

UNIVERSITÉ D'ÉVRY

THÈSE

présentée

pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR

DE L'UNIVERSITÉ D'ÉVRY

par

Éric LE GENTIL

Sujet :

**Analyse des résidus de spallation et des particules associées
dans la réaction $\text{Fe}+\text{p}$ à 1 GeV par nucléon.**

Thèse soutenue le 22 septembre 2006 devant la commission d'examen :

Monsieur Pierre Désesquelles	(Président du jury)
Monsieur José Benlliure	(Rapporteur)
Monsieur Frank Goldenbaum	(Rapporteur)
Madame Mireille Coste-Delclaux	
Monsieur Wolfgang Trautmann	
Monsieur Jean-Eric Ducret	(Encadrant)
Monsieur Jean Gosset	(Directeur de thèse)

Remerciements

Je tiens à remercier tous ceux qui ont contribué à la réussite de ces trois années de thèse, et tout d'abord Nicolas et Françoise qui m'ont fait confiance en m'accueillant au SPhN et qui m'ont ensuite permis de voir Venise (sans mourir) et qui n'ont ensuite pas hésité à m'envoyer au pied de l'Etna ou au milieu des favelas.

Je voudrais également remercier l'ensemble du jury, et en premier lieu Pierre Désesquelles pour avoir accepté de présider mon jury et pour m'avoir prouvé que même les annexes des thèses pouvaient être lues. Un grand merci également à Pepe pour sa lecture très attentive de la thèse et pour ses remarques pertinentes et éclairées, et ce sans se laisser distraire par le soleil de Coppacabana. Merci également à Frank Goldenbaum pour avoir lu la thèse en bravant toutes les difficultés de la langue française. Je tiens aussi à remercier Mireille Coste, non seulement pour avoir accepté de faire partie du jury d'une thèse d'un domaine qu'elle connaissait moins, mais aussi parce que je lui suis très reconnaissant du goût qu'elle m'a fait passer pour la physique pour les réacteurs.

Merci beaucoup également à Wolfgang Trautmann pour sa disponibilité et sa sympathie ainsi que pour avoir toujours su nous accueillir à bras ouverts à GSI, en particulier pendant les six premiers mois où l'on venait régulièrement bourdonner autour du quatrième étage de KP3. À ce titre je dois également beaucoup à la collaboration, je pense en particulier à tous ceux de France, mais aussi de Navarre, qui ont participé au dépouillement de la manip à Orsay, Munich, Darmstadt et Krakowie. Merci en particulier à Michaël, Charles-Olivier, Abdel, Piotr, Janusz, Håkan, Titti et Walter pour leur aide.

Je voudrais également remercier Monsieur Le Directeur (Jean), pour les discussions passionnantes que nous avons pu avoir sur les termes de covariance et pour la relecture attentive de la thèse qui me fait croire aujourd'hui qu'elle ne doit plus comporter beaucoup de fautes de typographie.

Enfin, un énorme merci à Jean-Eric. On m'avait promis avant de commencer ma thèse qu'il était impossible de finir une thèse sans se crêper le chignon avec son responsable. Malgré la réunion de toutes les conditions (expérience incertaine au départ, analyse difficile etc.), nous n'y sommes néanmoins pas parvenus. En fait, il m'a surtout permis de comprendre que la thèse était une aventure autant humaine que scientifique et je lui suis extrêmement redevable pour cela.

Je voudrais également remercier toutes les personnes qui sont ou sont passées dans le groupe de spallation. En premier lieu Sylvie, à qui je suis reconnaissant d'avoir je pense toujours cru en moi, et ce dès le deuxième mois de la thèse lorsque j'ai du balbutier quelques mots de

SPALADIN à une armada de spécialistes¹. Je voudrais également remercier Claude pour son cynisme décapant qui cache une grande humanité, Alain pour son dynamisme communicatif, JCD pour m'avoir enseigné l'art de la répartie, et tous les post-docs pour m'avoir permis de le pratiquer. Parmi ces derniers, je pense en particulier à Khalid, Sébastien et Faroukh pour m'avoir beaucoup aidé (et supporté). Un grand merci aussi à Stéphane pour tout ce qu'il a fait pour l'analyse (*i.e.* beaucoup), ainsi que pour ne pas avoir fait de tentative d'attentat (du moins, on n'en a pas encore retrouvé les traces). Enfin je suis très reconnaissant du travail qu'a effectué Mathieu durant son stage et lui souhaite bon courage pour la suite (quelqu'un qui commente ses programmes a de toute façon de l'avenir). Merci beaucoup également aux anciennes thésardes, Beatriz et Carmen pour m'avoir permis de me mettre dans le bain de la spallation de façon sympathique il y a trois ans.

Je voudrais également remercier l'ensemble du service de physique nucléaire, tant pour son « excellence scientifique » (comme on dit), que pour son caractère convivial. Merci tout particulièrement à Danas, Emmeric, Alain et à la maudite Diane pour les sympathiques discussions que nous avons pu avoir. Je pense aussi à tous les anciens thésards : Marie-Laure, Eric (que je croise régulièrement dans des lieux... inattendus), Pavel (« Un homme doit planter un arbre, construire une maison et faire un enfant »), aux thésards frais emoulus (ou quasi frais émoulus) : Manu, Seb's, Walid, FX, et enfin aux suivants. Également tous les post-docs, notamment Aymeric ainsi que les triplettes de Lyon (Benjamin, Aurélien et Nico) avec qui nous avons passé de bons moments. Enfin, je pense que l'âme sympathique du service est aussi largement véhiculée par Valérie, Isabelle et Danièle, et je les en remercie chaleureusement pour cela, ainsi que pour leur humour auquel on s'habitue vite.

Je voudrais également remercier tous les thésards de l'association MAIOT. D'abord les anciens : Nico S. (fasciné par la « spalllllation »), François (« J'ai dit à tous mes potes que j'allais boire un verre avec un gars qui faisait de la spallation »), Stéphane, Solenn, Léa, Nico V. et tous les autres qui, à force d'organiser des pots, puis en les plaçant sournoisement juste après les réunions, ont réussi à me convaincre de reprendre l'association l'année d'après. Merci également particulièrement à Matias avec qui nous avons largement contribué au florissement du commerce du houblon ces deux dernières années. Je voudrais par ailleurs dire tout le bien que je pense d'une association de thésards qui permet de prendre conscience que la vie ne s'arrête pas à un sujet de thèse et qui, à un niveau personnel, m'a permis de m'épanouir en dehors du travail... Longue vie aux prochains, donc !

Merci par ailleurs à tous mes autres amis qui ont également toujours répondu présent : Philippe, Vincent, Laurent, Perrine, Jean-Marc, Christelle, Mel, Cécile, Thierry, Alex, Denis, Stéphane, Isa, Nadia, Lorena (et toutes les autres en a) ainsi que, bien évidemment,². Je pense aussi à tous ceux que j'ai eu la chance de rencontrer lors de mes différents périple, mais je me dis qu'il est plus sage de ne pas les énumérer.

Enfin, je voudrais terminer ces remerciements par ma famille, tant pour ses conseils scientifiques précieux (« tiens, ton graphe, on dirait des bouchons de pêche ») que pour son soutien indéfectible dans toutes les étapes de ma thèse.

¹Je n'ai pas d'origine marseillaise.

²Si j'ai oublié votre nