une décomposition spinodale critique. Ceci explique pourquoi une décomposition spinodale ne devrait pas être associée à une transition de phase du deuxième ordre.

L'influence du mouvement collectif d'expansion sur le développement des modes instables s'avère également faible [Gua96].

L'évolution dynamique des instabilités primordiales pourrait conduire à la perte partielle de l'information concernant la nature de la dynamique d'amplification initiale de modes instables, ceci notamment à cause de la coalescence entre les pré-fragments qui en sont issus. Toutefois, dans le cas d'un milieu nucléaire, l'interaction coulombienne peut contribuer à écarter les pré-fragments, comme cela se produit lors de la fission d'un noyau. De la même manière, l'expansion devrait favoriser la séparation des pré-fragments et donc éviter leur coalescence tardive. Lorsque la configuration en fragments est figée, le système a atteint le *freeze-out*.

Ainsi, ce scénario mène à la formation de fragments dont la taille correspond aux longueurs d'ondes des modes les plus instables. Ce comportement est reproduit par un modèle de champ moyen auquel est ajouté un terme stochastique permettant de briser la symétrie de translation et de faire apparaître les fluctuations nécessaires au développement des instabilités.

Dans ce cadre, une décomposition spinodale ne devrait pas engendrer de fluctuations auto-similaires. Une telle particularité n'apparaîtrait que si la dynamique d'évolution nucléaire présentait des caractéristiques qu'on retrouve dans des systèmes auto-organisés, dont le comportement s'établit naturellement près du seuil critique [Bak88].

4.4.3 Désexcitation des fragments chauds

Par ailleurs, une difficulté supplémentaire s'immisce dans la caractérisation des configurations de la réaction. Une partie de l'énergie dissipée au cours de l'interaction entre les noyaux incidents peut subsister dans des nucléides formés dans un

état excité, qu'il soit pur ou associé à un mélange d'états²³. Ainsi, le motif initial de la distribution de masse des nucléides, éventuellement porteuse de corrélations, risque d'être altéré par des désexcitations secondaires des fragments formés dans un état excité [Ma97]. L'étude expérimentale de telles émissions par des fragments chauds est détaillée dans la référence [Mar98]. En modifiant la fréquence des isotopes observés, cet effet de *side feeding* a aussi une influence sur les températures isotopiques extraites des rapports de production [Cam96]. Ces désexcitations secondaires peuvent expliquer en partie la vive prépondérance des particules de charge $Z \leq 2$ dans les distributions de charge. En outre, d'autres phénomènes d'émission hors équilibre peuvent aussi augmenter l'incertitude sur la provenance des particules et sur la taille des sources formées lors des collisions.

4.4.4 Émission dynamiques

La répartition initiales de la taille des fragments ne devrait pas être altérée par les émissions de *pré-équilibre* qui se produisent très tôt pendant la réaction, avant que les instabilités n'aient pu se développer et être amplifiées par la dynamique nucléaire. Par contre, d'autres types d'émissions *hors équilibre* peuvent modifier la distribution finale de tailles des fragments, ainsi que leurs fluctuations.

Dans tous les cas, ces émissions hors équilibre induisent une incertitude sur la provenance des particules et sur la taille des sources formées lors des collisions, ce qui devrait avoir une influence sur la répartition de la taille des fragments.

4.4.5 Forme des sources

La topologie des systèmes composites, formés au moment de la collision, risque de modifier le comportement critique, du fait des instabilités coulombiennes qui peuvent s'amplifier dans ces situations [Bor93]. C'est notamment le cas pour les configurations toroïdales mises en évidence dans les collisions d'ions lourds [Han95].

4.4.6 Physique nucléaire et percolation

La percolation est un modèle purement *probabiliste et géométrique*. Aucune considération d'ordre énergétique ne contraint le comportement de ce processus. À trois dimensions, cette absence d'Hamiltonien est une différence majeure entre la percolation et la physique (nucléaire). Toutefois, lors d'un phénomène critique, le comportement du système peut être dominé par sa topologie, d'où l'apparente adéquation entre la percolation et la fragmentation des noyaux [Cam88, Des93, Zhe96]. L'auteur de la référence [Cam88] a aussi montré que l'analogie entre la percolation et les noyaux chauds pouvait s'étendre à l'évaporation (phase sous-critique) et la vaporisation (phase sur-critique).

23. C'est le cas d'un noyau chaud, pour lequel la densité d'états correspondant à l'énergie d'excitation est très élevée. Son état correspond donc à un mélange statistique d'états accessibles.

L'analogie entre, un modèle de percolation, et les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi, se place dans le scénario d'un noyau lié dans lequel est déposée une énergie d'excitation qui permet de briser *aléatoirement* un certain nombre de lien entre nucléons. Le paramètre envisagé dans cette situation est la probabilité de rompre une connexion entre sites plus proches voisins, soit $\bar{p}_l = 1 - p_e$. Nous pouvons envisager qu'un amas important pourra persister jusqu'à un certain seuil d'énergie d'excitation qui fragmentera le système en de nombreux amas de petite taille.

Physiquement, une telle approche pourrait s'expliquer par le fait que le système suivrait un comportement *markovien*, dans lequel les brisures de liens seraient indépendantes les unes des autres et ne seraient pas corrélées par une évolution dynamique. Cette interprétation n'est pas unique. Un comportement critique similaire pourrait en effet apparaître en percolation et dans un système nucléaire, car les spécificités de l'interaction nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire perdent leur importance dans les conditions critiques où la distance de corrélation ξ devient longue. Ainsi, seul le caractère de courte portée de l'interaction, compatible avec la connexion de sites entre plus proches voisins uniquement, domine l'organisation des constituants en amas, par effets coopératifs de proche en proche. Cet argument expliquerait l'existence de classes d'universalité des comportements au point critique dans des systèmes régis par des interactions microscopiques très différentes.

La percolation de site alliée à la percolation de lien [Des87, Zhe96] permet de disperser les sites occupés dans l'espace, afin de simuler la répartition des nucléons. Ceci permet aussi de faire varier la taille de la source formée, ce qui rend compte de l'émission hors équilibre de particules. Elle permet également de répartir les sites occupés dans l'espace et peut-être de mieux s'accorder à la forme d'une source formée dans des réactions nucléaires.

La comparaison des collisions d'ions lourds relativistes aux modèles de percolation repose, quant à elle, plutôt sur un scénario de coalescence entre sites plus proches voisins occupés. Des comparaisons avec des mesures réalisées par la collaboration *ALADIN* montrent un bon accord avec ce type d'approches [Zhe96].

Enfin, des simulations alliant la percolation dans l'espace réel et dans celui des impulsions ont aussi été réalisées. Un amas peut exister dans ce cas, si les sites sont proches dans l'espace des phases.

4.5 Analyse des données

Dans ce chapitre, nous détaillerons tout d'abord le choix du système et le type d'événements sur lesquels nous allons appliquer nos analyses. Nous décrirons aussi les sources d'incertitudes expérimentales susceptibles de brouiller les fluctuations physiques. Nous définirons alors les critères de sélection adoptés et les caractéristiques de ces événements. Enfin, nous appliquerons nos méthodes d'analyses statistiques aux réactions nucléaires sélectionnées.

De telles analyses événement par événement requièrent une information maxi-

mun. En outre, des corrélations événement par événement sont susceptibles de signer la manifestation d'une transition de phase [Cho99] ou de phénomènes critiques. Aussi, les mesures effectuées avec un détecteur 4π présentant une très bonne efficacité tel que *INDRA* semblent particulièrement bien adaptées à ce type d'études.

4.5.1 Aspects expérimentaux

Choix du système

Parmi les systèmes sur lesquels il a été effectué une prise de données avec le multidétecteur *INDRA*, nous avons porté notre choix d'analyse sur les réactions $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$. Ce système peut être un bon candidat à l'observation d'une transition de phase ou d'un phénomène critique pour plusieurs raisons.

Premièrement, son nombre de nucléons relativement élevé, proche de 250 est un aspect favorable, puisqu'un phénomène critique nécessite un grand nombre de particules. Nous avons en effet expliqué que les phénomènes critiques ne se manifestent que dans les systèmes de taille infinie, du fait de la divergence de la longueur de corrélation à l'approche du point critique. D'un autre côté, un système possédant un trop grand nombre de protons peut être soumis à des instabilités coulombiennes donnant lieu à une fragmentation [Bor93, Bac96], notamment en empêchant sa stabilisation sous forme compacte dans les brefs instants suivant la collision. Un système trop lourd peut donc s'avérer défavorable à la réalisation d'un phénomène critique. Aussi, du point de vue de son nombre de constituants, le système $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$ semble constituer un compromis mieux adapté à la recherche d'une transition de phase que des systèmes plus lourds tels que $^{155}_{64}\text{Gd} + ^{238}_{92}\text{U}$. En outre, la dynamique d'énergie de faisceau disponible avec $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$ s'étend de 25 MeV/u à 50 MeV/u, alors que les réactions $^{155}_{64}\text{Gd} + ^{238}_{92}\text{U}$ n'ont été mesurées que pour la seule énergie de 36 MeV/u.

Du point de vue de la décomposition spinodale, des arguments semblables concernant la taille du système font apparaître qu'un système tel que $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$ permet de développer plus facilement des modes spinodaux qu'un système de taille réduite tel que $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, puisque les longueurs d'onde les plus instables valent environ $\lambda \approx 10$ fm [Cho95].

De plus, le système $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$ est quasiment symétrique en masse. Ainsi, l'énergie disponible est maximum, à énergie de faisceau fixée, et favorise le développement d'effets de compression, susceptibles d'initier une phase d'expansion [Mar97], qui placerait le système dans une zone de basses densités, propice à une décomposition spinodale. Enfin, la prise de données a été réalisée à cinq énergies incidentes ce qui nous permet de couvrir une gamme relativement étendue d'énergie disponible et potentiellement d'explorer une importante zone du diagramme de phase.

Soulignons que l'analyse de fluctuations subtiles, telles que celles que nous recherchons, nécessitent une information la plus complète possible.

Choix des variables

Nos présentes analyses visent à rechercher le signal d'une transition de phase ou d'un phénomène critique dans les distributions de taille de particules produites, ainsi que dans leurs fluctuations.

Or, *INDRA* est un multidétecteur qui identifie essentiellement les noyaux en terme de charge électrique, puisque seuls les noyaux légers de charge $Z \leq 3$ peuvent être identifiés en masse. Aussi, dans les analyses expérimentales, nous avons décidé d'analyser la taille des noyaux produits en fonction de leur nombre de protons. Cette information mesurée est plus fiable que les masses estimées par une formule reproduisant uniquement celles des noyaux de la vallée de stabilité. En réalité, les noyaux de charge fixée issus des réactions présentent une distribution isotopique [Day86].

De la même manière, nous étudierons la forme des distributions de multiplicité des particules chargées électriquement. Elles seules sont en effet détectées correctement, puisque *INDRA* ne détecte pas efficacement ni les neutrons, ni les photons γ .

La charge des particules et leur multiplicité ne sont pas entachées de l'incertitude supplémentaire d'une reconstruction par des analyses, mais sont des observables directes, ce qui préserve au mieux d'éventuelles fluctuations intrinsèques que des grandeurs reconstruites telles que l'énergie d'excitation.

Sources de fluctuations expérimentales

La caractérisation des processus d'interaction entre noyaux, nécessite la connaissance des paramètres initiaux et des états finals, ceci afin de déterminer les règles régissant l'évolution de la matière nucléaire, soumise à des conditions instables. Les premiers, comme les seconds, sont soumis à des contraintes expérimentales nuisant à notre connaissance des phénomènes. Nous allons expliciter leurs origines et leurs effets.

Efficacité de détection Intéressons nous tout d'abord, au manque d'information sur la configuration finale de la réaction. Nous allons exposer ici comment le dispositif de détection introduit des fluctuations supplémentaires aux fluctuations apparaissant naturellement dans des événements sur lesquels nous connaîtrions toute l'information concernant leur configuration finale.

Ces fluctuations expérimentales proviennent de l'imperfection du détecteur, dont l'*efficacité* revient à traiter la collection des particules selon une *loi de probabilité*. Des incertitudes à caractère aléatoire vont donc se superposer aux fluctuations intrinsèques à la réaction nucléaire, du fait de l'incomplète détection de l'ensemble des particules produites. Ceci altère non seulement la pertinence des distributions mesurées, mais également l'adéquation entre les fluctuations observées et les fluctuations réelles. Ces fluctuations expérimentales à caractère statistique peuvent être corrigées *en moyenne* sur un ensemble de réactions. Par contre, elles introduisent un biais événement par événement qui n'est pas corrigible. Elles affectent donc le motif

des fluctuations intrinsèques à chaque réaction, potentiellement porteuses d'informations sur la dynamique du processus.

Par ailleurs, la granularité du multidétecteur, voire la résolution de la mesure en énergie sont des facteurs limitatifs à l'augmentation de la définition de l'échelle d'observation imposée aux distributions mesurées, dans le cas d'une analyse multi-résolution sur des distributions de grandeurs spatiales ou cinématiques.

Classement des événements La méconnaissance des conditions initiales constitue aussi une difficulté pour le regroupement de réactions semblables.

Seules des mesures exclusives peuvent être à la base d'une étude pertinente. Sur ce point, *INDRA* est un outil inégalé à ce jour dans la physique des collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi. De plus, il ne faut pas regrouper des événements de nature différente qui pourraient donner l'illusion de fluctuations de grande amplitude simplement par mélange de réaction issues de mécanismes différents.

Toutefois, le regroupement de réactions en fonction de leur configuration finale pose le problème de trop restreindre leurs caractéristiques, et d'écarter des événements de même nature, mais avec des répartitions très changeantes. Cette difficulté risque de toucher particulièrement les événements critiques, dont les configurations finales explorent par définition une grande variété d'aspects et de répartitions de fragments.

4.5.2 Caractéristiques des réactions $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$

Caractéristiques cinématiques

Les principales caractéristiques cinématiques des réactions $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$ sont répertoriées dans le tableau 4.3 en fonction des énergies de faisceau de la prise de données de la campagne *INDRA* 1993.

Nous pouvons constater que des énergies disponibles relativement élevées sont atteintes (12.4 MeV/u). Ces conditions sont donc favorables à la formation de systèmes chauds et comprimés, dans les collisions les plus centrales. Ce sont ces événements spécifiques que nous chercherons à isoler et à étudier dans la suite.

Sections efficaces Nous avons calculé les sections efficaces totales de réaction à partir de la paramétrisation de Kox [Kox87].

Dans le cas des réactions $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$, qui est un système moyennement lourd, il semble judicieux d'ajouter un terme rendant compte de l'effet du nombre élevé de

E_{proj} (MeV/u)	M_d	β_{proj}	θ_{eff} (°)	ε_{disp} (MeV/u)	v_{CM}	v_{N-N}	$\sigma_{Réac}$ (mb)	$\sigma'_{Réac}$ (mb)
24.996	4	0.227	5.5	6.22	0.528	0.504	6043	6335
32	4	0.256	4.2	7.95	0.530	0.506	6229	6533
38.977	4	0.281	3.4	9.68	0.531	0.508	6167	6474
44.998	4	0.300	2.9	11.16	0.533	0.510	6087	6395
50.127	4	0.315	2.6	12.40	0.534	0.511	6104	6415

- E_{proj} : énergie par nucléon du noyau projectile
 M_d : multiplicité de déclenchement de l'acquisition
 β_{proj} : vitesse du projectile en fraction de la célérité de la lumière
 θ_{eff} : angle d'effleurement
 $\varepsilon_{disp} = \frac{T_{CM}}{A_{proj} + A_{cib}}$: énergie disponible par nucléon, T_{CM} étant l'énergie cinétique dans le centre de masse
 $v_{CM} = \frac{\beta_{CM}}{\beta_{proj}}$: vitesse du centre de masse du système normalisée à celle du projectile
 $v_{N-N} = \frac{\beta_{N-N}}{\beta_{proj}}$: vitesse du centre de masse nucléon-nucléon normalisée à celle du projectile ($M_N = 931.494$ MeV : masse des nucléons dans $^{12}_6C$)
 $\sigma_{Réac}$: section efficace totale de réaction [Kox87]
 $\sigma'_{Réac}$: section efficace totale de réaction avec terme d'isospin [Kox87]

TAB. 4.3 - Principales caractéristiques cinématiques de la réaction $^{129}_{54}Xe + ^{nat}_{50}Sn$ calculées en fonction des énergies de faisceaux.

neutrons. La formule s'exprime alors :

$$\sigma_{Réac} = \sigma_0 \left(\overbrace{\left(\underbrace{A_{proj}^{1/3} + A_{cib}^{1/3}}_{R_{vol}} + c_1 \frac{A_{proj}^{1/3} A_{cib}^{1/3}}{A_{proj}^{1/3} + A_{cib}^{1/3}} - c_2 + \frac{5(A_{cib} - 2Z_{cib})Z_{proj}}{A_{proj} A_{cib}} \right)}^{R_{inter}} \right)^2 \left(1 - \frac{B_c}{E_{disp}} \right) \quad (4.47)$$

R_{surf}

Les diverses contributions de cette expression phénoménologique sont expliquées au chapitre 2 de la première partie.

Un terme supplémentaire R_{iso} , lié à la surface, intervient ici. Ce terme, dépendant de l'isospin, s'interprète comme provenant d'une peau de neutrons. Son effet est d'accroître d'environ 5% la section efficace totale de réaction. Le facteur 5 présent dans R_{iso} a été optimisé sur des échantillons de mesures. Les valeurs obtenues avec ce terme supplémentaire sont notées $\sigma'_{Réac}$ dans le tableau 4.3. Les valeurs calculées avec la simple expression 2.11 sont elles notées $\sigma_{Réac}$.

Notons que, malgré les quatre chiffres significatifs apparaissant dans le tableau 4.3, l'incertitude sur les valeurs de la section efficace totale de réaction sont entachées d'une incertitude s'élevant à environ 10%.

4.5.3 Sélection des événements

L'étude des distributions de charges et de leurs fluctuations requiert une information la plus complète possible sur les particules issues de la réaction. En outre, les collisions les plus centrales semblent les plus favorables à la formation d'un système chaud et comprimé susceptibles d'explorer le diagramme de phase nucléaire. Nous allons expliquer dans ce qui suit comment nous tentons de sélectionner des réactions satisfaisant ces conditions.

Contraintes préalables

Pour que le calcul des variables globales soit pertinent, il doit se baser sur des informations non biaisées par une carence de détection.

Ainsi, nous avons requis préalablement la complétude de la détection pour notre échantillon d'événements. Elle s'exprime par deux conditions liées respectivement à la conservation de la charge et à celle de l'impulsion initiale, soit :

$$Z_{Tot} \geq 0.8 (Z_{proj} + Z_{cib}) \quad (4.48)$$

$$P_{z,Tot} \geq 0.6 \|\vec{P}_{proj}\| \quad (4.49)$$

où Z_{Tot} est la charge totale détectée dans la réaction concernée et $P_{z,Tot}$ la composante sur l'axe (O, \vec{z}) , parallèle au faisceau de l'impulsion totale détectée.

Nous imposons en outre $P_{z,Tot} \leq 1.2 \|\vec{P}_{proj}\|$, afin d'éliminer d'éventuels empilements de réactions.

Moment de Fox et Wolfram

Le moment de Fox et Wolfram d'ordre k , h_k [Fox78] est un *indicateur* de la forme, dans l'espace des impulsions, de la configuration finale des particules issues d'une réaction nucléaire. Il se calcule par décomposition sur la base des polynômes de Legendre, $P_{L,k}$, $k \geq 0$. Nous le calculons dans le centre de masse théorique de la réaction, afin de prendre comme référence une source de fusion complète :

$$h_k \hat{=} \sum_{i \neq j} \frac{\|\vec{p}_i\| \|\vec{p}_j\|}{T_{CM}^2} P_{L,k}(\cos \theta_{ij}) \quad (4.50)$$

où les impulsions \vec{p}_i et \vec{p}_j des particules i et j sont définies dans le centre de masse du système, θ_{ij} est l'angle relatif entre ces impulsions et T_{CM} est l'énergie cinétique dans le centre de masse du système, dont l'expression est donnée par 2.6.

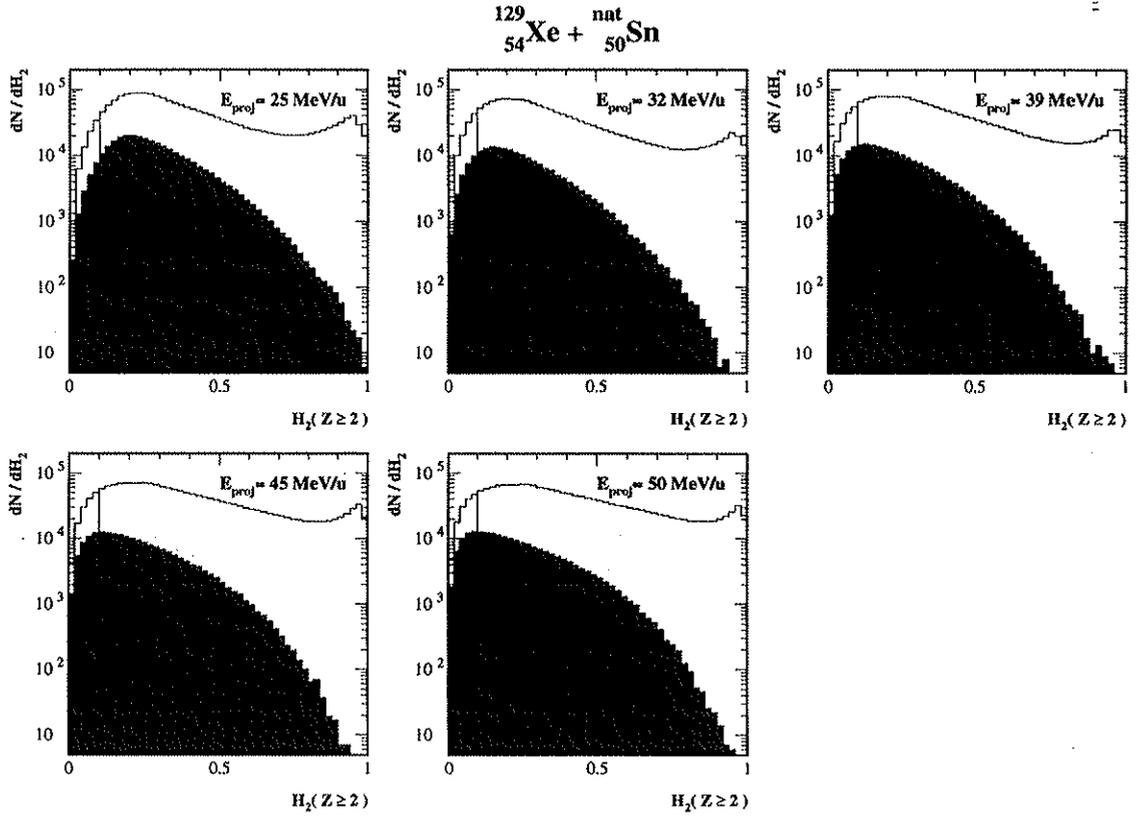


FIG. 4.7 - Comparaison entre les distributions de $H_2(Z \geq 2)$ de l'ensemble des événements (ligne) et des événements quasi-complets, $Z_{Tot} \geq 0.8Z_{syst}$ et $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$ (en grisé). La ligne à $H_2(Z \geq 2) = 0.1$ matérialise notre coupure.

Les moments de Fox et Wolfram peuvent être normalisés au moment d'ordre zéro. Leurs valeurs appartiennent dans ce cas à l'intervalle :

$$H_k = \frac{h_k}{h_0} \in [0, 1] \quad (4.51)$$

Ils prennent des valeurs remarquables selon la distribution des particules dans l'espace des impulsions. Dans le cas d'une répartition parfaitement sphérique des nucléides présents dans la voie de sortie, H_k vaut zéro. L'émission isotrope est interprétée comme le signal d'une source unique. À l'opposé, la présence de particules selon une direction privilégiée de l'espace des impulsions conduit à une valeur de H_{2k} proche de un et H_{2k+1} proche de zéro. Cette variable globale est bien sûr altérée par le nombre fini de nucléides sur lesquels elle porte, qui tend à instaurer un déséquilibre entre les directions des particules présentes. Néanmoins, ce biais, dû au nombre fini de particules, s'amenuise dans les collisions correspondant aux multiplicités les plus élevées, associées justement aux collisions les plus frontales.

Du fait de l'émission d'un grand nombre de particules légères provenant de diffusions N-N ou d'une émission dynamique [Lef97, présent travail], la somme 4.50

est restreinte aux particules de charge $Z \geq 2$, afin de sélectionner plus précisément qu'avec toutes les particules, des événements correspondant à l'existence d'une source unique. Des analyses spécifiques, visant à démontrer l'existence d'une telle source de fusion incomplète, à en estimer la taille et à en déterminer les caractéristiques sont consultables dans les références [Mar95, Sal97].

La sélection d'événements correspondant à une émission *isotrope* se fera avec une condition sur le moment de Fox d'ordre 2 :

$$H_2(Z \geq 2) \leq 0.1 \quad (4.52)$$

la contrainte $Z \geq 2$ rappelle que seuls des nucléides de ces charges ont été utilisées pour calculer H_2 .

Nous allons observer quelles valeurs prend cette variable globale. La figure 4.7 compare les distributions de $H_2(Z \geq 2)$ pour l'ensemble des événements (ligne) et pour les événements quasi-complets, $Z_{Tot} \geq 0.8Z_{syst}$ et $\frac{P_z \cdot T_{tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$ (grisé). Quelle que soit l'énergie de faisceau, il apparaît deux bosses dans la distribution de moment de Fox de l'ensemble des événements, l'une à l'approche de $H_2(Z \geq 2) = 1$, l'autre autour de $H_2(Z \geq 2) = 0.2$. Les conditions de complétude écartent la première bosse. Ceci se comprend facilement à partir d'un diagramme de corrélation $M_{Tot} - Z_{Tot}$, qui fait apparaître que les événements quasi-complets correspondent essentiellement aux réactions les plus dissipatives, donc les plus centrales, donc celles ayant occasionné l'arrêt le plus complet des deux noyaux incidents.

Les conditions de complétude également ont pour effet de déplacer le maximum de la deuxième bosse vers les plus faibles valeurs de $H_2(Z \geq 2)$. Cet effet est sensible surtout dès 32 MeV/u ($H_2(Z \geq 2) = 0.1$).

Si les configurations issues de la fragmentation d'une source unique sont susceptibles d'être isotropes en moyenne, un tel système peut également engendrer événement par événement des configurations anisotropes. Il faut donc être conscient que de tels critères de sélection a posteriori sont susceptibles de restreindre trop fortement le type de configurations finales retenues, puisque les événements critiques devraient présenter une grande variété de répartition de fragments.

4.5.4 Caractéristiques des événements sélectionnés

Nous allons brièvement décrire les propriétés des événements retenus par les conditions de complétude et de forme, vis-à-vis de l'ensemble des réactions mesurées.

Répartition des noyaux en vitesse longitudinale

La figure 4.8 montre les distributions de la composante de la vitesse parallèle au faisceau, exprimée dans le centre de masse, en fonction de la charge des noyaux recueillis. Ces diagrammes concernent les événements quasi-complets sélectionnés avec la condition d'isotropie $H_2(Z \geq 2) \leq 0.1$.

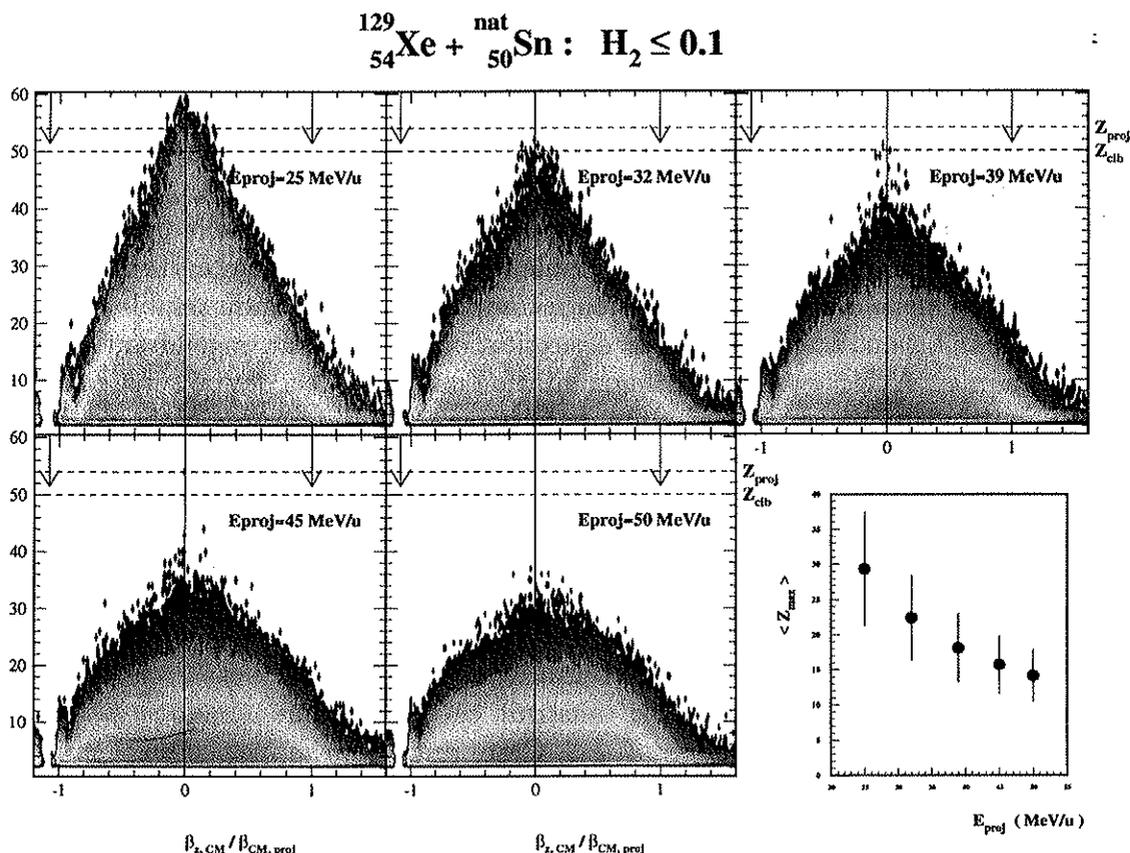


FIG. 4.8 - Distributions bidimensionnelles de vitesse parallèle au faisceau, exprimée dans le référentiel du centre de masse, en fonction de la charge, pour les événements quasi-complets dont $H_2(Z \geq 2) \leq 0.1$. Les flèches rappellent la valeur de la vitesse du projectile et celle de la cible. L'échelle en cote est logarithmique afin de faire apparaître les noyaux de charges les plus élevées.

Il apparaît que quelle que soit l'énergie incidente les fragments de charges les plus élevées sont piqués autour de la vitesse du centre de masse ce qui est compatible avec une fusion incomplète dont ils seraient le résidu. Néanmoins, la forme de la distribution est de moins en moins pointue au niveau la vitesse du centre de masse, lorsque l'énergie incidente augmente. Il est possible que la pertinence de sélection en moment de Fox $H_2(Z \geq 2) \leq 0.1$, qui identifie les événements isotropes, ne soit plus suffisante quand l'énergie incidente augmente, car le nombre de fragments légers augmente, ce qui donne plus facilement l'apparence de l'isotropie dans une réaction entre noyaux quasi-symétriques.

De toutes façons, quelle que soit l'énergie du projectile, les vitesses des noyaux sont de plus en plus largement dispersées lorsque leur charge diminue.

L'évolution des charges les plus élevées en fonction de l'énergie du faisceau fournit une information supplémentaire sur la dissipation et les fragments détectés. La présence de fusion incomplète à 25 MeV/u est très probable, puisque nous avons ob-

servé que des fragments de la charge des noyaux incidents sont détectés à des vitesses parallèles avoisinant celle du centre de masse, ceci avec une dispersion relativement étroite. Ces noyaux principaux ont en outre une charge moyenne $\langle Z_{max} \rangle \approx 29.5$. Par contre, quand l'énergie disponible augmente, la charge maximum moyenne atteinte événement par événement décroît et converge vers une valeur de $\langle Z_{max} \rangle \approx 15$.

Cette évolution est montrée sur le diagramme en bas à droite de la figure 4.8. La taille moyenne du fragment principal semble révéler que le passage entre 25 MeV/u et 50 MeV/u mène d'un régime de fusion incomplète dont un résidu semble persister après désexcitation, à un régime de désexcitation plus violent engendrant de plus petits fragments. Ceci évoque une fragmentation multiple. Ceci devrait être confirmé par la multiplicité moyenne croissante de fragments. La diminution de la charge du plus grand fragments doit également être mise en parallèle avec le nombre croissant de particules légères, qui peuvent provenir d'émissions par des noyaux excités ou d'émissions de pré-équilibre.

Vérification de l'isotropie d'émission

Nous avons procédé à une analyse tensorielle [Cug83] sur le tenseur en impulsion défini dans l'annexe B. Nous avons construit ce tenseur uniquement à partir des impulsions des nucléides de charge $Z \geq 2$. Cette restriction se justifie par l'émission probable de particules de charge $Z = 1$, par des processus de pré-équilibre, des évaporation de fragments chauds, ou les cassures d'isotopes légers excités. De plus, ces particules ont une multiplicité très dominante.

Les valeurs propres λ_i , avec $i \in \{1, 2, 3\}$, de ce tenseur traduisent la répartition des impulsions des particules dans l'espace. Une fois normalisées à leur somme, les trois valeurs propres permettent de définir des variables reliées à la forme de la configuration des impulsions dans l'espace. Nous utilisons ici la sphéricité S et la coplanarité C , définies par les relations :

$$S = \frac{3}{2}(1 - \lambda_3) \quad (4.53)$$

$$C = \frac{\sqrt{3}}{2}(\lambda_2 - \lambda_1) \quad (4.54)$$

À titre d'indication, une configuration axiale correspond à $(S = 0, C = 0)$, une configuration en forme de disque donne $(S = \frac{3}{4}, C = \frac{\sqrt{3}}{4})$, enfin une répartition isotrope des noyaux se traduit par une forme sphérique $(S = 1, C = 0)$. Cette dernière configuration peut être interprétée comme la signature de la formation d'une source unique équilibrée.

La figure 4.9 montre les diagrammes de corrélation entre la sphéricité et la coplanarité associés aux événements quasi-complets sélectionnés avec le critère en moment de Fox $H_2(Z \geq 2) \leq 0.1$. Si nous comparons les diagrammes obtenus à 25 MeV/u et à 50 MeV/u, nous observons que le maximum de ces échantillons d'événements tend légèrement vers une configuration disque ($C \approx 0.13$) à 25 MeV/u, ce que nous pouvons relier à la persistance d'un éventuel effet de rotation, alors qu'il se rapproche

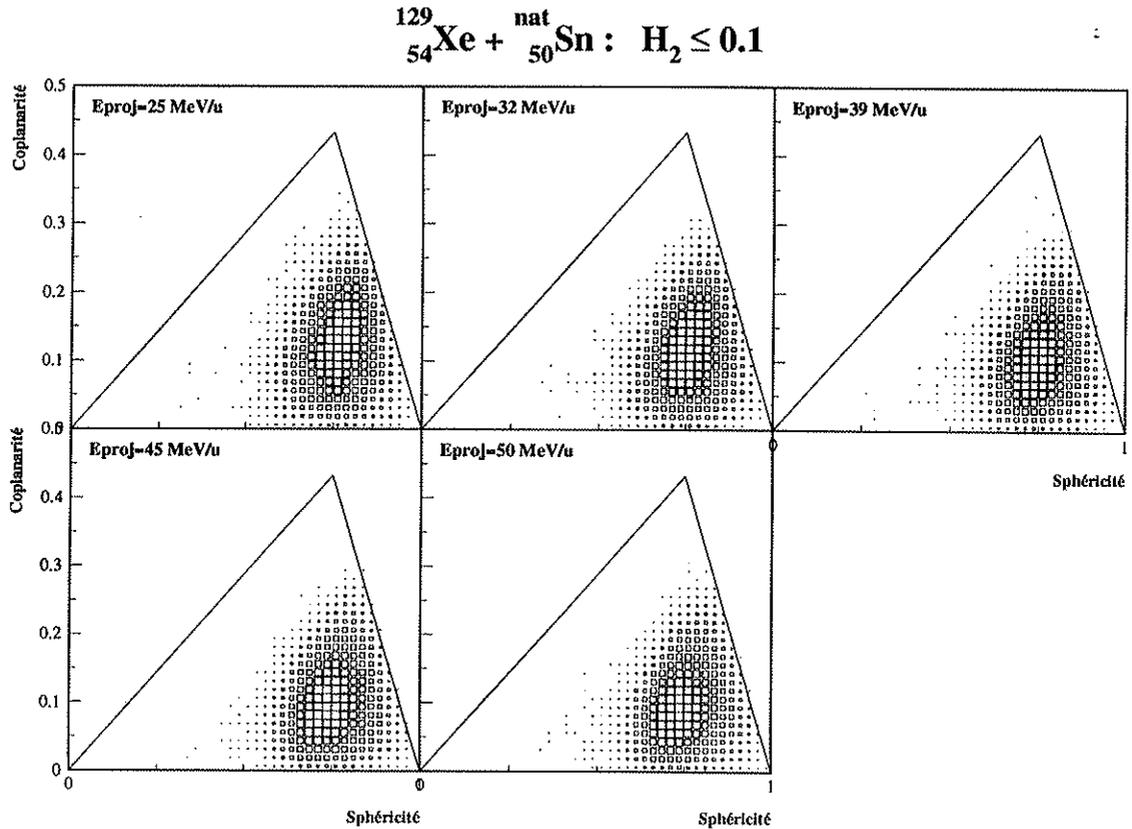


FIG. 4.9 - Résultat d'une analyse tensorielle avec le tenseur en impulsion. Les diagrammes montrent la corrélation entre la sphéricité S et la coplanarité C . Le point ($S = 1, C = 0$) correspond à une distribution idéalement sphérique.

légèrement vers une configuration d'ellipsoïde déformé ($S \approx 0.78$) à 50 MeV/u. Cependant, nous constatons que, quelle que soit l'énergie incidente, ces événements s'approchent de la répartition idéalement sphérique ($S = 1, C = 0$), malgré les effets du nombre fini de nucléides. Le moment de Fox s'avère donc un critère cohérent avec l'analyse tensorielle en impulsion, pour sélectionner des réactions ayant engendré une répartition quasi-isotrope des impulsions des noyaux de charge $Z \geq 2$.

Distributions de multiplicités

La figure 4.10 compare les distributions de multiplicité totale de particules chargées, pour l'ensemble de événements ayant satisfait la contrainte en multiplicité du déclenchement de l'acquisition, pour les événements quasi-complets ($Z_{Tot} \geq 0.8Z_{syst}$ et $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$) et pour les réactions quasi-complètes avec $H_2(Z \geq 2) \leq 0.1$. La figure 4.10 montre également les valeurs moyennes de M_{Tot} , de $M_{Z \leq 2}$ et $M_{Z \geq 3}$ pour ces derniers événements.

Les distributions de multiplicité, correspondant aux événements quasi-complets,

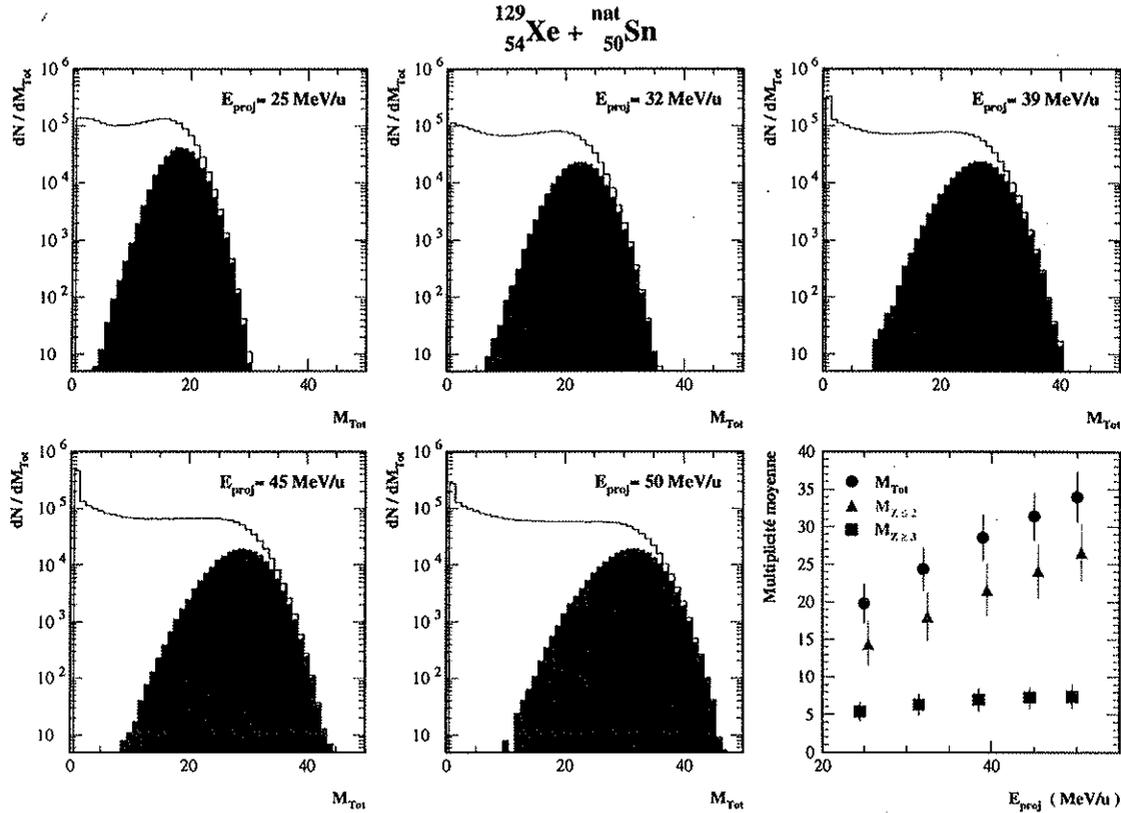


FIG. 4.10 - Comparaison des distributions de multiplicité associées à l'ensemble des événements ayant satisfait le critère de déclenchement en multiplicité $M_d \geq 4$, aux événements quasi-complets $\frac{P_{Z, \text{Tot}}}{P_{\text{proj}}} \geq 0.6$ et $Z_{\text{Tot}} \geq 0.8Z_{\text{sys}}$ (en grisé) et aux événements quasi-complets de $H_2(Z \geq 2) \leq 0.1$ (\bullet). Les valeurs moyennes et les écarts type des multiplicités totales, des $Z \leq 2$ et des $Z \geq 3$ de ces événements sélectionnés sont tracés sur la figure en bas à droite.

écartent les événements de faible multiplicité, $M_{\text{Tot}} \leq 15$. Ces événements de faible multiplicité correspondent essentiellement à des collisions périphériques ou mi-centrales ou à des réactions incomplètement détectées. De plus, la contrainte $H_2(Z \geq 2) \leq 0.1$ a pour effet d'écartier un grand nombre de réactions quasi-complètes. Nous constatons que quelle que soit l'énergie de faisceau, les multiplicités totales atteintes dans les événements sélectionnés sont parmi les plus élevées, ce qui est compatible avec l'appartenance aux collisions les plus centrales et les plus dissipatives.

Le diagramme résumant les valeurs moyennes de $\langle M_{\text{Tot}} \rangle$, de $\langle M_{Z \leq 2} \rangle$ et de $\langle M_{Z \geq 3} \rangle$, établit que la multiplicité de particules de charges $Z \leq 2$ croît environ dans les mêmes proportions que l'énergie du faisceau. La multiplicité de fragments augmente aussi avec l'énergie disponible, néanmoins elle montre une saturation à partir de 45 MeV/u. La nature de ces fragments peut, quant à elle, changer. Nous précisons ce point en analysant la taille des plus grands fragments. Il apparaît donc qu'une énergie disponible croissante engendre principalement une plus grande dissociation

du système en particules de charge $Z \leq 2$, dont l'origine peut être multiple, soit l'évaporation d'un noyau de fusion incomplète excité, soit l'émission secondaire par des fragments excités [Ma97, Mar98], soit l'émission de pré-équilibre (puisque la fusion est incomplète), ou autre processus d'émission dynamique. Cette diversité des origines des particules légères en voie de sortie est un facteur susceptible de biaiser les distributions de charge qui contiendraient initialement la signature d'un phénomène critique ou d'une décomposition spinodale en brouillant les corrélations originelles. Les particules légères sont environ 4 fois plus nombreuses que les plus grands fragments $Z \geq 3$. La prépondérance de ces particules, présentes dans les deux premières cellules des distributions de charge, constitue aussi un problème dans l'évaluation des moments factoriels, dont le comportement sera dominé par ces dernières.

La proportionnalité entre l'énergie de faisceau $E_{\perp, Z \leq 2}$, corrélée à la constatation d'une énergie transverse par particule quasiment constante (figure 2.13), explique l'évolution, proportionnelle à l'énergie disponible, de l'énergie transverse maximum des particules légères, visible sur la figure 2.11.

La forme des distributions de multiplicité totale des événements sélectionnés semble gaussienne quelle que soit l'énergie incidente, puisqu'elles ont une forme parabolique en échelle semi-logarithmique. Les distributions de M_{Tot} et de $M_{Z \leq 2}$ sont assez étroites, comme le montrent les barres associées aux largeurs, dans le diagramme en bas à droite de la figure 4.10. Leurs largeurs relatives valent :

$$\frac{\langle M_{Tot} \rangle}{\sigma_{Tot}} \approx 0.25$$

$$\frac{\langle M_{Z \leq 2} \rangle}{\sigma_{Z \leq 2}} \approx 0.3$$

Ces faibles valeurs peuvent provenir d'un artefact des critères de sélection, car la limite en moment de Fox $H_2(Z \geq 2)$ écarte les événements comptant peu de particules, puisque dans ce cas la répartition des impulsions dans l'espace peut facilement sembler anisotrope, par simple effet de taille finie. Cette faible dispersion de M_{Tot} signifie que les distributions de multiplicité présentent peu de fluctuations, ce qui n'est pas favorable à la mise en évidence d'événements critiques, puisqu'au contraire l'ensemble des événements critiques regroupe des configurations très diverses. Ainsi, il est possible que nos critères de sélection ne nous permettent de ne retenir qu'une partie des événements critiques.

Cependant, les largeurs relatives des distributions de fragments $Z \geq 3$ sont plus élevées :

$$\frac{\langle M_{Z \geq 3} \rangle}{\sigma_{Z \geq 3}} \approx 0.4$$

Malgré ces limitations, la manifestation de fluctuations auto-similaires dans les distributions de taille de fragments, resterait un indice potentiel de la manifestation

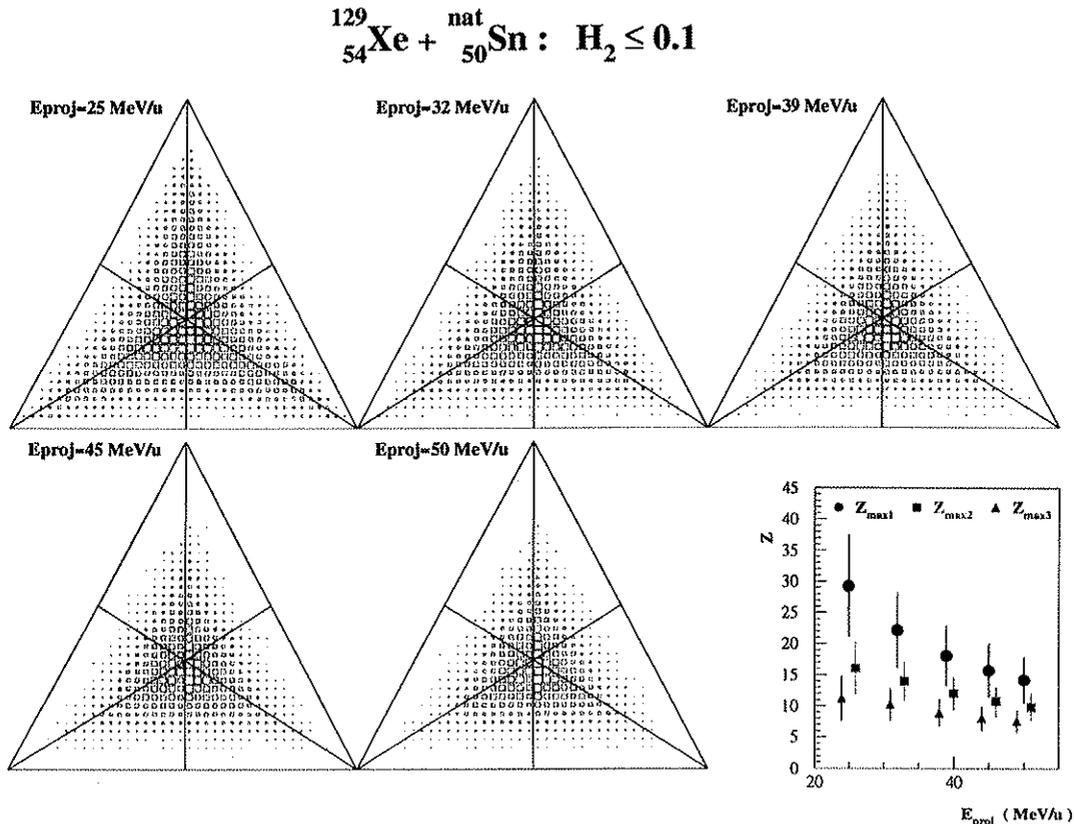


FIG. 4.11 - Représentation de Dalitz pour les tailles des trois plus grands fragments détectés dans chaque événement quasi-complet sélectionnés avec le critère $H_2(Z \geq 2) \leq 0.1$. Le diagramme en bas à droite montre les tailles moyennes des trois plus gros fragments, $Z_{max1} > Z_{max2} > Z_{max3}$ en fonction de l'énergie de faisceau. Les positions en abscisse sont décalées, afin de distinguer les largeurs associées à chaque type de distribution.

d'un phénomène critique, même si la valeur de la pente ne présente pas un caractère invariant vis-à-vis de la taille du système.

Taille des principaux fragments

Nous pouvons comparer la taille des trois plus grands fragments détectés événement par événement en réalisant un diagramme de Dalitz. Le principe de cette représentation repose sur le fait que la somme des distances, d'un point intérieur à un triangle équilatéral, à ses projections orthogonales sur les côtés du triangle, est constante et vaut la longueur d'une hauteur. La position relative aux sommets permet de visualiser la répartition des valeurs de Z_{max1} , Z_{max2} et Z_{max3} . Nous avons tracé ces diagrammes de corrélation sur la figure 4.11 pour chaque énergie de faisceau.

Les points proches des sommets correspondent à un fragment principal nettement

plus grand que les deux autres. Cette situation devrait être associée à la persistance d'un résidu de fusion incomplète lourd, ayant émis deux autres fragments.

Les milieux des côtés sont associées à des réactions ayant produit deux principaux fragments de tailles équivalentes et d'un troisième plus grand fragment de taille nettement moindre. Cette configuration pourrait être associée à une réaction pour laquelle un résidu du quasi-projectile et un résidu de la quasi-cible existent en voie de sortie avec une émission au col [Met95] ou encore à la fission d'un noyau composé, formé par fusion incomplète, accompagné d'un troisième petit fragment.

Enfin, la zone centrale correspond à trois fragments principaux de tailles proches. Une telle configuration suggère une fragmentation multiple, qu'elle soit de nature simultanée (multifragmentation) ou séquentielle.

Il apparaît que les zones proches des sommets se dépeuplent rapidement quand l'énergie incidente dépasse 25 MeV/u. Ceci traduit l'évolution de l'énergie dissipée dans la collision, voire de la nature des processus de désexcitation mis en jeu dans ces réactions. Pour les plus faibles énergies incidentes (essentiellement à 25 MeV/u), il reste parfois un résidu de fusion incomplète de taille importante, alors que pour les énergies incidentes les plus élevées, la taille du plus grand fragment est bien plus faible, comme nous l'avons déjà constaté sur la figure 4.11.

La zone centrale s'avère être le maximum de ce diagramme de corrélation, quelle que soit l'énergie incidente. Ceci signifie qu'il existe un nombre important²⁴ de réactions parmi les événements sélectionnés qui ont engendré trois fragments de tailles proches. Ce type de configurations serait compatible avec une fragmentation multiple.

L'évolution de la taille des trois plus grands fragments peut s'interpréter d'une part, comme résultant de l'augmentation de l'émission de pré-équilibre avec l'énergie incidente, ce qui conduirait à une taille de source de fusion incomplète de plus en plus faible. (même si les analyses [Sal97] suggèrent que ce nombre varie de seulement trois unités entre 32 MeV/u et 50 MeV/u, comme le montrent les valeurs du tableau 4.4), ou d'autre part, par l'émission secondaire de particules, par des fragments de plus en plus excités.

Nous remarquons aussi que la dispersion de la taille des trois plus grands fragments est de plus en plus étroite quand l'énergie du noyau projectile augmente. Ceci révèle l'importante diminution de charge du fragment principal constatée auparavant et la convergence de la charge des trois plus grands fragments vers une valeur moyenne comprise entre 8 et 15, à 50 MeV/u.

Énergie transverse

L'énergie transverse totale des particules d'un événement est une grandeur permettant d'estimer la violence de la collision. Elle traduit en effet la quantité d'énergie

24. Pour comparer correctement les proportions d'événements, il faudrait intégrer la distribution sur les différentes zones (sommets, centrale, périphérique), car l'aire de la zone centrale est plus faible que celle de la zone périphérique.

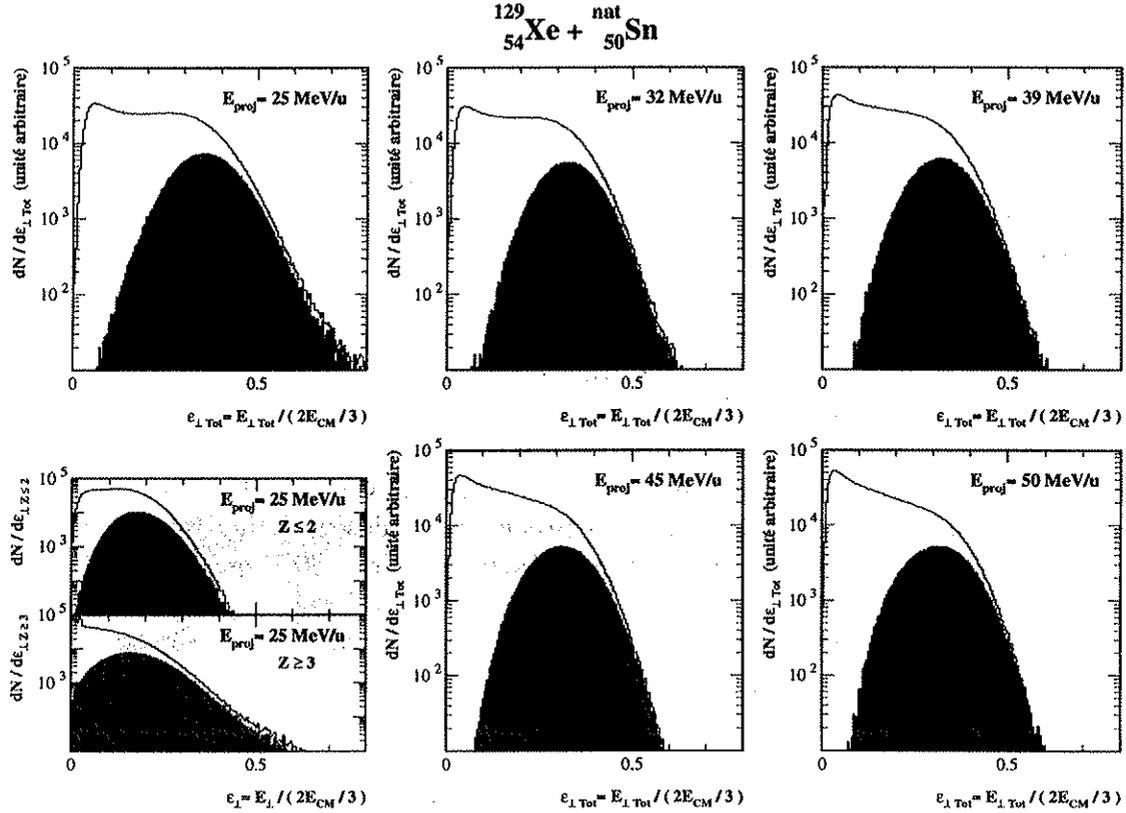


FIG. 4.12 - Comparaison des distributions d'énergie transverse totale de l'ensemble des événements ayant satisfait le critère de déclenchement en multiplicité (ligne), de celles des événements complets $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$ et $Z_{Tot} \geq 0.8Z_{syst}$ (en grisé) et de celle des événements pour lesquels en outre $H_2(Z \geq 2) \leq 0.1$ (\bullet).

transmise aux degrés de liberté initialement porteurs d'aucune énergie. Il est raisonnable d'associer les réactions les plus dissipatives aux collisions les plus centrales. L'analyse de l'énergie transverse associée aux événements sélectionnés permet de vérifier si nous avons effectivement retenu les réactions les plus dissipatives et de comprendre vers quels degrés de liberté se transmet cette énergie.

Les diagrammes de la figure 4.12 comparent les distributions d'énergie transverse totale des particules chargées, pour l'ensemble de événements ayant satisfait la contrainte en multiplicité du déclenchement de l'acquisition, pour les événements quasi-complets ($Z_{Tot} \geq 0.8Z_{syst}$ et $\frac{P_{z,Tot}}{P_{proj}} \geq 0.6$), et pour les réactions quasi-complètes avec $H_2(Z \geq 2) \leq 0.1$.

Il apparaît nettement que quelle que soit l'énergie de faisceau, les conditions de complétude d'une part, et d'isotropie d'autre part, sélectionnent les valeurs les plus élevées de l'énergie transverse. Cet effet est encore plus marqué pour la condition supplémentaire $H_2(Z \geq 2) \leq 0.1$. Toutefois, l'écart entre la valeur maximum de l'énergie transverse accessible et la valeur moyenne de celle des événements sélectionnés

tionnés est plus important à 25 MeV/u et à 32 MeV/u. À 25 MeV/u, nous pouvons vérifier sur la figure 4.12 que ceci s'explique principalement par l'énergie emportée par les fragments de charges $Z \geq 3$, puisqu'un écart plus faible apparaît pour l'énergie transverse des particules de charge $Z \leq 2$. Le fait que ce critère de sphéricité $H_2(Z \geq 2) \leq 0.1$ écarte les événements dont $E_{\perp Z \geq 3}$ est maximum, confirme que ces derniers peuvent être interprétés comme appartenant à des collisions plus périphériques, issues de la persistance de processus de type *profondément inélastique*. Ces réactions donnent en effet lieu à une rotation des noyaux autour de leur centre de masse. Elles correspondent à des formes allongées du tenseur d'impulsion, dont l'axe principal est d'autant plus éloigné de l'axe du faisceau que l'interaction a duré plus longtemps. Ces éléments semblent donc confirmer que la sélection par le critère $H_2(Z \geq 2) \leq 0.1$ permet d'écarter efficacement les configurations axiales binaires de ce type de réaction, et de ne conserver que des configurations compactes et sphériques dans l'espace des impulsions. Ceci est rendu possible, du fait de l'invariance par rotation de H_2 . H_2 permet donc d'écarter les configurations allongées, même dans le cas des systèmes ayant subi une importante rotation autour du centre de masse, comme c'est le cas dans les événements de type *profondément inélastique*.

Les largeurs des distributions d'énergies transverses, associées aux réactions sélectionnées sont étroites, ce qui justifie que nous les résumions par leur valeur moyenne. La figure 4.13 montre les énergies transverses moyennes absolues (à gauche) et celles normalisées aux deux tiers de l'énergie disponible (à droite). L'énergie totale transmise aux degrés de liberté transverses est donc proportionnelle à l'énergie dans le centre de masse, dont la valeur est quasiment doublée entre 25 MeV/u et 50 MeV/u. Cette part constante en fonction de l'énergie incidente s'explique par le partage entre une énergie transverse croissante des particules de charge $Z \leq 2$ et une énergie transverse décroissante, dans des proportions identiques, de l'énergie transverse des fragments de charge $Z \geq 3$. Quand l'énergie de faisceau augmente, c'est la production de particules légères, dont le nombre croît proportionnellement à l'énergie incidente, qui est le principal processus de dissipation de l'énergie disponible. Néanmoins, dans les événements sélectionnés, la production de fragment est un mécanisme de désexcitation dont la contribution s'accroît. Pour ces événements, les fragments créés emportent une énergie transverse qui évolue peu, mais dont la part diminue avec l'énergie disponible.

Les données ont fait apparaître de nombreuses informations sur les mécanismes de réactions et les processus de désexcitation des collisions $^{129}_{54}\text{Xe} + \text{nat}_{50}\text{Sn}$. Dans la suite, nous allons rechercher un signal d'événement critique, parmi les réactions que nous avons sélectionnées.

4.5.5 Caractérisation des fragmentations

Nous allons appliquer les analyses des références [Cam88, Plo91] aux réactions $^{129}_{54}\text{Xe} + \text{nat}_{50}\text{Sn}$ que nous avons sélectionnées.

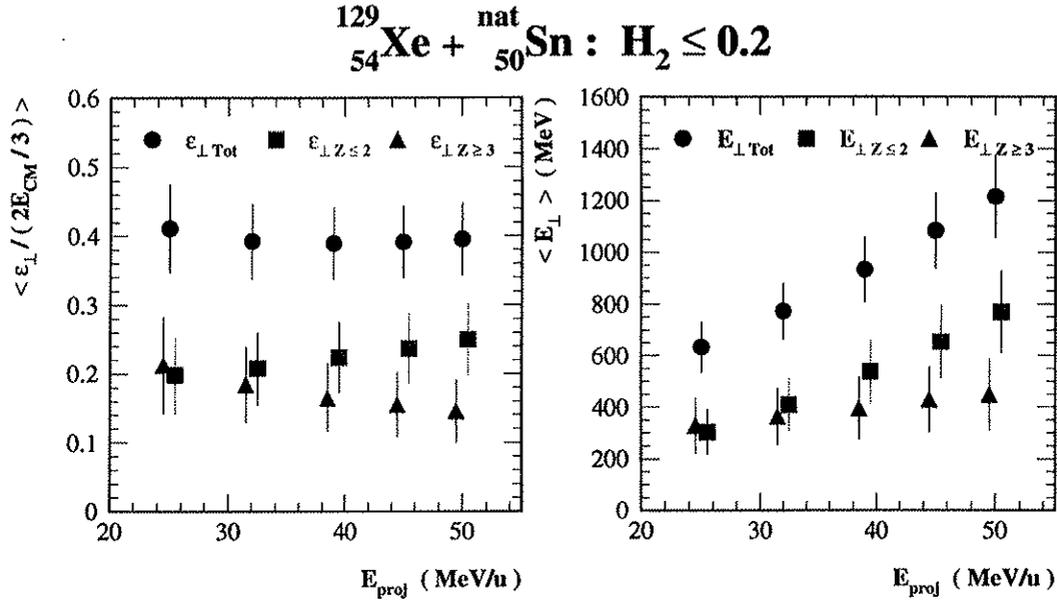


FIG. 4.13 - Valeurs moyennes des énergies transverses totales, des $Z \leq 2$ et des $Z \geq 3$ associées aux événements de $H_2(Z \geq 2) \leq 0.1$. À gauche, les valeurs sont normalisées par degré de liberté à $\frac{2}{3}E_{CM}$. À droite, elles sont indiquées en MeV. Les positions en abscisse sont décalées, afin de distinguer les largeurs associées à chaque type de distribution.

Taille de la source unique

Les tailles de source de fusion incomplète ont été évaluées dans les travaux [Mar95, Sal97]. Nous rappelons les tailles estimées de ces sources uniques en nombre de protons dans le tableau 4.4. Les charges manquantes sont attribuées à une émission de pré-équilibre.

En ce qui nous concerne, nous avons choisi de prendre les tailles constantes quelle que soit l'énergie du noyau projectile. La valeur retenue s'élève à $Z_s = 96$. Elle est proche de valeurs corrigées de l'efficacité de détection, calculées dans [Sal97] et rappelées dans le tableau 4.4. Elle intervient dans la normalisation de la multiplicité

E_{proj}	32 MeV/u	39 MeV/u	45 MeV/u	50 MeV/u
$\langle Z_{s,dét} \rangle$	84.4	82.1	80.4	80.1
$\langle Z_{s,corr} \rangle$	93.2 ± 2	91.5 ± 2	90.3 ± 2	90.1 ± 2

TAB. 4.4 - Charges moyennes détectées $\langle Z_{s,dét} \rangle$ et corrigées de l'inefficacité de détection $\langle Z_{s,corr} \rangle$, de la source de fusion incomplète tirées des analyses [Sal97]. Notons que la sélection utilisée dans cette référence diffère de la notre, mais concerne aussi des réactions attribuées aux collisions les plus centrales.

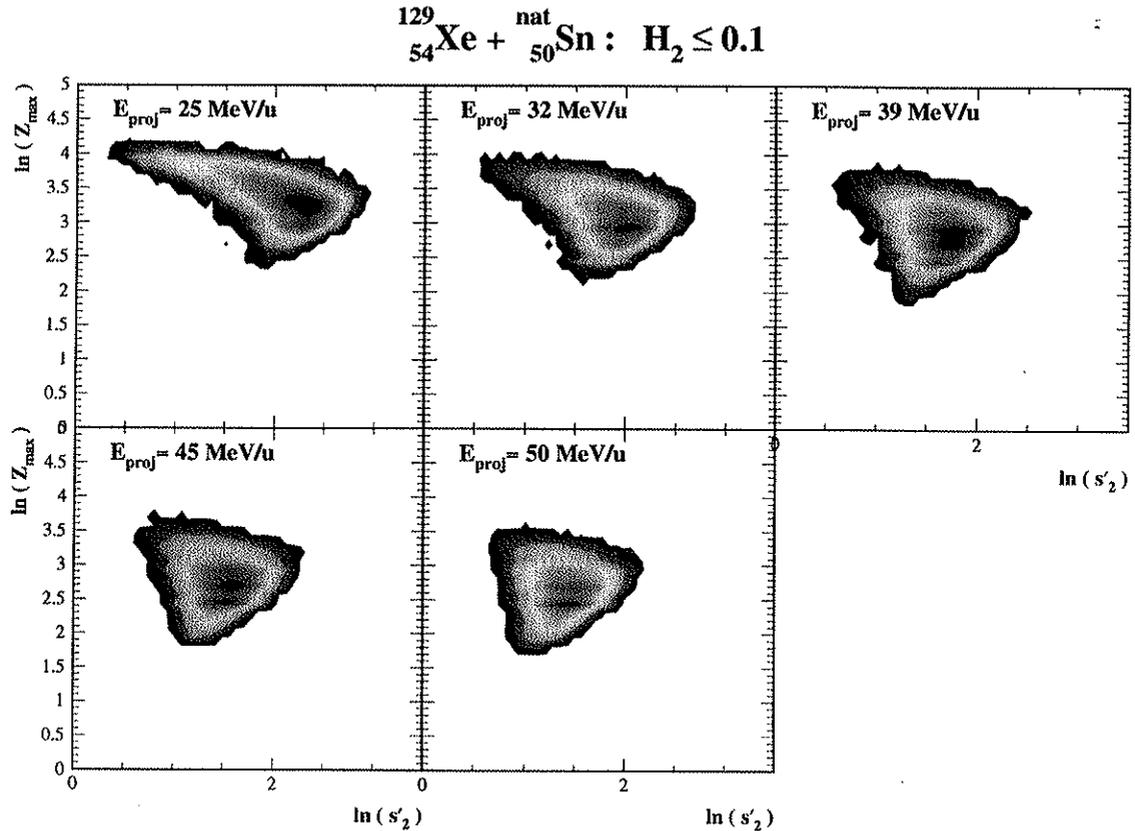


FIG. 4.14 - Diagramme de corrélation entre le logarithme népérien du plus grand amas et celui du moment conditionnel non centré d'ordre 2, s'_2 , pour les événements sélectionnés. Cette figure est à comparer à la figure 4.2.

et dans celle de la taille des deux plus grands fragments. Cette valeur de Z_s compte un grand nombre de diviseurs, ce qui permet d'effectuer une analyse multi-résolution des cumulants factoriels à de nombreuses échelles. La figure 4.14 montre la corrélation entre le logarithme népérien du plus grand amas noté Z_{max} et celui du moment conditionnel d'ordre deux, pour les réactions.

Dans chacun de ces diagrammes, la zone en haut à gauche correspond à des configurations où est présent un amas principal de grande taille et quelques autres particules (semblable à une phase sous-critique).

La zone centrale est associée à un fragments principal de taille moyenne accompagné de particules de tailles variées (configuration similaire à une phase critique).

La zone en bas à gauche correspond à un plus grand fragment de petite taille et d'autres particules de tailles semblables (analogue à une phase sur-critique).

La première zone est peuplée pour les deux énergies incidentes de 25 MeV/u et 32 MeV/u, mais elle disparaît au-delà de cette énergie incidente. Le domaine d'amplitude des fluctuations de la distribution de charge des fragments, excepté le plus grand, devient de plus en plus restreint pour des énergies de faisceau crois-

santes. Il semble donc que, lorsque l'énergie incidente augmente, les configurations finales passent d'une situation similaire à une phase sous-critique à une situation plus proche d'une phase sur-critique. Il semble alors possible de rencontrer un régime critique, s'il existe, qui pourrait intervenir entre 25 MeV/u et 39 MeV/u.

Par ailleurs, cette observation concorde avec le passage entre 25 MeV/u et 50 MeV/u, d'un régime de fusion incomplète dont un résidu semble persister après désexcitation, à une régime de désexcitation plus violent par fragmentation multiple.

4.5.6 Étude des distributions de charge des particules

Forme des distributions de charge à M_{Tot} fixée

La forme des distributions de charge, excepté le plus grand fragment, à M_{Tot} fixée est évalué par l'intermédiaire de la variable $C_2 = \frac{s_0^2 s_1^2}{s_2^2}$. En particulier, C_2 permet de déterminer si une distribution de probabilité présente une forme en loi de puissance. Cette information concorderait avec le fait qu'à l'approche du point critique, la probabilité d'observer un fragment de taille s , suit une loi d'échelle du type :

$$P(s) \propto s^{-\tau} \text{ à } p = p_c \quad (4.55)$$

L'évolution de C_2 est tracée sur le diagramme à gauche de la figure 4.15. La valeur de C_2 n'est jamais très supérieure à deux. La forme des distributions de charge excepté le plus grand fragment semble donc plutôt exponentielle. Toutefois, elle se rapproche le plus d'une loi de puissance pour une multiplicité réduite $\nu \approx 0.25$. Ce maximum apparaît véritablement pour les énergies de faisceau de 25 MeV/u et 32 MeV/u qui sont les seules à explorer les multiplicités réduites $\nu < 0.25$. Néanmoins, pour les autres énergies incidentes, la tendance de C_2 est compatible avec l'observation précédente, même si il n'existe pas de redescente. Une évolution simplement monotone pourrait s'interpréter comme la conséquence de la forte corrélation entre la multiplicité totale et la multiplicité des particules de charge $Z \leq 2$ et de la conservation du nombre de protons. En revanche, l'existence d'un maximum est un indice particulier, car il n'y a pas de raisons évidentes pour expliquer la diminution pour les plus faibles valeurs de la multiplicité réduite. Les faibles valeurs de C_2 peuvent s'expliquer par la nette prépondérance des particules $Z \leq 2$ dont l'origine est diverse. Enfin, la valeur maximum de C_2 décroît quand l'énergie disponible augmente, ce qui provient de la multiplicité fortement croissante des particules $Z \leq 2$.

Amplitude des fluctuations des distributions de charges M_{Tot} fixée

L'amplitude des fluctuations des distributions de charge excluant le fragment principal est, quant à elle, étudiée par l'intermédiaire de leur variance à multiplicité réduite fixée. Ceci est montré à droite de la figure 4.15. Son évolution est monotone. L'amplitude des fluctuations des distributions de charges, excepté le plus grand, ne

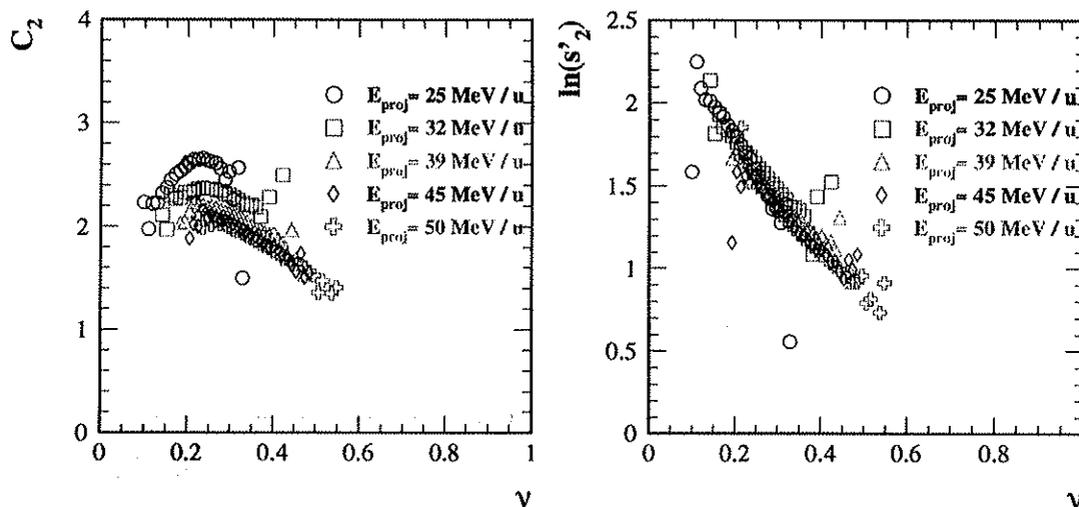


FIG. 4.15 - À gauche : évaluation de la forme des distributions de taille des fragments excepté le plus grand en fonction de la multiplicité réduite ν . La forme en loi de puissance est la plus marquée ($C_2 \gg 2$) pour une valeur de la multiplicité réduite $\nu \approx 0.2$. À droite : évolution du logarithme népérien du moment conditionnel d'ordre 2 en fonction de la multiplicité réduite ν , pour chaque énergie incidente.

présente donc pas à proprement parler de maximum, puisqu'elle n'est pas encadrée par des valeurs plus faibles. Elle diminue avec la multiplicité réduite, ce qui peut être la conséquence directe du fait que la multiplicité totale est dominée par la contribution des particules de charge $Z \leq 2$, dont la prépondérance restreint la valeur du deuxième moment.

Cette évolution provient de la forte corrélation reliant la multiplicité totale et la multiplicité des particules $Z \leq 2$. Ainsi, lorsque ν augmente la distribution de charge est d'autant plus dominée *en moyenne* par les particules $Z \leq 2$, qui peuvent provenir d'une émission thermique ou d'une émission de pré-équilibre. L'étude des valeurs moyennes montre ici sa limitation, c'est pourquoi, une analyse en corrélations, par l'intermédiaire des cumulants factoriels peut s'avérer plus efficace, pour faire apparaître un signal de phénomène critique.

Distribution de charge du plus grand fragment

Nous nous intéressons maintenant à la taille des deux plus grands fragments, événement par événement. Nous pouvons identifier le plus grand fragment à l'amas infini des phénomènes critiques. La figure 4.16 montre l'évolution de la taille réduite des deux plus grands fragments, $P = \frac{Z_{\text{max}1}}{Z_s}$ et $P_{2nd} = \frac{Z_{\text{max}2}}{Z_s}$ de l'amplitude de leurs

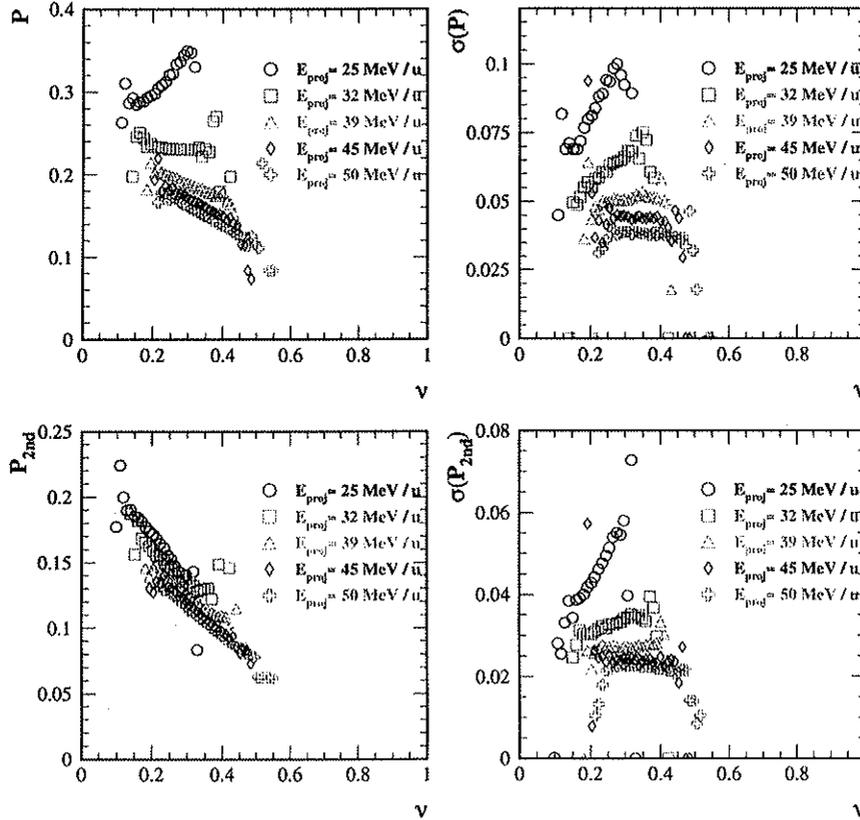


FIG. 4.16 - Taille moyenne réduite $P(\nu)$ et fluctuations associées $\sigma(\nu)$ pour les deux plus grands fragments produits dans les collisions ${}^{129}_{54}\text{Xe} + {}^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$ sélectionnées, pour chaque énergie incidente.

fluctuations, $\sigma(P)$ et $\sigma(P_{2nd})$.

La taille réduite P de Z_{max1} augmente avec la multiplicité à 25 MeV/u, elle est constante en fonction de la multiplicité à 32 MeV/u, puis elle diminue avec la multiplicité au-delà.

L'évolution observée à 25 MeV/u peut s'interpréter comme la manifestation d'une fusion de plus en plus complète associée à une dissipation d'énergie de plus en plus élevée, menant à une évaporation de plus en plus importante, par le noyau composé de fusion incomplète. Nous pouvons expliquer ce phénomène, en considérant qu'une fusion plus complète s'obtient quand une quantité moindre de particules de pré-équilibre, sont émises. Si nous nous référons à notre étude des sources d'émission dans ${}^{36}_{18}\text{Ar} + {}^{58}_{28}\text{Ni}$, les particules que nous pouvons interpréter comme provenant de diffusions nucléon-nucléon, emportent une énergie cinétique moyenne plus élevée que des particules évaporées. Ainsi, plus la fusion sera complète, plus l'énergie dissipée

pourrait être élevée. L'énergie des particules évaporées étant moindre que celle des particules de pré-équilibre, une plus grande quantité de particules pourraient être émises par un noyau composé. Malgré ce scénario, l'équilibre entre les divers facteurs de gain et de pertes de particules, reste difficile à démontrer.

Les fluctuations sur la taille du plus grand fragment ne présentent un maximum qu'aux énergies incidentes de 25 MeV/u et 32 MeV/u. Leur multiplicité réduite est compatible avec celle observée dans une système de percolation. Toutefois, ces valeurs correspondent aux ailes de la distribution de multiplicité, de forme gaussienne, lesquelles comptent peu de statistique et pourraient donc être soumises à une diminution des fluctuations, du fait du manque d'événements²⁵. Mais l'incertitude sur la valeur des fluctuations est alors élevée.

4.5.7 Structure des fluctuations

Nous allons caractériser le motif des fluctuations présentes dans les distributions de charge par l'intermédiaire du cumulatif factoriel d'ordre 2, K_2 . Nous cherchons si des fluctuations cohérentes, invariantes d'échelles, apparaissent dans les distributions de taille de fragments produits dans les réactions de notre échantillon. Ces fluctuations auto-similaires pourraient signer la présence d'événements critiques parmi ces réactions. Nous comparerons nos résultats à ceux de la percolation, afin de comprendre qualitativement le comportement des variables utilisées.

Position du problème

La taille de source choisie vaut $Z_s = 96$. Elle peut différer d'une réaction à une autre, à cause de l'émission de particules de pré-équilibre, et la détection n'est pas toujours complète. Toutefois, cette valeur est compatible avec celles trouvées pour une source unique données dans le tableau 4.4 et possède de nombreux diviseurs.

Il est difficile d'introduire une contrainte adéquate sur la normalisation, afin de tenir compte de la conservation du nombre de particules et des pertes de produits de réaction événement par événement, du fait de l'imperfection du dispositif de détection. Aussi, nous utiliserons la normalisation poissonienne, du cas le plus général.

Notons également que l'existence de l'émission de pré-équilibre peut modifier le bruit statistique et les fluctuations physiques, dans les cases contenant des particules issues de ce processus.

Dans le cas de diffusions N-N, par exemple, chaque émission est indépendante des autres, si bien que la distribution de multiplicité de particules issues de ce processus, est la somme des variables aléatoires associées. Le théorème central limite établit, sous certaines conditions, que la résultante de la somme d'un nombre élevé de variables aléatoires suivant des distributions de probabilité, parentes ou non²⁶,

25. Les fluctuations sur échantillon contenant un unique événement sont nulles, puisqu'il est pris comme référence.

26. Des distributions sont dites parentes, si elles suivent la même loi.

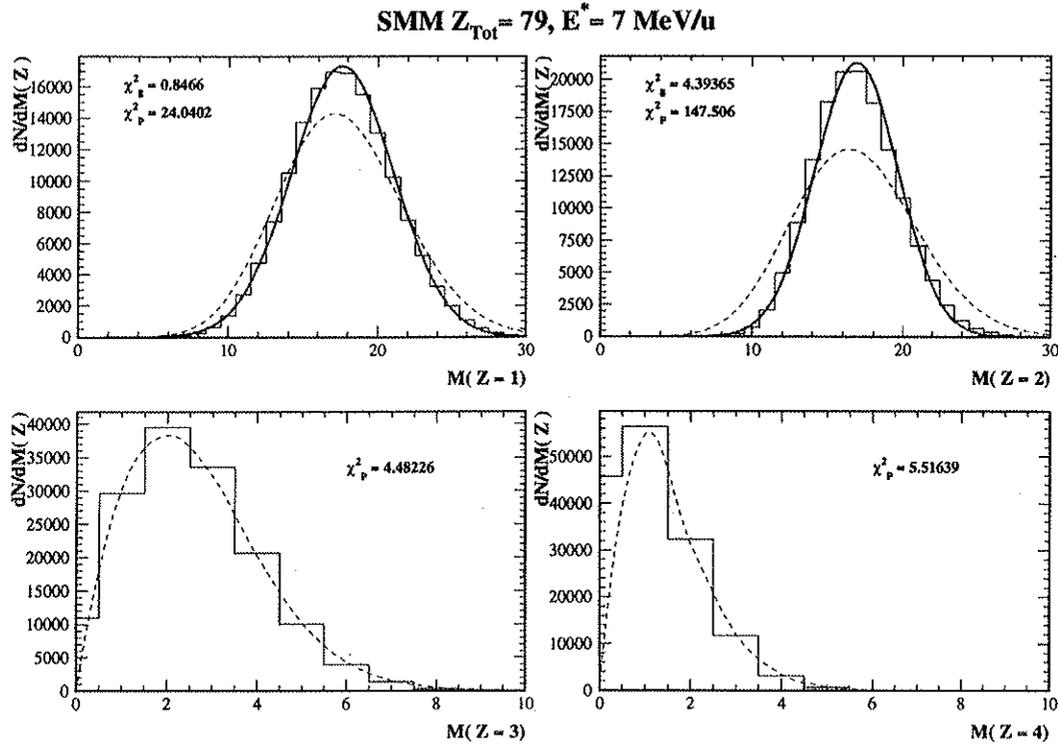


FIG. 4.17 - Distribution de multiplicité des particules de charge donnée $N(Z)$, pour un modèle statistique (SMM), appliqué à une source de charge $Z_{Tot} = 79$ avec une énergie d'excitation de 7 MeV/u . χ^2_g est relatif à l'ajustement gaussien (ligne continue) et χ^2_p à l'ajustement poissonien (ligne en tiret).

tend vers une distribution gaussienne. Cette gaussienne peut être plus étroite qu'une poissonienne de même valeur moyenne. Nous savons en effet que pour des valeurs moyennes relativement grandes ($\langle m \rangle \geq 15$), une distribution poissonienne s'identifie presque à une distribution gaussienne de variance $\sigma = \sqrt{\langle m \rangle}$ [Leo87].

De plus, aux émissions de pré-équilibre peuvent s'ajouter une production d'amas par des phénomènes coopératifs au point critique ou encore des émissions de particules, suite au dépôt d'une énergie interne dans les amas formés. La multiplicité de charge donnée $N(Z)$ est donc la somme de plusieurs variables aléatoires. La superposition de ces processus peut donner lieu à des fluctuations plus étroites qu'une distribution de Poisson de même moyenne.

Soit une distribution gaussienne de valeur moyenne $\langle Z \rangle$ et de variance σ :

$$G(\langle Z \rangle, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x - \langle Z \rangle)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.56)$$

La somme de deux variables aléatoires indépendantes suivant des lois gaussiennes

Z	$\langle N(Z) \rangle$	$\sqrt{\langle N(Z) \rangle}$	σ
1	17.626	4.198	3.475
2	16.907	4.111	2.885
3	2.522	1.588	1.530
4	1.148	1.071	1.037
5	0.928	0.963	0.927
6	0.673	0.821	0.797
Toutes	42.450	6.515	2.492

TAB. 4.5 - Valeurs moyennes $\langle N(Z) \rangle$ et variances σ des multiplicités charge par charge, et de la multiplicité totale (dernière ligne), obtenues dans le cadre d'un modèle statistique (SMM), appliqué à la fragmentation d'un noyau $Z_{Tot} = 79$ avec une énergie d'excitation de 7 MeV/u. La troisième colonne donne l'amplitude des fluctuations d'une distribution poissonnienne de même valeur moyenne.

$G(\langle Z \rangle_1, \sigma_1)$ et $G(\langle Z \rangle_2, \sigma_2)$ est une gaussienne $G(\langle Z \rangle_1 + \langle Z \rangle_2, \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2})$ ²⁷.

Si une variable aléatoire suit une loi gaussienne $G(\langle Z \rangle_1, \sigma_1)$, dont la variance est plus étroite qu'une poissonnienne de même moyenne $\sigma_1 < \sqrt{\langle Z \rangle_1}$, s'ajoute à une variable aléatoire gaussienne, dont les fluctuations sont plus larges qu'une distribution de Poisson de même valeur moyenne $G(\langle Z \rangle_2, \sigma_2)$, avec $\sigma_2 > \sqrt{\langle Z \rangle_2}$, alors nous obtenons une distribution gaussienne pour $N(Z)$, dont la variance peut être inférieure à une distribution poissonnienne de même valeur moyenne si :

$$\sigma_2^2 - \langle Z \rangle_2 < \langle Z \rangle_1 - \sigma_1^2 \quad (4.57)$$

Ceci peut s'appliquer aux collisions centrales de $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{nat}_{50}\text{Sn}$, en considérant que si le nombre de particules de pré-équilibre (PE) émises indépendamment est bien défini et relativement élevé, $N_{PE}(Z)$ s'approchera d'une distribution gaussienne étroite. Les auteurs de la référence [Lac97] ont montré que les distributions de multiplicité $N_{crit}(Z)$ issues d'un phénomène critique en percolation sont quasi-gaussiennes dans les deux premières cases, quelle que soit l'échelle, et légèrement plus larges qu'une poissonnienne de même moyenne. Ceci est donc vrai en particulier pour les multiplicités $N(Z = 1)$ et $N(Z = 2)$. Une loi de probabilité $N_{PE}(Z)$ suffisamment étroite qui s'y superpose peut donc engendrer des fluctuations plus étroites qu'une distribution de Poisson de même valeur moyenne dans la distribution $N_{PE}(Z) + N_{crit}(Z)$ résultant.

Pour l'instant, nous ne savons pas quelles fluctuations adopte le nombre de particules de pré-équilibre. Néanmoins, nous avons montré qu'il est possible que leur présence rende plus étroites les fluctuations des distributions de multiplicité charge

27. Ce résultat s'obtient en calculant la transformée de Fourier inverse du produit des fonctions caractéristiques de chaque variable aléatoire.

Z	25 MeV/u			32 MeV/u		
	$\langle N(Z) \rangle$	$\sqrt{\langle N(Z) \rangle}$	σ	$\langle N(Z) \rangle$	$\sqrt{\langle N(Z) \rangle}$	σ
1	7.63	2.763	2.420	9.00	3.145	2.721
2	6.72	2.593	2.413	8.07	2.841	2.640

Z	39 MeV/u			45 MeV/u			50 MeV/u		
	$\langle N(Z) \rangle$	$\sqrt{\langle N(Z) \rangle}$	σ	$\langle N(Z) \rangle$	$\sqrt{\langle N(Z) \rangle}$	σ	$\langle N(Z) \rangle$	$\sqrt{\langle N(Z) \rangle}$	σ
1	12.15	3.486	2.970	13.83	3.719	3.131	15.32	3.915	3.304
2	9.49	3.080	2.856	10.41	3.227	3.003	11.21	3.348	3.111

TAB. 4.6 - Valeurs moyennes $\langle N(Z) \rangle$ et variances σ des multiplicités charge par charge, et de la multiplicité totale (dernière ligne), obtenues dans les collisions centrales $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{nat}_{50}\text{Sn}$ $H_2(Z = 2) \leq 0.1$. La troisième colonne donne l'amplitude des fluctuations d'une distribution poissonnienne de même valeur moyenne.

par charge. Cet effet pourra être d'autant plus important que leur nombre sera élevé vis-à-vis de celui des amas de même taille, produits par un phénomène critique.

En outre, des désexcitations secondaires peuvent aussi réduire globalement l'amplitude des fluctuations. La figure 4.17 montre les distributions de probabilité charge par charge, issues d'un modèle statistique (SMM, consulter la référence [Sal97] pour les détails), appliqué à une source de charge $Z_{Tot} = 79$ avec une énergie d'excitation de 7 MeV/u. Ce modèle procède au calcul des probabilités des configurations de fragmentation et calcule les désexcitations secondaires. Le tableau 4.5 atteste que les distributions de multiplicité des particules de charge $Z \leq 2$ sont nettement plus étroites que celles de la distribution de Poisson de même moyenne. Cet effet pourrait venir de la superposition d'émissions indépendantes. Des désexcitations secondaires pourraient donc également rendre les distributions de multiplicité plus étroites qu'une poissonnienne, même en présence d'événements de fragmentation critique.

Résultats

Nous avons effectué un calcul multi-résolution du cumulatif factoriel d'ordre 2, K_2 , successivement sur les distributions de charges complètes, puis en imposant un seuil sur la charge des nucléides : $Z \geq 2$ et $Z \geq 3$. Pour un phénomène critique, l'invariance d'échelle concerne l'ensemble de la distribution, mais elle reste valable pour un sous-ensemble de cette distribution.

Cette troncature des distributions de taille des fragments répond à la constatation que les particules de charge $Z \leq 2$ peuvent provenir de divers mécanismes, tels que l'émission de pré-équilibre ou l'émission secondaire par des fragments chauds [Ma97, Mar98]. Or, ces processus ne sont pas auto-similaires. Aussi, le signal brouillé événement par événement, par la présence de ces particules qui ne sont pas issues d'un processus topologique, pourrait resurgir en les ôtant.

Le résultat de cette analyse multi-échelle est montré sur la figure 4.18. Nous constatons que les échelles $\delta = \frac{1}{Z_{Tot}}$ et $\delta = \frac{2}{Z_{Tot}}$ donnent les mêmes valeurs de

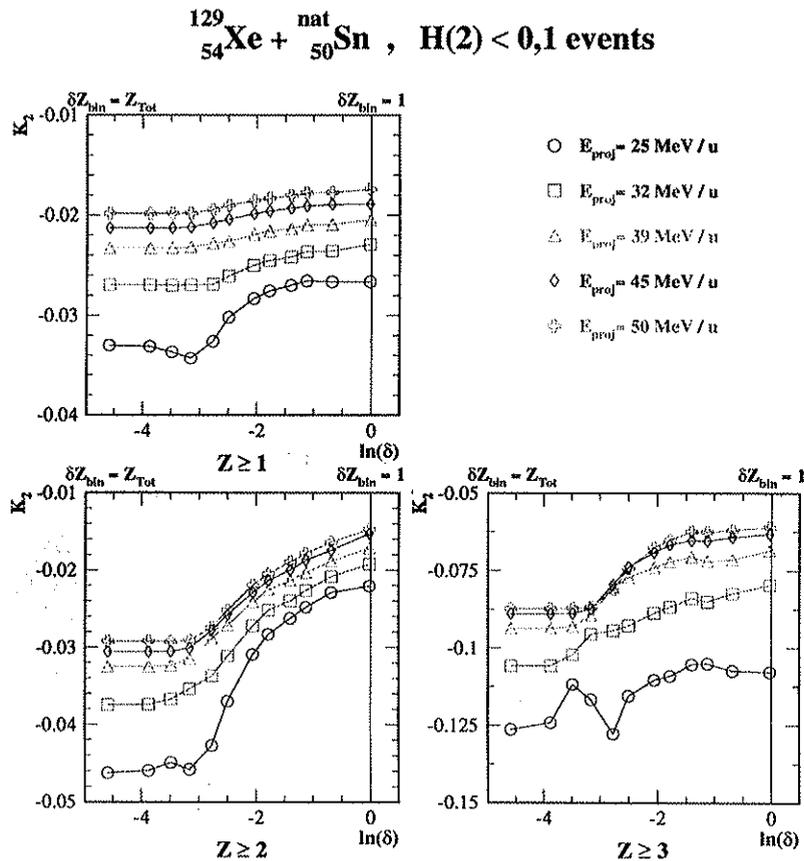


FIG. 4.18 - Résultats d'une analyse multi-résolution des cumulants factoriels d'ordre 2, K_2 , portant sur la totalité de la distribution ($Z \leq 1$), puis en tronquant successivement la distribution de masse aux nucléides de charge $Z \geq 2$ et $Z \geq 3$, ceci pour les diverses énergies de faisceau disponibles pour la réaction $^{129}_{54}\text{Xe} + \text{nat}_{50}\text{Sn}$ et les événements sélectionnés. L'ajustement d'une fonction affine sur les K_2 à 32 MeV/u, donne un $\chi^2 = 4.714 \cdot 10^{-6}$ et une pente $\alpha_2 = 6.58 \cdot 10^{-3}$.

K_2 . Ceci s'explique par le fait que dans les collisions centrales sélectionnées, nous observons rarement des résidus de l'éventuel noyau de fusion incomplète, dont la charge dépasse celle des noyaux initiaux. Ceci est une conséquence de la violence de ces réactions qui donnent probablement lieu à des émissions de pré-équilibre. En outre, il est possible que l'importante énergie transférée dans ce type de collisions dissipe de l'énergie dans les fragments formés, conduisant à des émissions thermiques de particules. Ainsi, le domaine d'échelle pour lequel nous pouvons mener une étude se restreint à $\delta > \frac{2}{Z_{\text{Tot}}}$.

Il apparaît que les fluctuations possèdent une amplitude plus faible qu'une distribution poissonnienne, puisque les cumulants factoriels K_2 sont légèrement inférieurs à zéro. Nous avons montré que cela peut résulter de l'émission de pré-équilibre, si le nombre de ces particules est bien défini, ce qui est probablement le cas dans les collisions centrales sélectionnées.

Comme pour la percolation de lien, la restriction des distributions de taille des fragments à $Z \geq 2$ et $Z \geq 3$ réduit l'amplitude des fluctuations vis-à-vis de celle d'une distribution de Poisson.

Un comportement linéaire du cumulatif factoriel d'ordre 2, K_2 , sur l'ensemble du domaine d'échelles ne se manifeste que dans les distributions de charges restreintes à $Z \geq 3$, issues des collisions mesurées à 32 MeV/u.

L'observation d'une invariance d'échelle dans les distributions de masse des réactions entre ions lourds, uniquement pour $E_{proj} = 32$ MeV/u concorde avec d'autres travaux, observant le signal d'une éventuelle transition de phase à une énergie incidente de 35 MeV/u [Bel96]. Les conditions d'un phénomène critique pourraient donc être atteintes à cette énergie incidente et dans les collisions centrales. Toutefois, il faut émettre des réserves sur la validité du principe des analyses en moment factoriel sur les distributions de masses, qui n'a pas été démontrée de manière certaine.

4.6 Conclusion

L'analogie entre la force de Van der Waals et l'interaction nucléaire suggère l'existence d'une transition de phase de type liquide/gaz dans les noyaux. Ces phénomènes pourraient être observés dans ces systèmes de taille finie, dans la mesure où le cœur des noyaux se comporte comme un morceau de matière nucléaire. La recherche d'une transition de phase dans les noyaux est donc un enjeu essentiel de la physique des collisions d'ions lourds. Ce thème a été l'objet de nombreuses études au cours des dernières années, et reste d'actualité. La manifestation d'une transition de phase apporterait de précieuses informations sur la réalisation d'un tel phénomène dans un système de taille réduite et sur le comportement des noyaux, soumis à des conditions d'excitation extrêmes.

Nous avons rappelé les propriétés des transitions de phase et les spécificités des phénomènes critiques. Leur manifestation est intimement liée à l'interaction entre les constituants du système.

Nous avons insisté sur l'importance des caractéristiques des fluctuations qui apparaissent dans les phénomènes critiques. Leur amplitude est élevée et suit une loi d'échelle :

$$\frac{f(\delta')}{f(\delta)} = \left(\frac{\delta'}{\delta}\right)^{-\alpha} \quad (4.58)$$

où δ désigne l'échelle d'observation, appropriée à la variable f considérée, et α est l'exposant d'échelle.

Nous avons expliqué que les phénomènes critiques apparaissent dans les systèmes composés d'un nombre élevé de constituants, du fait de la divergence de la longueur de corrélation. Toutefois, il est possible qu'une extension de ce phénomène subsiste dans les systèmes de taille réduite. Malgré tout, le point critique y serait *défini de manière moins précise* et serait associé à une *zone*.

Nous avons remarqué que ces systèmes sont affectés par des fluctuations inhérentes à la quantité finie de matière. La référence [Bia86] a proposé d'extraire le caractère auto-similaire des fluctuations par l'intermédiaire des moments factoriels définis par la relation 4.14, dont la particularité est d'ôter un bruit poissonnien aux fluctuations mesurées. La référence [Plo90] a proposé d'étudier la structure des fluctuations dans les distributions de charge des produits de réaction entre ions lourds. Il n'est pas clair que ces distributions constituent l'équivalent d'une *variable de bloc* pertinente pour l'étude de l'invariance d'échelle des fluctuations présentes dans les phénomènes critiques. En particulier, l'amplitude des fluctuations diminue en percolation au point critique, quand la masse du système augmente, ce qui est troublant.

Ceci peut être lié au caractère non uniforme d'une distribution de masse. En particulier, elle adopte une forme en loi de puissance au point critique. Ainsi, les premières cases jouent systématiquement un rôle prédominant.

Il est possible qu'un bruit de nature différente de celui introduit au dénominateur de 4.14 affecte la distribution des particules, puisque les distributions de charge sont soumises à une contrainte sur le nombre total de constituants élémentaires. En toute rigueur, il faudrait en tenir compte dans la normalisation. Cette contrainte est loin d'être triviale à exprimer en fonction du nombre de particules dans les cases i quand $\delta = \frac{Z_{tot}}{N_{case}} \neq 1$.

Nous avons aussi défini plusieurs variables, afin de mettre en évidence des fluctuations de grande amplitude ou de mesurer la forme des distributions de charge [Cam86, Cam88].

Nous avons décrit un modèle mathématique, la percolation, présentant une transition de phase du deuxième ordre. Nous avons testé la validité de nos variables d'analyse sur des simulations de ce système. Ces études nous ont servies à comprendre le comportement des variables, que nous pouvions attendre de la réalisation d'un phénomène critique dans un système de taille réduite.

Nous avons mené des analyses sur les collisions centrales de $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{nat}_{50}\text{Sn}$. Ce système de taille moyenne, favorable à la formation de fragments, possède un large intervalle d'énergie de faisceau, couvrant des énergies disponibles de 6.22 MeV/u à 12.40 MeV/u. La section efficace totale de réaction s'élève à environ 6 barns, quelle que soit l'énergie incidente.

Nous avons basé notre sélection des événements à étudier, sur un critère de sphéricité de la configuration des impulsions des noyaux de charge $Z \geq 2$:

$$H_2(Z \geq 2) \leq 0.1$$

où $H_2(Z \geq 2)$ désigne le moment de Fox/Wolfram.

Nous avons vérifié que la répartition des particules est isotrope, ce qui est compatible avec des collisions centrales ayant donné lieu à la formation d'une source de fusion incomplète. De plus, ces événements comptent parmi ceux qui ont mené au transfert le plus important de l'énergie disponible, vers les degrés de liberté transverses des particules.

Les réactions ainsi sélectionnées sont définies très précisément, en termes de multiplicité et d'énergie transverse, ce qui laisse peu de liberté pour les fluctuations. Les distributions de multiplicité et d'énergie transverse sont des gaussiennes étroites.

Nous avons constaté que l'émission de particules est extrêmement dominée par la présence de particules $Z \leq 2$. Une partie d'entre elles peuvent provenir d'émission de pré-équilibre, notamment par diffusion directes N-N, comme nous l'avons montré dans le chapitre 3. Le nombre de particules de pré-équilibre est maximum dans les collisions centrales, pour lesquelles le recouvrement entre noyaux est maximum. Nous avons montré que la taille moyenne du plus gros fragment évolue de 29 à 14, en passant d'une énergie de faisceau de 25 MeV/u à 50 MeV/u.

Entre ces deux énergies incidentes, le comportement de la taille du plus grand fragment, en fonction des fluctuations de charge sur les autres noyaux, est compatible avec le passage d'une configuration sous-critique à une configuration plus proche de sur-critique. Les fluctuations de distribution de charge sont fortement corrélées à la multiplicité de l'événement et ne présentent pas de maximum absolu. Ceci est probablement lié aux processus d'émission des particules légères, qui peuvent résulter de la désexcitation de fragments, ou de processus hors équilibre, comme nous l'avons montré au chapitre précédent.

Cependant, la topologie de ces fluctuations peut receler le signal d'un phénomène critique. Il semble qu'un signal intermittent apparaisse dans la répartition des charges à 32 MeV/u, lorsque nous prenons soin d'extraire les particules $Z \leq 2$, qui peuvent provenir d'autres processus que le phénomène critique lui-même. Cette observation est tout à fait compatible avec des analyses existantes [Bel96].

Toutefois, la présence d'un signal intermittent n'est pas une preuve univoque, puisqu'il peut apparaître pour des modèles ne présentant pas de phénomène critique [Ela93, Pha97]. Ce signal pourrait être issu de corrélations spurieuses, liées par exemple à la conservation du nombre de particules [DeA92].

La pertinence de l'application des cumulants factoriels à une distribution de charge n'est pas non plus absolument établie.

L'analyse des fluctuations, sur des variables adaptées, devrait pourtant constituer un moyen de signer la présence de phénomènes critiques.

La possibilité de la fragmentation d'un quasi-projectile et d'une quasi-cible peut aussi être envisagée, via des simulations en percolation, sur deux systèmes, dont les multiplicités d'amas seraient cumulées dans un même événement.

Conclusion

Les études que nous avons menées portent sur deux enjeux essentiels des collisions d'ions lourds : la caractérisation de l'émission statistique et hors équilibre, et la manifestation de phénomènes critiques dans un système nucléaire de taille finie.

Nous avons développé ces analyses sur les données mesurées par le multi-détecteur *INDRA* au *GANIL*, en 1993.

Dans le premier chapitre, nous avons présenté les caractéristiques géométriques et techniques d'*INDRA*, en insistant sur leur adaptation aux exigences de la détection, événement par événement, des collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi.

Nous avons exposé la procédure adoptée pour étalonner l'électronique de codage du signal recueilli par chaque chambre à ionisation, chaque détecteur silicium et chaque détecteur étalon. Nous avons calculé des corrections supplémentaires, portant sur les pertes de signal, causées par un défaut de collection des électrons. Cette étape d'étalonnage de l'électronique de codage revêt un caractère essentiel. Elle détermine, en effet, la qualité de l'évaluation de l'énergie déposées par les produits de la réaction, ainsi que celle de l'identification en charge des noyaux. Nous avons implémenté ces résultats pour transformer les données brutes de la campagne de mesure 1994, en données physiques, qui seront l'objet d'analyses ultérieures.

Nous avons calculé les caractéristiques cinématiques et les sections efficaces totales des réactions, de $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ et de $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$.

Nous nous sommes intéressé aux performances de détection d'*INDRA*, afin d'évaluer l'influence des imperfections de détection, sur la quantité d'information recueillie sur les particules issues de l'interaction et de la désexcitation des systèmes formés.

Nous avons montré que les performances de détection du multi-détecteur 4π *INDRA* permettent d'isoler une proportion de 10% à 15% de la section efficace totale de réaction, correspondant à une charge totale détectée supérieure à 80% de la charge du système, et à une impulsion collectée supérieure à 60% de l'impulsion du noyau projectile. Cette proportion d'événements diminue quand l'énergie du faisceau augmente, du fait de la dissociation croissante du système en particules. Ces événements contiennent de l'information sur l'ensemble des produits de la réaction, quelle que soit leur provenance. Nous avons établi que ces événements quasi-complets sont associés principalement à des collisions centrales et mi-centrales.

Nous avons également montré que les événements, dont l'impulsion totale recueillie dépasse 60% de l'impulsion initiale, représentent entre 40% et 50% de la section efficace totale de réaction. Ces événements sont associés à la détection du

résidu du quasi-projectile, mais correspondent à des mesures incomplètes sur les fragments lents, qui résultent de la désexcitation de la quasi-cible. Cette proportion décroît quand l'énergie incidente augmente, du fait du passage de l'angle d'effleurement en-deçà de celui de la première couronne de détection. Nous avons établi que ces événements couvrent l'ensemble des réactions, des collisions périphériques aux collisions centrales.

Nous avons mené une analyse des variables globales pour caractériser l'évolution des propriétés des produits de réactions, en fonction de l'énergie incidente. Ces variables globales révèlent les mécanismes de réaction, les processus d'émission, et de désexcitation.

Nous avons montré, pour un système léger, $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, et pour un système de taille moyenne, $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$, que la multiplicité totale de particules chargées augmente de manière approximativement linéaire, quand l'énergie de faisceau augmente. Dans les deux cas, cette tendance résulte principalement de la contribution des particules de charge $Z \leq 2$. *L'apport d'énergie dans la voie d'entrée se traduit par la dissociation du système en un nombre linéairement croissant de particules $Z \leq 2$.* Des multiplicités totales proches de la charge du système sont atteintes. La section efficace de ces événements de vaporisation croît fortement avec l'énergie incidente [Bac95].

En revanche, le nombre de fragments créés évolue peu. Dans un système léger, le nombre à mi-hauteur de noyaux de charge $Z \geq 3$ produits, est approximativement constant en fonction de l'énergie incidente $M_{Z \geq 3} \approx 2.2$. Dans un système de taille moyenne, la multiplicité à mi-hauteur $M_{Z \geq 3}$ augmente légèrement de 4.7 à 6.8, entre 25 MeV/u et 50 MeV/u. Cependant, en appliquant une échelle de masse entre les deux systèmes, la charge seuil atteint $Z \geq \frac{250}{94}3 \approx 8$, à laquelle correspond une valeur de $M_{Z \geq 8}$, elle aussi indépendante de l'énergie disponible [Met99].

Nous avons étudié l'évolution de l'énergie transverse à l'axe du faisceau, pour évaluer le transfert de l'énergie incidente vers d'autres degrés de liberté. Pour les deux systèmes considérés, nous avons observé que l'énergie transverse totale maximum croît approximativement linéairement, en fonction de l'énergie du faisceau.

Nous avons montré que cette évolution est due à l'énergie transverse maximum des particules $Z \leq 2$, qui emporte une part approximativement constante de l'énergie disponible, pour des énergies incidentes comprises entre 30 MeV/u et 100 MeV/u. Cette proportion est de 60% de $\frac{2}{3}E_{CM}$ pour $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, et de 45% de $\frac{2}{3}E_{CM}$ pour $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$.

Lorsque l'énergie incidente augmente, l'énergie transverse totale est rapidement dominée par la contribution des particules $Z \leq 2$. Pour les deux systèmes, à 32 MeV/u, les énergies transverses maximum des particules $Z \leq 2$ et des noyaux $Z \geq 3$ sont égales. Vers 50 MeV/u, $Max(E_{\perp, Z \leq 2}) \approx 2Max(E_{\perp, Z \geq 3})$. Pour $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$, à 95 MeV/u, $Max(E_{\perp, Z \leq 2}) \approx 3Max(E_{\perp, Z \geq 3})$.

Nous avons prouvé que, entre 30 MeV/u et 50 MeV/u, cette tendance résulte d'une augmentation quasiment linéaire de $M_{Z \leq 2}$ et de la valeur quasi-constante de l'énergie par particule.

Pour les énergies de faisceau supérieures, le léger infléchissement de multiplicité des particules $Z \leq 2$ est compensé par l'augmentation de leur énergie par particule, en fonction de l'énergie incidente.

En revanche, pour ces deux systèmes, nous avons établi, que l'énergie transverse maximum des noyaux $Z \geq 3$ emmène une part décroissante de l'énergie incidente, quand celle-ci passe de 30 MeV/u à 50 MeV/u. Cette tendance résulte de la persistance, entre 30 MeV/u et 100 MeV/u, d'un mécanisme de réaction de type *profondément inélastique*, dominant aux énergies incidentes inférieures à 30 MeV/u. Lors de ce processus, la rotation des deux partenaires autour de leur zone de contact communique une énergie transverse d'autant plus grande que la durée de l'interaction a été plus longue. Ceci est le cas quand la vitesse du noyau projectile décrit. Les résidus du projectile et de la cible emportent, dans cette situation, une contribution prépondérante de l'énergie transverse.

Plus précisément, $E_{\perp Z \geq 3}$ emporte une énergie transverse absolue maximum constante. Elle s'élève à environ 300 MeV, pour ${}^{36}_{18}\text{Ar} + {}^{58}_{28}\text{Ni}$, et à 600 MeV pour ${}^{129}_{54}\text{Xe} + {}^{nat}_{50}\text{Sn}$. Au delà de 50 MeV/u, pour ${}^{36}_{18}\text{Ar} + {}^{58}_{28}\text{Ni}$, la part de l'énergie disponible acquise par les noyaux $Z \geq 3$ reste presque constante. Ceci peut s'interpréter comme le résultat d'une énergie transverse des résidus des noyaux incidents qui évolue peu, du fait de la disparition des réactions *profondément inélastique*. Dans ce cas, $E_{\perp Z \geq 3}$ devient dominée par l'émission de fragments, ce qui expliquerait le comportement analogue de $E_{\perp Z \geq 3}$ à celui de $E_{\perp Z \leq 2}$, dans ce domaine d'énergie.

En résumé, entre 32 MeV/u et 95 MeV/u, *l'énergie disponible croissante est donc essentiellement transmise aux particules $Z \leq 2$* . Cette constatation nous a amené à nous interroger sur la nature des processus d'émission de particules de charge $Z \leq 2$.

Nous avons observé que l'ensemble des réactions présente un caractère binaire, puisque des fragments et des particules s'accumulent autour de la vitesse parallèle au faisceau du noyau projectile et de celle du noyau cible. Toutefois, des noyaux légers sont distribués continûment entre ces deux valeurs. Nous avons suggéré que les distributions de vitesse des nucléides sur l'axe du faisceau $v = \frac{v_z}{v_{proj}}$ permettraient de les attribuer à des sources d'émission, localisées dans l'espace des vitesses parallèles.

Nous avons choisi d'analyser l'évolution des réactions sur toute la gamme en paramètre d'impact. Seule l'étude de la désexcitation du résidu du quasi-projectile nous permet une telle variété de collisions, tout en conservant une information quasi-complète sur les produits de réaction concernés.

Nous nous sommes donc appuyés sur la détection des produits de réaction en coïncidence avec un résidu du quasi-projectile de charge donnée. Afin d'identifier précisément le résidu du quasi-projectile, nous avons considéré le plus grand fragment pour lequel $v_z \geq 0.8$. Nous avons prouvé que cette procédure est efficace, même si sa sélectivité s'amointrit pour les faibles charges de résidus du quasi-projectile, $Z_{QPR} \leq \frac{1}{3}Z_{proj}$, et les faibles énergies incidentes.

À partir de ces événements, nous avons mis en évidence que les modes de désexcitation du quasi-projectile évoluent de l'évaporation de particules légères, à sa casure. Des réactions de capture (*pick-up*) apparaissent également.

Nous avons prouvé que la charge du résidu du quasi-projectile est fortement corrélée au paramètre d'impact, estimé précédemment à partir de l'énergie transverse des particules $Z \leq 2$. Cependant, la diversité des configurations finales augmente, lorsque l'énergie d'excitation croît.

Nous avons constaté que la vitesse des résidus du quasi-projectile reste proche de celle du noyau projectile. Toutefois, le résidu du quasi-projectile est d'autant plus ralenti que sa charge est plus faible. De plus, la forme de sa distribution en vitesse favorise les plus faibles valeurs de v_z , quand sa charge diminue. Ceci s'interprète comme un transfert d'impulsion plus efficace quand le paramètre d'impact diminue. La distr de vitesse devient aussi asymétrique, pour les faibles charges de résidu du quasi-projectile, selon les énergies incidentes.

Nous avons déterminé la section efficace de production des résidus du quasi-projectile en fonction de leur charge. Nous avons montré qu'elle est indépendante de l'énergie incidente. *Ceci évoque un mécanisme de production dominé par le caractère géométrique du recouvrement entre noyaux.* Cette observation est compatible avec la dépendance entre la charge du résidu du quasi-projectile et notre échelle de paramètre d'impact.

Nous avons calculé la section efficace associée à une émission thermique, afin de caractériser les sources d'émission quasi-projectile et quasi-cible, et de les extraire des distributions en vitesse, en vue d'identifier les caractéristiques d'éventuelles composantes d'émission dynamique.

L'énergie transverse est une grandeur invariante par translation le long de l'axe du faisceau, nous pouvons donc comparer les énergies transverses moyennes des particules en fonction de leur vitesse parallèle. Nous avons donc également calculé l'énergie transverse par particule associée, en fonction de v_z : $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$. Elle est directement reliée à la température de la source.

Nous avons remarqué que ces deux quantités jouent des rôles complémentaires. $\frac{d\sigma}{dv_z}$ informe principalement sur l'intensité des sources, alors que $\langle E_{\perp}(v_z) \rangle$ détermine essentiellement la température des sources.

Nous nous sommes consacrés à l'étude des caractéristiques des particules légères émises en coïncidence avec un résidu du quasi-projectile de charge fixée. Nous avons mis en évidence une vive augmentation de l'énergie transverse moyenne des isotopes dans le domaine des v_z proches de la vitesse du centre de masse ou de la vitesse nucléon-nucléon. Ceci ne peut pas s'expliquer par la simple présence d'une source quasi-projectile et d'une source quasi-cible, mais nécessite une source à vitesse intermédiaire entre celle du quasi-projectile et celle de la quasi-cible. Nous avons alors mis en place une procédure d'ajustement des paramètres de trois sources d'émission thermique, sur les distributions de v_z , isotope par isotope. Les deux premières correspondent à une émission thermique de surface par un quasi-projectile excité, et par une quasi-cible excitée. La troisième est une émission thermique de volume, qui modélise, soit des diffusions directes nucléon-nucléon, soit une émission par la zone de recouvrement des noyaux, soit une émission par la zone de recouvrement des noyaux, associée à la formation d'une source excitée, à l'image du modèle participant-

spectateurs utilisé à plus haute énergie de faisceau [Bor93]. Nous avons corrigé les fonctionnelles des principales pertes, liées à l'efficacité géométrique et des valeurs de l'énergie d'arrêt maximum des détecteurs, qui limitent l'extension des énergies mesurées.

Les résultats, que nous avons obtenus, permettent de reproduire tant les distributions de vitesse parallèle des ^1H , que leur énergie transverse moyenne en fonction de v_z .

Nous avons ainsi établi que la dissipation d'énergie dans le quasi-projectile et la quasi-cible a été d'autant plus élevée que la charge finale du résidu du quasi-projectile est plus faible. Ceci est cohérent avec la diminution du paramètre d'impact qui y est associée. Les températures observées, à charge de résidu du quasi-projectile fixée, sont quasiment constantes, quand l'énergie incidente augmente. Ceci indique que l'énergie supplémentaire dans la voie d'entrée n'est pas dissipée dans les noyaux, mais est transférée à d'autres degrés de liberté.

La "température apparente" de la source intermédiaire s'avère beaucoup plus élevée, que celle du quasi-projectile et de la quasi-cible. Elle est proche de l'énergie disponible N-N. Elle augmente légèrement avec le paramètre d'impact, mais croît vivement avec l'énergie disponible. Ceci est compatible avec des collisions N-N ou avec un modèle participant-spectateurs.

Nous avons montré que ces trois contributions ne peuvent pas expliquer complètement l'émission des ^4He . Des composantes supplémentaires apparaissent à l'arrière du quasi-projectile et à l'avant de la quasi-cible. Nous avons proposé d'expliquer la présence de ce surplus de particules par des diffusions N- ^4He et ^4He -N. La sous-structure en ^4He des noyaux apparaît dans divers phénomènes, et dans les calculs Hartree-Fock-Bogoliubov [Sak84].

Les résultats, obtenus avec ce modèle, concordent avec les mesures et les "températures apparentes" des sources modélisées, correspondent aux énergies disponibles pour des diffusions N- ^4He .

Nos résultats, nous ont permis de reconstruire le quasi-projectile et d'estimer le nombre de particules émises par chaque source.

Nous avons proposé d'autres analyses pour confirmer ces résultats très encourageant.

Le deuxième thème d'étude abordé est consacré à la recherche de phénomènes critiques dans les collisions centrales d'un système de taille moyenne, $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{nat}_{50}\text{Sn}$. La méthode adoptée repose sur une analyse en corrélations qui utilisent pleinement la potentialité des mesures événement par événement d'INDRA.

Les caractéristiques de l'interaction effective nucléon-nucléon, analogues à l'interaction de Van der Waals, suggèrent la manifestation d'une transition de phase de type liquide/gaz dans un système infini de nucléons. Toutefois, l'existence de tels phénomènes reste à prouver pour un système de taille finie.

Le diagramme de phase d'une telle équation d'état possède un point critique. Un phénomène critique se caractérise par des fluctuations de grande amplitude, qui suivent une invariance d'échelle.

Les cumulants factoriels [Bia86, Lac97] sont des variables permettant de calculer ces fluctuations. L'évolution linéaire des cumulants factoriels en fonction du logarithme de l'échelle d'observation est qualifiée d'intermittence et montre un comportement auto-similaire des fluctuations.

Les auteurs des références [Plo90, Plo91] ont proposé de mettre en évidence une telle structure des fluctuations, dans les distributions de masse des fragments, qui sont des grandeurs accessibles à la mesure.

Nous avons réalisé la sélection des collisions centrales en appliquant un critère d'isotropie, sur les distributions en impulsion des noyaux $Z \geq 2$. Ce critère permet d'écarter efficacement les réactions périphériques à 25 MeV/u, qui auraient été conservées par un seuil en énergie transverse.

Les événements retenus comptent parmi les plus dissipatifs. Les distributions d'énergie transverse, associées à ces événements, sont gaussiennes et étroites et montrent que l'énergie transférée dans ces réactions est bien définie.

Les distributions de multiplicité sont gaussiennes et étroites. Les produits de réaction sont dominés par la présence de particules $Z \leq 2$.

L'analyse multi-échelle des cumulants factoriels ne montre pas d'intermittence, lorsque l'analyse porte sur l'ensemble des particules de l'événement. Or, nous avons prouvé précédemment que de nombreuses particules de charge $Z \leq 2$ sont émises par d'autres processus que par la manifestation d'une transition de phase : émission de pré-équilibre, diffusions N-N ou N-⁴He, ou encore évaporation par des fragments chauds. Ces particules sont susceptibles de brouiller les corrélations présentes événement par événement. Nous avons calculé l'influence de l'addition d'une variable aléatoire gaussienne, rendant compte du nombre de particules de pré-équilibre, à une variable aléatoire gaussienne plus large qu'une poissonienne. Nous avons montré qu'il est possible que l'émission de pré-équilibre rende les fluctuations légèrement plus étroites qu'une distribution de Poisson, ce qui est le cas des distributions de charge des événements retenus.

Nous avons donc proposé de restreindre le calcul des cumulants factoriels aux noyaux de charge $Z \geq 3$. Il semble qu'un comportement intermittent apparaisse dans la distribution de charge des noyaux $Z \geq 3$, uniquement pour une énergie incidente de 32 MeV/u. Ceci suggère la présence d'événements critiques parmi les collisions centrales observées à cette énergie de faisceau. Ceci donne une indication sur le seuil d'énergie permettant d'induire une transition de phase au point critique. Il est compatible avec des analyses existantes [Bel96]. Il reste à caractériser ces réactions en terme de compression et d'énergie d'excitation.

Toutefois, la liaison bi-univoque entre un comportement auto-similaire des fluctuations dans une distribution de masse et une transition de phase au point critique, n'est pas définitivement établie [Cam95, Pha97]. Il reste donc à mettre en évidence d'autres indications, sur la réalisation de phénomènes critiques dans cet échantillon de réactions, afin de confirmer cette observation.

Un scénario tenant compte de la présence de deux sources dans les collisions centrales doit aussi être examiné. Dans l'idéal, il faudrait aussi pouvoir relier la

penne des cumulants factoriels aux caractéristiques physiques nucléaires.

L'analyse des fluctuations reste une voie susceptible de fournir des indications sur la manifestation de phénomène critique dans les noyaux.

D'autres analyse en corrélations pour mettre en évidence une transition de phase peuvent aussi être menées [Cho99].

Annexe A

Le *GANIL*

Nous rappelons ici quelques caractéristiques de l'installation du *GANIL*, qui a fourni les faisceaux des trois premières campagnes de mesures d'*INDRA*.

Les capacités de production de faisceaux du *GANIL* se sont élargies aux noyaux de structure exotique, avec la réalisation du projet *SPIRAL*.

1.1 Production de faisceaux

L'ionisation primaire des atomes est réalisée dans une source ECR¹ par résonance cyclotronique électronique. Ce procédé consiste à accélérer les électrons d'un plasma dense en l'excitant avec une onde électromagnétique de haute fréquence.

Initialement, les électrons arrachés aux noyaux par collisions avec des atomes ou avec d'autres électrons ont une énergie cinétique qui s'élève à quelques dizaines d'électron-Volts seulement. Le principe d'une source ECR consiste à injecter dans la cavité une onde de haute fréquence correspondant à la pulsation plasma des électrons. Ainsi, elle peut leur transmettre en phase une énergie cinétique supplémentaire dans une direction perpendiculaire aux lignes du champ magnétique de confinement du plasma. Cet effet accélérateur n'est obtenu que de manière stochastique sur les électrons libres présents dans le milieu. Dans un cas favorable, il en résulte des électrons de quelques milliers d'électron-Volts, lesquels peuvent à leur tour ioniser fortement d'autres atomes par diffusion inélastique.

Ces électrons d'énergie élevée sont indispensables à l'obtention de hauts états de charge, puisque par exemple, le passage de l'ion ^{17+}Ar à l'ion ^{18+}Ar nécessite une collision avec un électron d'énergie 4.2 KeV au minimum. Les atomes sont ainsi ionisés successivement par répétition de ces processus jusqu'à atteindre les charges différentielles maximum.

Les ions ainsi produits sont alors extraits avec quelques dizaines de keV de la source vers un petit cyclotron (C0 ou C1), dont le rôle est d'accélérer le faisceau jusqu'à une énergie de 10 MeV environ, afin d'épélucher les atomes résiduels par

1. Acronyme anglais de Electron Cyclotron Resonance

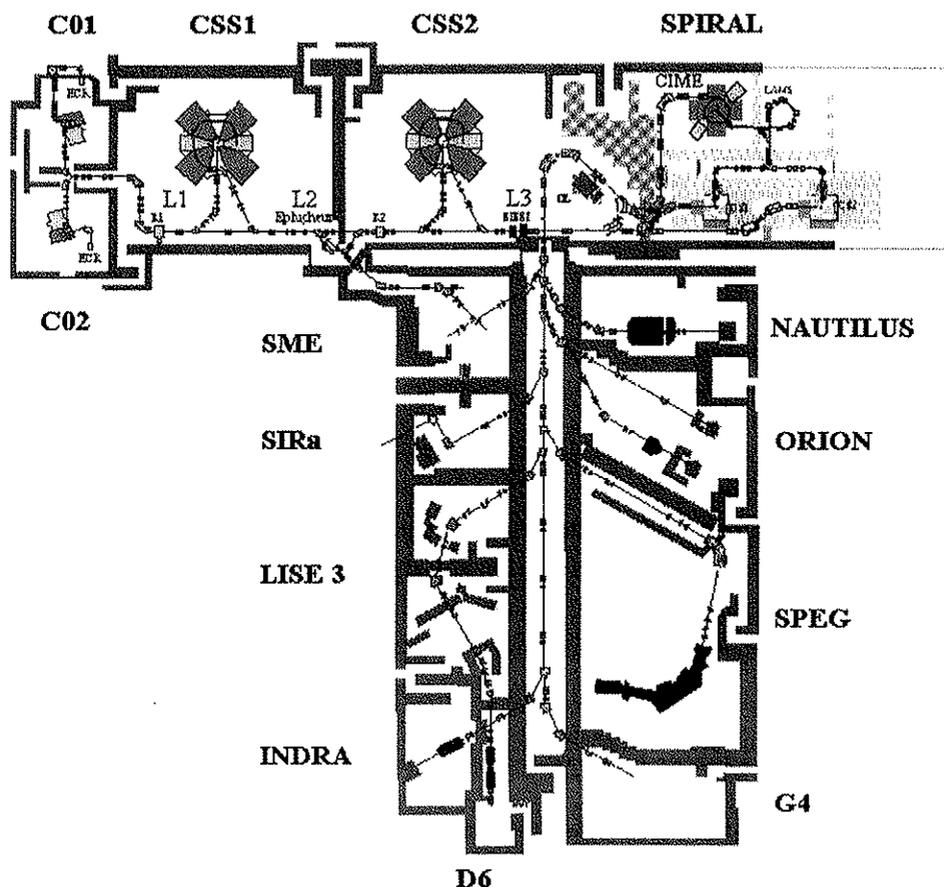


FIG. A.1 - Le GANIL : les sources d'ions, les cyclotrons, la ligne de transport vers les diverses salles d'expériences et le projet SPIRAL, de production de faisceaux de noyaux exotiques.

traversée d'une feuille de ^{12}C . Les noyaux sont alors dirigés vers le premier cyclotron à quatre secteurs séparés du GANIL (CSS1) où ils sont accélérés 4 fois par révolution.

1.2 Caractéristiques des faisceaux

Diverses énergies de faisceau sont disponibles selon les états de charge des ions et selon les réglages choisis pour chacun des deux cyclotrons CSS1 et CSS2 du GANIL. D'autre part, plusieurs énergies incidentes peuvent être obtenues à partir du même faisceau primaire en interposant une feuille de carbone ^{12}C sur la trajectoire du faisceau, à la sortie du cyclotron CSS2. Grâce à ce procédé, l'énergie du faisceau initial est d'autant plus abaissée que son parcours dans le milieu ralentisseur est d'autant plus long. Des énergies incidentes décroissantes sont ainsi obtenues en diminuant l'inclinaison de l'écran ralentisseur vis-à-vis de la direction du faisceau. Ce type de procédure permet de raccourcir le temps de mise au point séparant une série

d'énergies faisceaux. Le faisceau est à ce niveau caractérisé par des émittances horizontale et verticale inférieures à 5π mm.mrad. L'énergie du faisceau, après traversée du ralentisseur, est mesurée avec une très bonne précision relative en sortie du spectromètre ALPHA, grâce à une sélection en rigidité magnétique. La largeur relative à mi-hauteur de la distribution d'énergie s'élève en effet à $\frac{\Delta E}{E} < 10^{-3}$. Le spectromètre sélecteur injecte alors le faisceau vers la ligne finale (dénommée arête de poisson) du *GANIL*, dont le rôle est d'acheminer le faisceau vers les diverses aires expérimentales illustrées sur la figure A.1. Elle assure aussi la focalisation correcte du faisceau sur la cible par optique magnétique. Ceci est particulièrement important pour préserver la symétrie de révolution des détecteurs et pour connaître précisément le point objet des réactions analysées par un spectromètre.

Les faisceaux délivrés par le *GANIL* sont pulsés. Leurs intensités s'élèvent à environ 0.5 nAe. Le paquet d'ions est délivré pendant pour une durée inférieure à 1 ns, puisque la largeur à mi-hauteur de la distribution en temps vaut $\frac{\Delta t}{t} \leq 0.5$.

Annexe B

Variables globales

Les variables globales sont des indicateurs réduits de la configuration finale de la réaction. Leur intérêt est donc de résumer un événement à un seul chiffre, dont la signification dépend de la grandeur étudiée. Les variables globales peuvent être des sommes sur les quantités individuelles, des moyennes, une information sur le plus grand fragment *etc.* . . .

Certaines variables globales permettent de sélectionner les événements correctement détectés, lorsqu'elles portent sur la quantité d'information recueillie (P_{Tot} ou Z_{Tot}).

Les variables globales jouent un rôle essentiel dans l'étude des collisions d'ions lourds, puisqu'elles permettent de rassembler *a posteriori* les réactions, qui présentant une configuration finale déterminée, ont probablement été soumises aux même processus. Ces ensembles cohérents d'événements contiennent alors des informations pertinentes sur les conditions de réalisation de certains phénomènes.

Les variables globales, que nous présentons ici, permettent de discriminer les formes des répartitions des particules dans l'espace des impulsions. Nombre d'entre elles ont été introduites, dans les analyses des collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi, par J.F. Lecolley [Lec96].

2.1 Analyse tensorielle

L'analyse tensorielle est basée sur la construction d'un tenseur caractéristique de la répartition des particules dans l'espace des impulsions [Cug83]. Les composantes du tenseur sur les axes α et β avec $\alpha, \beta \in \{x, y, z\}$ sont définies par la relation :

$$c_{\alpha\beta} = \sum_{i=1}^M \omega_i p_{\alpha,i} p_{\beta,i} \quad (\text{B.1})$$

où M est la multiplicité des particules prises en compte et $p_{\alpha,i}$ $p_{\beta,i}$, les composantes sur les axes α et β de leur impulsion, exprimée dans le centre de masse du système, afin de prendre comme référence un système de fusion complète.

Cette somme peut être restreinte aux noyaux de charge $Z \geq 3$, du fait de la diversité de mécanismes pouvant donner lieu à l'émission de particules de charge $Z \leq 2$ (pré-équilibre, émission statistique).

Diverses pondérations ω_i , adoptées dans chaque élément de matrice, permettent de choisir l'importance des contributions des diverses particules, selon leur masse ou leur vitesse, en modifiant de manière appropriée les longueurs relatives entre les vecteurs colinéaires aux impulsions $\omega_i \vec{p}_i$.

Les dimensions associées aux différents tenseurs sont :

$$\begin{aligned} \omega_i &= 1 \\ \omega_i &= \frac{1}{2m_i} && \text{le tenseur a la dimension d'une énergie} \\ \omega_i &= \frac{1}{p_i} && \text{le tenseur a la dimension d'une impulsion} \\ \omega_i &= \frac{1}{p_i^2} && \text{le tenseur est sans dimension} \end{aligned}$$

La diagonalisation du tenseur choisi fournit trois valeurs propres, désignées par λ_i avec $i \in \{1, 2, 3\}$, et leurs vecteurs propres associés \vec{e}_i . Les vecteurs propres donnent les directions des axes de l'ellipsoïde et leur valeur propre associée la longueur de chaque axe. La forme de la répartition des vecteurs, sur lesquels est construit le tenseur, est donc résumée par neuf scalaires. Par convention, les valeurs propres sont ordonnées tel que $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$. La direction portant le vecteur \vec{e}_3 correspond donc à l'axe principal de l'ellipsoïde. En outre, nous pouvons normer les valeurs propres de telle manière que $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$, ce qui permet de tracer des diagrammes de corrélations de Dalitz¹.

Une émission isotrope dans l'unité choisie pour le tenseur se traduit par des axes de l'ellipsoïde d'égales longueur : $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = \frac{1}{3}$.

Une configuration axiale correspond à un axe très fortement privilégié : $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$ et $\lambda_3 = 1$.

Une répartition en disque des particules se manifeste pour un triplet : $\lambda_1 = 0$ et $\lambda_2 = \lambda_3 = \frac{1}{2}$. D'une manière plus générale, une émission préférentiellement planaire se manifeste par $\lambda_1 \approx 0$. Cet effet peut apparaître sous l'influence d'un mouvement de rotation par exemple.

2.1.1 Angle de l'ellipsoïde

Par définition, nous désignons l'angle séparant l'axe du faisceau \vec{z} et le grand axe de l'ellipsoïde \vec{e}_3 , comme l'*angle de l'ellipsoïde* θ_{ell} . Il est aussi appelé *angle de flot*.

Les faibles valeurs de θ_{ell} peuvent être interprétées comme des configurations conservant la mémoire de la voie d'entrée.

1. Le principe de cette représentation repose sur le fait que la somme des distances, d'un point intérieur à un triangle équilatéral, à ses projections orthogonales sur les côtés du triangle, est constante et vaut la longueur d'une hauteur. La position relative aux sommets permet de visualiser la répartition des valeurs de λ_i avec $i \in \{1, 2, 3\}$.

Les grandes valeurs de θ_{ell} peuvent, quant à elles, être associées à des réactions ayant occasionné une rotation importante du système, typique des transferts très inélastiques.

Une source unique équilibrée est supposée engendrer autant d'événements, quel que soit l'angle de l'ellipsoïde.

2.1.2 Sphéricité

La sphéricité est définie par la relation :

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3) = \frac{3}{2}(1 - \lambda_1) \quad (\text{B.2})$$

Avec cette normalisation, la sphéricité varie dans l'intervalle $[0, 1]$.

2.1.3 Coplanarité

La coplanarité dérive également de l'analyse tensorielle. Elle est définie par la relation :

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

La coplanarité varie dans l'intervalle $[0, \frac{\sqrt{3}}{4}]$.

2.1.4 Aplanarité

L'aplanarité est définie selon :

$$A = \frac{3}{2}\lambda_1 \quad (\text{B.4})$$

L'aplanarité évolue dans l'intervalle $[0, 0.5]$.

2.1.5 Configurations particulières

Une répartition isotrope des noyaux se traduit par une forme sphérique: $S = 1$ et $C = 0$. Ceci peut être interprété comme la signature de la formation d'une source unique équilibrée.

Une configuration axiale donne: $S = 0$ et $C = 0$. Ce type de répartition des produits de réaction est interprété comme présentant une caractère binaire marqué, mais pouvant être accompagné d'une émission de particules à vitesses intermédiaires.

Une configuration en forme de disque donne: $S = \frac{3}{4}$ et $C = \frac{\sqrt{3}}{4}$. Une telle forme peut être associée à un effet de moment angulaire privilégiant un plan d'émission.

Ces configuration particulières sont localisées sur la figure B.1.

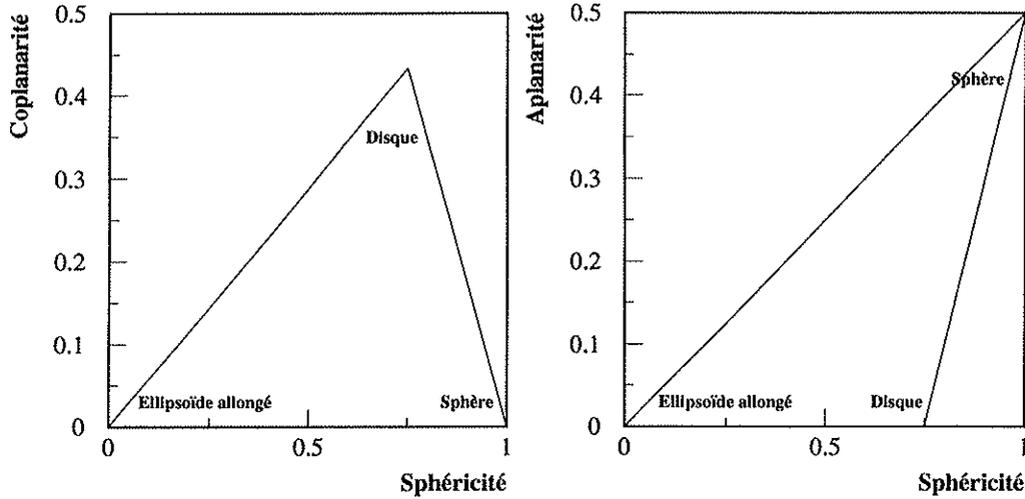


FIG. B.1 - Localisation de quelques configurations particulières dans l'espace sphéricité-coplanarité (à gauche) et dans le plan sphéricité-aplanarité (à droite).

2.1.6 Rafinements

Des raffinements ont été proposés pour minimiser les effets de jacobiens. Ceci a conduit à définir les variables :

$$S' = 3(\lambda_1 \lambda_2 + \lambda_1 \lambda_3 + \lambda_2 \lambda_3) \quad (\text{B.5})$$

$$C' = 27\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \quad (\text{B.6})$$

2.2 Rapport d'isotropie

Le rapport d'isotropie est défini par la relation :

$$R_{iso} = \frac{2 \sum_1^{M_{Tot}} |p_{\perp,i}|}{\pi \sum_1^{M_{Tot}} |p_{i,z}|} \quad (\text{B.7})$$

où \vec{p}_i est l'impulsion de la particule chargée i , dont $p_{\perp,i}$ est sa composante perpendiculaire à l'axe du faisceau et $p_{z,i}$ sa composante parallèle au faisceau. L'impulsion est ici exprimée dans le centre de masse du système.

Cette variable globale est normalisée afin d'obtenir $R_{iso} \approx 1$ pour des distributions de vitesses isotropes. Une répartition axiale des particules se traduit par une valeur $R_{iso} \approx 0$. Enfin, des configurations cinématiques orientées de manière privilégier dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau fournissent $R_{iso} \gg 1$.

Le rapport d'isotropie n'est pas invariant par rotation.

Afin d'écartier des particules pouvant provenir d'émission hors équilibre, qui ne sont pas représentatives de la forme du système intermédiaire, la somme peut être restreinte aux noyaux de charge $Z \geq 3$.

2.3 Moment de Fox et Wolfram

Le moment de Fox et Wolfram d'ordre k , h_k [Fox78] est également un *indicateur* de la forme, dans l'espace des impulsions, de la configuration finale des particules issues d'une réaction nucléaire. Il se calcule par décomposition sur la base des polynômes de Legendre, $P_{L,k}$, $k \geq 0$. Nous le calculons dans le centre de masse théorique de la réaction, afin de prendre comme référence une source de fusion complète :

$$h_k \hat{=} \sum_{i \neq j} \frac{\|\vec{p}_i\| \|\vec{p}_j\|}{T_{CM}^2} P_{L,k}(\cos \theta_{ij}) \quad (\text{B.8})$$

où les impulsions \vec{p}_i et \vec{p}_j des particules i et j sont définies dans le centre de masse du système, θ_{ij} est l'angle relatif entre ces impulsions et T_{CM} est l'énergie cinétique dans le centre de masse du système, dont l'expression est donnée par 2.6.

Les moments de Fox et Wolfram peuvent être normalisés au moment d'ordre zéro. Leurs valeurs appartiennent dans ce cas à l'intervalle :

$$H_k = \frac{h_k}{h_0} \in [0, 1] \quad (\text{B.9})$$

Le moment de Fox et Wolfram renormalisé d'ordre deux H_2 prend des valeurs remarquables selon la distribution des particules dans l'espace des impulsions. Dans le cas d'une répartition parfaitement sphérique des nucléides présents dans la voie de sortie, $H_2 = 0^2$. À l'opposé, la présence de particules selon une direction privilégiée de l'espace des impulsions conduit à une valeur de H_2 proche de un. Cette variable globale est bien sûr altérée par le nombre fini de nucléides sur lesquels elle porte, qui tend à instaurer un déséquilibre entre les directions des particules présentes. Néanmoins, ce biais s'amenuise dans les collisions correspondant aux multiplicités les plus élevées, associées aux collisions les plus frontales.

2.4 Reconnaissance de source

Le *thrust* [?, Cug83] est une variable destinée à identifier des directions privilégiées. Dans le cas de n sources d'émission, la procédure de reconnaissance des jets consiste à maximiser T_n , en calculant toutes les partitions de particules C_k , $k \in \{1, \dots, n\}$. Le thrust à k vertex est défini par :

$$T_k = \frac{\sum_{i=1}^k |\sum_{j \in C_i} \vec{p}_j|}{\sum_{j \in C_1 \cup \dots \cup C_k} |\vec{p}_j|} \quad (\text{B.10})$$

où les impulsions \vec{p}_j des particules sont définies dans le centre de masse du système, et les C_i sont les k sous-ensembles de la configuration courante.

2. Plus généralement, $\forall k \geq 1$, $H_k = 0$

Les configurations binaires sont identifiées par l'intermédiaire de $T_2 \in [0, 1]$. Une configuration idéalement isotrope autour d'un vertex donne $T_2 = \frac{1}{2}$. La présence de deux jets se traduit par $T_2 = 1$. Enfin, une configuration en disque des impulsions fournit $T_2 = \frac{2}{\pi}$.

Comme pour les autres variables globales analysant la forme des répartitions des impulsions, le thrust est sensible au nombre fini de particules [Met95]. En outre, par recouvrement, deux sources distinctes aboutissent à $T_2 < 1$.

Bibliographie

- [Abe96] Abe (Y.), Ayik (S.), Reinhard (P. G.) et Suraud (E.). – On stochastic approaches of nuclear dynamics. *Phys. Rep.*, vol. 275, 1996, pp. 49–196.
- [Alb85] Albergo (S.), Costa (S.), Costanzo (E.) et Rubbino (A.). – Temperature and free-nucleon densities of nuclear matter exploding into light clusters in heavy ion collisions. *Nuovo Cimento A*, vol. 89, n° 1, 1985, p. 1.
- [Abr70] Abramowitz (M.) et Stegun (I.A.). – *Handbook of mathematical functions*. – New-York, Dover, 1970, 9^e édition.
- [Aich91] Aichelin (J.). – *Phys. Rep.*, vol. 202, 1991, p. 233.
- [Aie95] Aiello (S.) et al. – *Nucl. Phys. A*, vol. 583, 1995, p. 461.
- [Ala75] Alard (J.P.) et al. – Light fragments production in p-nucleus interactions at 600 MeV/u. Astrophysical applications. *Nuovo Cimento A*, vol. 30, 1975, p. 320.
- [Ale82] Alexander (J.M.), Guerreau (D.) et Vaz (L.C.). – Evaporation barriers for ^4He indicate very extended forms for many nuclei. *Z. Phys. A*, vol. 305, 1982, p. 313.
- [Bac95] Bacri (Ch.O.), Borderie (B.), Charvet (J.L.), Cussol (D.), Dayras (R.), Lopez (O.), Ouatizerga (A.), Rivet (M.F.) et al. – Onset of vaporization for $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ system. *Phys. Lett. B*, vol. 353, 1995, p. 27.
- [Bac96] Bacri (Ch.O.) et collaborateurs. – Search for coulomb-induced multi-fragmentation in the reaction $^{155}_{64}\text{Gd} + ^{238}_{92}\text{U}$ at 38 MeV/u. *Dans: Proceedings XXXIVth International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio*, p. 46. – 1996.
- [Bak88] Bak (P.), Tang (C.) et Wiesenfeld (K.). – Self-organised criticality. *Phys. Rev. A*, vol. 38, 1988, p. 364.
- [Bal92] Balian (R.). – *From microphysics to macrophysics (2 tomes)*. – Berlin, Springer-Verlag, 1992, 1^{ère} édition.

- [Ban85] Ban-Hao (SA) et Gross (D.H.E.). – Finite-size effects and statistical approach to nuclear fragmentation processes: Monte carlo simulation. *Nucl. Phys. A*, vol. 437, 1985, p. 643.
- [BCP99] Blaizot (J.P.), Campi (X.) et Ploszajczak (M.) (édité par). – *Nuclear matter in different phase and transitions*. – Kluwer Academic Publishers, 1999. Compte rendu de conférence, Les Houches 31 mars-10 avril.
- [Bel96] Belkacem (M.) et al. – Searching for the nuclear liquid - gas phase transition in Au + Au collisions at 35 MeV/u. *Phys. Rev. C*, vol. 54, 1996, p. 2435.
- [Ben95] Benlliure (J.). – *Recherche d'un comportement critique dans la fragmentation du projectile dans la réaction Xe sur Sn à 50 MeV/u*. – Thèse de Doctorat, Université de Valence, Espagne, 1995.
- [Ber76] Bersbach (A.J.) et al. – *Phys. Rev. D*, vol. 13, 1976, p. 535.
- [Ber83] Bertsch (G.F.) et Siemens (Ph.). – Nuclear fragmentation. *Phys. Lett. B*, vol. 126, 1983, p. 9.
- [Ber85] Berger (J-F.). – *Approches microscopiques auto-consistantes des processus nucléaires collectifs de grande amplitude à basse énergie - Application à la diffusion d'ions lourds et à la fission*. – Thèse d'état, Université d'Orsay, France, 1985.
- [Ber88] Bertsch (G.F.) et Das Gupta (S.). – A guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions. *Phys. Rep.*, vol. 160, n° 4, 1988, p. 189.
- [Ber92] Berger (J. F.), Chinn (C. R.), Gogny (D.) et Weiss (M. S.). – Limits on the lifetime of the shape isomer of U-238. *Phys. Rev. C*, vol. 45, 1992, p. 1700.
- [Bet36] Bethe (H.A.) et Bacher (R.F.). – *Rev. Mod. Phys.*, vol. 8, 1936, p. 82.
- [Bia86] Bialas (A.) et Peschanski (R.). – *Nucl. Phys. B*, vol. 273, 1986, p. 703.
- [Bis96] Bisquer (E.). – *Caractérisation de la fusion incomplète dans les réactions $^{36}_{18}\text{Ar} + K(\text{Cl})$ à 32, 40, 52, et 74 MeV/u*. – Thèse de Doctorat, Université de Lyon, France, 1996.
- [Boh39] Bohr (N.) et Wheeler (J.A.). – *Phys. Rev. C*, vol. 56, 1939, p. 426.
- [Bon85a] Bondorf (J.P.), Donangelo (R.) et Mishustin (I.N.). – Statistical multifragmentation of nuclei (i). *Nucl. Phys. A*, vol. 443, 1985, p. 321.

- [Bon85b] Bondorf (J.P.), Donangelo (R.), Mishustin (I.N.) et Schulz (H.). – Statistical multifragmentation of nuclei (ii). *Nucl. Phys. A*, vol. 444, 1985, p. 460.
- [Bor90] Borderie (B.), Rivet (M.F.) et Tassan-Got (L.). – Heavy ion peripheral collisions in the Fermi energy domain: fragmentation processes or dissipative collisions? *Ann. Phys. Fr.*, vol. 15, 1990, p. 287.
- [Bor93] Borderie (B.), Rivet (M. F.), Remaud (B.) et Sebille (F.). – Coulomb instability in collisions between very heavy nuclei around 30 MeV/u. *PLB*, vol. 302, 1993, pp. 15–17.
- [Bor96] Borderie (B.), Durand (D.), Gulminelli (F.), Parlog (M.), Rivet (M.F.), Tassan-Got (L.) et al. – Kinematical properties and composition of vaporizing sources ... *Phys. Lett. B*, vol. 388, 1996, p. 224.
- [Bra92] Brax (P.). – *L'intermittence en physique des particules*. – Thèse de Doctorat, Université de Paris VI, France, 1992.
- [Bro57] Broadbent (S.R.) et Harammersley (J.M.). – Percolation processes. *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, vol. 53, 1957, p. 629.
- [Bur93] Burda (Z.), Zalewski (K.), Peschanski (R.) et Wosiek (J.). – Finite size scaling analysis of intermittency moments in the two-dimensional ising model. *Phys. Lett.*, vol. B314, 1993, p. 74.
- [Cam86] Campi (X.). – Multifragmentation: nuclei break up like percolation clusters. *Phys. Lett. B*, vol. 208, 1986.
- [Cam88] Campi (X.). – Signals of a phase transition in nuclear multifragmentation. *Phys. Lett. B*, vol. 208, 1988, p. 351.
- [Cam95] Campi (X.) et Krivine (H.). – Fluctuations and intermittency in fragment size distributions. *Nucl. Phys. A*, vol. 589, 1995, p. 505.
- [Cam96] Campi (X.), Krivine (H.) et Plagnol (E.). – Examining some aspects of the nuclear caloric curve. *Phys. Lett. B*, vol. 385, 1996, p. 1.
- [Cav60] Caverzasion (C.) et al. – *J. Phys. et le Radium*, vol. 21, 1960, p. 314.
- [Cho95] Chomaz (P.), Colonna (M.), Guarnera (A.) et Jacquot (B.). – Fluctuations and instabilities in multifragmentation. *Nucl. Phys. A*, vol. 583, 1995, p. 305.
- [Cho97] Chomaz (P.). – Collective excitations in nuclei. *Dans: École Internationale Joliot-Curie*. – 1997.

- [Cho99] Chomaz (P.) et Gulminelli (F.). – Energy correlations as thermodynamical signals for phase transitions in finite systems. *Nucl. Phys. A*, vol. 647, 1999, p. 153.
- [Col95] Colonna (M.), Chomaz (P.) et Guarnera (A.). – *Phys. Rev. C*, vol. 51, 1995, p. 2671.
- [Col96] Colonna (M.). – Calcul de section efficace de fusion par un code de transport bnv. – 1996. communication privée.
- [Com88] Comparat (V.). – Les détecteurs gazeux pour ions lourds. *Dans : École Internationale Joliot-Curie.* – 1988.
- [Cug83] Cugnon (J.) et L'Hôte (D.). – Global variables and the dynamics of relativistic nucleus-nucleus collisions. *Nucl. Phys. A*, vol. 397, 1983, p. 519.
- [Day86] Dayras (R.), Pagano (A.) et al. – Intermediate energy heavy ion reactions. *Nucl. Phys. A*, vol. 460, 1986, p. 299.
- [DeA92] DeAngelis (A.R.), Gross (D.H.E.) et Heck (R.). – Intermittency and the fractal nature of nuclear fragmentation. *Nucl. Phys. A*, vol. 537, 1992, p. 606.
- [Dec80] Dechargé (J.) et Gogny (D.). – Hartree-Fock-Bogoliubov calculations with the D1 effective interaction on spherical nuclei. *Phys. Lett. B*, vol. 55, 1980, p. 361.
- [Des87] Desbois (J.). – *J. Phys. A*, vol. 19, 1987, p. 724.
- [Des93] Desesquelles (P.) et al. – Identification of a percolationlike critical region in the decay of excited calcium nuclei. *Phys. Rev. C*, vol. 48, 1993, p. 1828.
- [DeW96] Wolf (E.A De), Dremin (I.M) et Kittel (W). – Scaling laws for density correlations and fluctuations in multiparticle dynamics. *Phys. Rep.*, vol. 270, 1996, p. 1.
- [Diu89] Diu (B.), Guthmann (C.), Lederer (D.) et Roulet (B.). – *Physique statistique.* – Paris, Hermann, 1989, 1^{ère} édition.
- [Dur93] Durand (D.) et Tamain (B.). – La théorie statistique: perspectives et limites. *Dans : École Internationale Joliot-Curie.* – 1993.
- [Dur95] Durand (D.) et Tamain (B.). – Noyaux en collisions autour de l'énergie de Fermi. *Dans : École Internationale Joliot-Curie.* – 1995.
- [Dur97] Durand (D.). – *Dans : Nucleus-Nucleus Conf.* – 1997.

- [Ela93] Elattari (B.), Richert (J.) et Wagner (P.). – Fluctuations and nuclear fragmentation mechanisms. *Nucl. Phys. A*, vol. 560, 1993, p. 603.
- [Equ88] Equer (B.). – Les détecteurs à semiconducteur : du cristal aux couches minces. *Dans : École Internationale Joliot-Curie.* – 1988.
- [Eud98] Eudes (Ph.), Basrak (Z.) et Sebillé (F.). – Towards a better understanding of dynamics in nuclear reactions below 100 MeV/u. – Contributed to 36th International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, 26-31 Jan 1998.
- [Fis67] Fisher (M.E.). – *Phys.*, vol. 3, 1967, p. 255.
- [Fox78] Fox (G.C.) et Wolfram (S.). – Observables for the analysis of event shapes in e^+e^- annihilation and other processes. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 41, n° 23, 1978, p. 1581.
- [Fri84] Friedan (D.). – *Phys. Rev. Lett.*, vol. 52, 1984, p. 1575.
- [Gat74] Gatty (B.). – Méthodes d'identification des noyaux et fragments. *Dans : École d'été des Houches 2-14 Septembre.* – 1974. Méthodes expérimentales en physique nucléaire.
- [Gir83] Girod (M.) et Grammaticos (B.). – Triaxial Hartree-Fock-Bogoliubov calculations with D1 effective interaction. *Phys. Rev. C*, vol. 27, 1983, p. 2317.
- [Gob93] A. Gobbi and others. – A highly segmented delta e time-of-flight wall as forward detector of the 4 pi system for charged particles at the SIS / ESR accelerator. *NIMA*, vol. 324, 1993, p. 156.
- [Gog74] Gogny (D.). – *Nuclear self-consistent fields.* – North-Holland, 1974, p. 333
- [Gol78] Goldhaber (A.S.). – Volume versus surface sampling of maxwellian distributions in nuclear reactions. *Phys. Rev. C*, vol. 17, n° 6, 1978, p. 2243.
- [Gre86] Grégoire (C.) et Tamain (B.). – Intermediate energy heavy ion reactions. *Ann. Phys. Fr.*, vol. 11, 1986, p. 323.
- [Gri89] Grimmett (G.). – *Percolation.* – New York, Springer-Verlag, 1989.
- [Gro90] Gross (D.H.E.). – Statistical decay of very hot nuclei ... *Rep. Prog. in Phys.*, vol. 53, 1990, p. 605.

- [Gua96] Guarnera (A.). – *Étude des approches stochastiques du problème à N-corps: application à la multifragmentation nucléaire.* – Thèse de Doctorat, Université de Caen, France, 1996.
- [Han95] Handzy (D. O.) et al. – Probing toroidal density distributions with two proton correlation functions? *Phys. Rev. C*, vol. 51, 1995, p. 2237.
- [Hau52] Hauser (W.) et Feshback (H.). – *Phys. Rev.*, vol. 87, 1952, p. 366.
- [Hil97] Hilaire (S.). – *Calculs microscopiques des densités de niveaux nucléaires avec la force de Gogny.* – Thèse de Doctorat, Université de Grenoble, France, 1997.
- [Hod80] Hodgson (P.E.). – *Growth points in nuclear physics.* – Oxford, Pergamon press, 1980.
- [Itz89] Itzykson (C.) et Drouffe (J-M.). – *Théorie statistique des champs (2 tomes).* – Paris, InterEditions/Éditions du CNRS, 1989.
- [Jac83] Jacquaman (H.), Mekzjian (A.Z.) et Zamick (L.). – *Phys. Rev. C*, vol. 27, 1983, p. 2782.
- [Jac96] Jacquot (B.). – *Instabilités spinodales dans les noyaux atomiques.* – Thèse de Doctorat, Université de Caen, France, 1996.
- [Jul86] Julien (R.). – *Ann. des Communic.*, vol. 41, 1986, p. 343.
- [Kad67] Kadanoff (L.P.). – *Rev. Mod. Phys.*, vol. 39, 1967, p. 395.
- [Kad71] Kadanoff (L.P.). – *Proc. Intern. School of Physics Enrico Fermi Corso LI.* – New-York, Academic Press.
- [Kee82] Keeler (R.K.) et al. – *Nucl. Phys. A*, vol. 377, 1982, p. 537.
- [Kox84] Kox (S.), Gamp (A.), Cherkaoui (R.), Cole (A.J.), Longequeue (N.), Menet (J.), Perrin (C.) et Viano (J.B.). – Direct measurements of heavy ion total reaction cross section at 30 and 83 MeV/u. *Nucl. Phys. A*, vol. 420, 1984, p. 162.
- [Kox87] Kox (S.). – Trends of total cross section for heavy ion collisions in the intermediate energy range. *Phys. Rev. C*, vol. 35, 1987, p. 1678.
- [Kun61] Kuntzmann (J.). – *Mathématiques de la physique.* – Paris, Hermann, 1961.
- [Lac97] Lacroix (D.) et Peschanski (R.). – Quasi-gaussian fixed point and factorial cumulants in nuclear multifragmentation. *Nucl. Phys. A*, vol. 615, 1997, p. 207.

- [Lac99] Lacroix (D.). – Thèse de Doctorat, Université de Caen, France, 1999.
- [LeB88] LeBellac (M.). – *Des phénomènes critiques aux champs de jauge.* – Paris, InterEditions/Éditions du CNRS, 1988, 1^{ère} édition. Une introduction aux méthodes et aux applications de la théorie quantique des champs.
- [Lec96] Lecolley (J.F.). – Global variables analysis for heavy ion collisions at intermediate energies. – 1996. Atelier *INDRA*.
- [Led99] Ledoux (X.) et al. – Spallation neutron production by 0.8-gev, 1.2-gev and 1.6- gev protons on pb targets. *PRL*, vol. 82, 1999, p. 4412.
- [Lef78] Lefort (M.) et Ngô (Ch.). – Deep inelastic reactions with heavy ion. a probe for nuclear macrophysics studies. *Ann. Phys. Fr.*, vol. 3, 1978, p. 5.
- [Lef97] Le Fèvre (A.). – *Étude de la multifragmentation : apport des corrélations en vitesses réduite entre particules et fragments.* – Thèse de Doctorat, Université de Paris 7, France, 1997.
- [Lef99] Lefort (T.) et al. – Study of intermediate velocity products in the $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ collisions between 52 MeV/u and 95 MeV/u. – soumis à Nucl. Phys. A.
- [Leo87] Leo (W.R.). – *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.* – Berlin Heidelberg, Springer-Verlag, 1987.
- [Lev85] Levit (S.) et Bonche (P.). – *Nucl. Phys. A*, vol. 437, 1985, p. 426.
- [Lou94] Jacquaman (H.), Mekzjian (A.Z.) et Zamick (L.). – Rapid decrease of fragment émission time in the range of 3-5 MeV/u excitation energy. *Phys. Lett. B*, vol. 27, 1994, p. 2782.
- [Luk97] Lukasik (J.), Benlliure (J.), Métivier (V.), Plagnol (E.), Tamain (B.) et al. – Dynamical effects and IMF production in peripheral and semi-central collisions of Xe+Sn at 50 MeV/nucleon. *Phys. Rev. C*, vol. 55, 1997, p. 1906.
- [Ma97] Ma (Y.-G.), Siwek (A.), Peter (J.), Gulminelli (F.), Dayras (R.), Nalpas (L.), Tamain (B.), Vient (E.) et al. – Surveying the nuclear caloric curve. *Phys. Lett. B*, vol. 390, 1997, p. 41.
- [Man78] Mandelbrot (B.). – *Nucl. Phys. A*, vol. 95, 1978, p. 420.
- [Man82] Manko (V. I.) et Nagamiya (S.). – Kinematical analysis of the experimental data on nucleus nucleus collisions at 800-mev/nucleon. *Nucl. Phys. A*, vol. 384, 1982.

- [Mar95] Marie (N.). – *Mouvements Collectifs et Multifragmentation dans les collisions centrales du système Xe+Sn à 50 MeV/u.* – Thèse de Doctorat, Université de Caen, France, 1995.
- [Mar97] Marie (N.), Laforest (R.), Bougault (R.), Wieleczko (J.P.), Durand (D.) et collaboration (INDRA). – A hot expanding source in 50 A.MeV Xe+Sn central reactions. *Phys. Lett. B*, vol. 391, 1997, p. 15.
- [Mar98] Marie (N.), Chbihi (A.), Natowitz (J.B.), Fèvre (A. Le), Salou (S.), Wieleczko (J.P.) et collaboration (INDRA). – Experimental determination of fragment excitation energies in multifragmentation events. *Phys. Rev. C*, vol. 56, 1998, p. 256.
- [Mat91] Mathiot (J. F.). – *Ann. Phys. Fr.*, vol. 16, 1991, p. 527.
- [Met95] Métivier (V.). – *Mécanismes de réaction et de dissipation de l'énergie dans les collisions symétriques noyau-noyau de 25 à 74 MeV/u avec le multidétecteur INDRA.* – Thèse de Doctorat, Université de Caen, France, 1995.
- [Met95a] Métivier (V.), Bougault (R.), Cussol (D.), Lecolley (J.F.), Lopez (O.), Steckmeyer (J.C.), Tamain (B.), Vient (E.), Charvet (J.L.) et al. – *Dans: Communication at the XXXIIIth International Winter Meeting on Nuclear Physics.* – Bormio, Italy, January 25-30 1995.
- [Ma97] Ma (Y.-G.), Siwek (A.), Peter (J.), Gulminelli (F.), Dayras (R.), Nalpas (L.), Tamain (B.), Vient (E.) et al. – Surveying the nuclear caloric curve. *Phys. Lett. B*, vol. 390, 1997, p. 41.
- [Met99] Métivier (V.), Tamain (B.) et al. – Mass scaling of reaction mechanisms in intermediate energy heavy ion collisions. – soumis à *Nucl. Phys. A*.
- [Mon77] Montgomery (T.C.) et al. – *Phys. Rev. C*, vol. 16, 1977, p. 499.
- [Mor96] Moretto (L. G.), Phair (L.) et Wozniak (G. J.). – Do phase transitions survive binomial reducibility and thermal scaling? 1996. – Catania Relativistic Ion Studies: Critical Phenomena and Collective Observables (RIS 96).
- [Mul92] Muller (W. F. J.) et al. – Fragmentation of gold projectiles: From evaporation to vaporization. – Dans *Hirscheegg 1992, Gross properties of nuclei and nuclear excitations* 50-56.
- [Nal96] Nalpas (L.). – *Propriétés et modes de désexcitation des noyaux chauds observés dans la réaction $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ avec le détecteur INDRA.* – Thèse de Doctorat, Université de Paris XI, France, 1996.

- [Nal98] Nalpas (L.). – 1998. – communication privée.
- [NWC90] *Nuclear wallet cards*. – New-York, Brookhaven National Laboratory, 1990.
- [Pal71] Palmieri (J.N.) et al. – *Phys. Rev. C*, vol. 3, 1971, p. 147.
- [Pes90] Peschanski (R.). – Why and how normalize the factorial moments of intermittency. – 1990. SPhT-90-61.
- [Pes99] Peschanski (R.). – 1999. Communication privée.
- [Pet95] Péter (J.), Jeong (S.C.) et al. – Binary dissipative processes and formation of hot nuclei in Ar on Al reaction from 55 to 95 MeV/u. *Nucl. Phys. A*, vol. 593, 1995, p. 95.
- [Pet98] Peter (J.) et Gulminelli (F.) et al. – Caloric curves of hot nuclei formed in reactions induced by 50 MeV/uxe and 52-95 MeV/uar projectiles. *Rev. Mex. Fis.*, vol. 44, 1998. – Suppl. 2.
- [Pha92] Phair (L.) et Moretto (M.G.). – Impact parameter filters for Ar-36 + Au-197 collisions at $E/A=50, 80, \text{ and } 110$ MeV/u. *Nucl. Phys. A*, vol. 548, 1992, p. 489.
- [Pha97] Phair (L.) et Moretto (L.G.). – Comments on 'Circumstantial evidence for critical behavior in peripheral Au + Au collisions at 35 MeV/u'. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, 1997, p. 3538.
- [Pla99] Plagnol (E.), Lukasik (J.) et al. – Onset of mid-velocity emissions in symmetric heavy ion reaction. – soumis à *Phys. Rev. C*.
- [Plo90] Ploszajczak (M.) et Tucholski (A.). – Intermittency pattern of fluctuations in nuclear multifragmentation. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, 1990, p. 1539.
- [Plo91] Ploszajczak (M.) et Tucholski (A.). – Intermittency in nuclear multifragmentation. *Nucl. Phys. A*, vol. 523, 1991, p. 651.
- [Poc95] Pochodzalla (J.), Möhlenkamp (T.), Rübehn (T.), Schüttauf (A.), Wörner (A.), Zude (E.) et al. – Probing the nuclear liquid-gas transition. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, n° 6, 1995, p. 1040.
- [Pou95a] Pouthas (J.), Borderie (B.), Dayras (R.), Plagnol (E.), Rivet (M.F.), Saint-Laurent (F.), Steckmeyer (J.C.) et al. – *INDRA*, a 4π charged product detection array at *GANIL*. *Nucl. Inst. Meth. A*, vol. 357, 1995, p. 418.

- [Pou95b] Pouthas (J.) et al. – The electronics of the *INDRA* 4π detection array. *Nucl. Inst. Meth. A*, vol. 369, 1996, p. 222.
- [Riv82] M.F. Rivet (et al.). – Energy equilibration in composite nuclei at high energy and spin: correlation between evaporative ^1hh , ^4he and fission. *Phys. Rev. C*, vol. 25, 1982, p. 2430.
- [Riv93] Rivet (M. F.) et al. – Dynamics of violent collisions induced by Ar on Ag between 27 and 60 MeV/u: persistence of binary dissipative collisions and temperature limits. – Communications at the XXXI Int. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio(Italy), January 25-30, 1993.
- [Riv96] Rivet (M.F.), Chbihi (A.), Borderie (B.), Eudes (Ph.), Parlog (M.), Tassan-Got (L.) et al. – Vaporization events from binary dissipative collisions. *Phys. Lett. B*, vol. 388, 1996, p. 219.
- [Sal97] Salou (S.). – *Étude de la multifragmentation dans les collisions centrales pour le système $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/u: mesure de l'énergie collective d'expansion et du volume de freeze out.* – Thèse de Doctorat, Université de Caen, France, 1997.
- [Sak84] Sakuragi (Y.) et Kamimura (M.). – $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ break-up effect on the scattering of $^{16}\text{O}^{12}\text{C}$ and $^{13}\text{C}^{12}\text{C}$. *Phys. Lett. B*, vol. 149, 1984, p. 307.
- [Sau92] Sauvestre (J.E.). – *Fragmentation du projectile dans la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$ à 58.7 MeV/u.* – Thèse de Doctorat, Université de Caen, France, 1992.
- [Sky56] Skyrme (T.H.R.). – *Phil. Mag.*, vol. 1, 1956, p. 1043.
- [Sta92] Stauffer (D.) et Aharony (A.). – *Introduction to percolation theory.* – Londres, Taylor & Francis, 1989, 2^e édition.
- [Ste89] Steckmeyer (J.C.), Kerambrun (A.) et al. – Transfert reactions and sequential decay of the projectile-like fragment in 60 MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$, ^{197}Au reactions. *Nucl. Phys. A*, vol. 500, 1989, p. 372.
- [Ste95] Steckmeyer (J.C.), Cussol (D.), Duchon (J.), Gautier (J.M.), Laville (J.L.), Le Botlan (P.), Leconte (A.), Lelandais (J.), Métivier (V.), Mosrin (P.), Rosato (E.), Tillier (J.) et Wieloch (A.). – The phoswich detector array of the forward ring of *indra*. *Nucl. Inst. Meth. A*, vol. 361, 1995, p. 472.
- [Ste96] Steckmeyer (J.C.), Kerambrun (A.) et al. – Properties of very hot nuclei formed in Zn + Ti collisions at intermediate energies. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, n° 26, 1996, p. 4895.

- [Sur90] Suraud (E.). – L'équation d'état nucléaire. *Dans : École Internationale Joliot-Curie.* – 1990.
- [Sur98] Suraud (E.). – *Physique des collisions nucléaires.* – Paris, Hermann, 1990, 1^{ère} édition.
- [Vui98] Vuillier (S.). – *Simulations pour la transmutation des déchets par réacteurs hybrides.* – Thèse de Doctorat, Université de Paris VII, France, 1998.
- [Wei35] Weisacker (C.F.). – *Phys.*, vol. 96, 1935, p. 431.
- [Wei37] Weisskopf (V.). – *Phys. Rev.*, vol. 52, 1937, p. 295.
- [Wes76] Westfall (G. D.) et al. – Nuclear fireball model for proton inclusive spectra from relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 37, 1976, p. 1202.
- [Wid65] Widom (B.). – *J. chem. phys.* vol. 43, 1965, p. 3892.
- [Wil74] Wilson (K.G.) et Kogut (J.B.). – The renormalization group and the ϵ expansion. vol. 12, 1974, p. 75.
- [Zhe96] Zheng (Y.M.), Richert (J.) et Wagner (P.). – Universal property of multifragmentation in nucleus-nucleus collision. *J. Phys. G*, vol. 22, 1996, p. 505.

Table des matières

Introduction	0
1 Description du détecteur <i>INDRA</i>	1
1.1 Structure géométrique et physique	3
1.1.1 Granularité	3
1.1.2 Géométrie	3
1.2 Caractéristiques des détecteurs	4
1.2.1 Les Phoswichs	6
1.2.2 Les chambres à ionisation	7
1.2.3 Les détecteurs silicium	9
1.2.4 Les scintillateurs à iodure de césium	9
1.2.5 Résumé	11
1.3 Électronique d' <i>INDRA</i>	11
1.3.1 Les chambres à ionisation et les détecteurs silicium	12
Amplification du signal	12
Électronique de codage	12
Les Phoswichs et les scintillateurs à iodure de césium	13
Déclenchement et acquisition	13
1.4 Étalonnage de l'électronique ChIo et Si	13
1.4.1 Dispositif d'étalonnage	14
1.4.2 Procédure d'étalonnage	14
1.4.3 Analyse des peignes d'étalonnage	15
1.4.4 Synthèse des ajustements numériques	15
Variations des piédestaux	15
Variations des gains	16
Validité des fonctions de conversion moyennes	16
Prise en compte des variations de piédestal	16
Corrections de pertes de signal	17
1.4.5 Étalonnage de l'électronique des scintillateurs à iodure de césium	17
1.4.6 Résumé	17
1.5 Étalonnage en énergie	19
1.6 Identification $\Delta E - E$ des ChIo-Si	19
1.6.1 Principe	20

1.6.2	Cartes $\Delta E - E$ des ChIo-Si	20
1.6.3	Masse des noyaux	20
1.6.4	Seuils d'identification	21
1.6.5	Corrections des non-linéarités des phoswichs	22
1.7	Conclusion	23
2	Qualité des mesures	25
2.1	Programme expérimental d' <i>INDRA</i>	27
2.1.1	<i>INDRA</i> au <i>GANIL</i>	27
	Première campagne (1993)	27
	Deuxième campagne (1994)	28
	Troisième campagne (1997)	28
2.1.2	<i>INDRA</i> au <i>GSI</i> (1998)	30
2.2	Caractéristiques de la réaction $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$	30
2.2.1	Caractéristiques du système	30
2.2.2	Faisceaux	30
2.2.3	Cible	31
2.2.4	Cinématique	31
2.2.5	Sections efficaces de réaction	33
	Paramétrisation analytique des sections efficaces	34
	Section efficace détectée	34
2.2.6	Résumé	35
2.3	Performances de détection	36
2.3.1	Charge totale détectée et multiplicité	36
	Corrélation entre charge totale détectée et multiplicité	37
	Distributions de charge totale détectée	39
2.3.2	Impulsion totale détectée	41
	Facteurs nuisant au bilan en impulsion	41
	Distributions en impulsion parallèle totale	42
2.3.3	Corrélation entre l'impulsion totale et la charge totale	42
2.3.4	Effets des seuils de complétude	44
2.3.5	Résumé	46
2.4	Comportement des variables globales	46
2.4.1	Concept de variable globale	47
2.4.2	Cas d'un système léger : $^{36}_{18}\text{Ar} + ^{58}_{28}\text{Ni}$	48
	Distributions de multiplicité	48
	Énergies transverses	51
2.4.3	Cas d'un système de masse moyenne : $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{nat}_{50}\text{Sn}$	55
	Distributions de multiplicité	55
	Énergies transverses	56
2.4.4	Estimations du paramètre d'impact	60
	Critère de forme de l'événement	60
	Distributions inclusives corrélées au paramètre d'impact	61

2.4.5	Effets de la sélection des événements	63
	Distribution de multiplicité	63
	Distribution d'énergie transverse.	64
	Distribution de paramètre d'impact	65
2.5	Conclusion	66
3	Propriétés du quasi-projectile - Émissions statistique et dynamique	69
3.1	Sélection des réactions	72
3.1.1	Caractère binaire des réactions	73
3.1.2	Sélection préalable	76
3.1.3	Vitesses des fragments	76
	Définitions	77
3.1.4	Distributions de vitesse parallèle	77
3.1.5	Raffinements des critères de sélection	79
3.1.6	Validité de la sélection	79
3.2	Caractéristiques des réactions sélectionnées	81
3.2.1	Énergies transverses des événements en coïncidence	81
3.2.2	Corrélations au paramètre d'impact	81
3.3	Propriétés du résidu du quasi-projectile	84
3.3.1	Interprétation des spectres en vitesse	84
3.3.2	Sections efficaces de production des résidus du quasi-projectile	85
3.3.3	Dispersion angulaire	90
3.3.4	Processus de désexcitation	92
	Fragmentation du quasi-projectile	92
3.4	Modèle d'émission thermique de particules	93
3.4.1	Section efficace d'émission thermique	93
3.4.2	Énergies transverses au faisceau	95
3.4.3	Relation entre les vitesses de sources	96
3.4.4	Barrières coulombiennes d'émission	97
3.4.5	Influence du dispositif de détection	98
	Facteurs limitatifs de la détection	98
3.4.6	Influence de la dispersion de la vitesse de source	98
3.4.7	Résumé	99
3.5	Analyses de l'émission de particules	101
3.5.1	Évidences expérimentales	101
	Caractère binaire de l'émission de particules	101
	Distributions de vitesse parallèle	103
	Énergie transverse moyenne des particules	107
3.6	Analyses des sources d'émission	109
3.6.1	Modèle adopté	109
3.6.2	Émission de ^1H	111
	Distributions en vitesse parallèle	111
	Énergie transverse moyenne en fonction de v_z	113

	Température des sources d'émission	113
	Intensité des sources d'émission	115
	Définitions	115
	Résultats	116
3.6.3	Émission de ^4He	116
	Distributions en vitesse parallèle	116
	Énergie transverse moyenne en fonction de v_z	117
	Intensité des sources d'émission	117
3.6.4	Émission au niveau des traînes	121
	Contributions de l'émission au niveau des traînes	121
	Scénario d'émission hors équilibre	122
	Caractérisations futures	125
3.6.5	Reconstruction du quasi-projectile	126
3.6.6	Énergie d'excitation	127
3.6.7	Températures isotopiques	127
3.7	Conclusion	128
4	Recherche d'une signature de phénomènes critiques	131
4.1	Généralités sur les transitions de phase	137
4.1.1	Définition d'un paramètre d'ordre	138
4.1.2	Transitions de phase du premier ordre	138
4.1.3	Transitions de phase du second ordre	139
4.1.4	Transitions de phase d'ordre n	140
4.1.5	Phénomènes critiques	140
	Comportement du paramètre d'ordre	141
	Capacité à s'ordonner	141
	Brisure de symétrie	142
	Fluctuations	143
	Phénomènes d'échelle	143
	Exposant critiques	145
	Classes d'universalité	146
4.1.6	Résumé	147
4.2	Mise en évidence des transitions de phase	147
4.2.1	Signatures des transitions de phase du premier ordre	149
	Signatures thermodynamiques - Courbe calorique	149
4.2.2	Signatures des phénomènes critiques	149
	Taille des amas	149
	Existence de fluctuations	150
	Fluctuations physiques dynamiques	150
	Fluctuations physiques imprévisibles	150
	Fluctuations statistiques	150
	Résumé	151
	Échelle d'observation	152

	Nature des distributions	152
	Cas des variables continues:	152
	Cas des variables discrètes:	153
	Les moments factoriels	153
	Comportement des moments factoriels	155
	Les cumulants factoriels	155
4.2.3	Moments ordinaires	156
4.2.4	Forme des distributions	157
	Forme des distributions	157
	Asymétrie	157
	Aplatissement	157
	Comportement en loi de puissance	158
4.2.5	Résumé	158
4.3	Modèles de référence	159
4.3.1	La théorie de la percolation	159
	Principes de base	159
	Percolation de site	160
	Percolation de lien	160
	Percolation de site-lien	160
	Propriétés statiques	160
	Comportement critique	160
	Systèmes de taille réduite	163
4.3.2	ERW	164
4.3.3	Étude du comportement en percolation	164
	Mise en évidence du comportement critique	165
	Résultats	166
	Amplitude des fluctuations	166
	Structure des fluctuations de taille des amas	169
	Résumé	172
4.4	Spécificités de la physique nucléaire	172
4.4.1	Equation d'état de la matière nucléaire	172
4.4.2	Instabilités spinodales	174
4.4.3	Déexcitation des fragments chauds	175
4.4.4	Émission dynamiques	176
4.4.5	Forme des sources	176
4.4.6	Physique nucléaire et percolation	176
4.5	Analyse des données	177
4.5.1	Aspects expérimentaux	178
	Choix du système	178
	Choix des variables	179
	Sources de fluctuations expérimentales	179
	Efficacité de détection	179
	Classement des événements	180

4.5.2	Caractéristiques des réactions $^{129}_{54}\text{Xe} + ^{\text{nat}}_{50}\text{Sn}$	180
	Caractéristiques cinématiques	180
	Sections efficaces	180
4.5.3	Sélection des événements	182
	Contraintes préalables	182
	Moment de Fox et Wolfram	182
4.5.4	Caractéristiques des événements sélectionnés	184
	Répartition des noyaux en vitesse longitudinale	184
	Vérification de l'isotropie d'émission	186
	Distributions de multiplicités	187
	Taille des principaux fragments	190
	Énergie transverse	191
4.5.5	Caractérisation des fragmentations	193
	Taille de la source unique	194
4.5.6	Étude des distributions de charge des particules	196
	Forme des distributions de charge à M_{Tot} fixée	196
	Amplitude des fluctuations des distributions de charges M_{Tot} fixée	196
	Distribution de charge du plus grand fragment	197
4.5.7	Structure des fluctuations	199
	Position du problème	199
	Résultats	202
4.6	Conclusion	204
Annexes		214
A Le GANIL		215
1.1	Production de faisceaux	215
1.2	Caractéristiques des faisceaux	216
B Variables globales		219
2.1	Analyse tensorielle	219
2.1.1	Angle de l'ellipsoïde	220
2.1.2	Sphéricité	221
2.1.3	Coplanarité	221
2.1.4	Aplanarité	221
2.1.5	Configurations particulières	221
2.1.6	Rafinements	222
2.2	Rapport d'isotropie	222
2.3	Moment de Fox et Wolfram	223
2.4	Reconnaissance de source	223
Table des matières		237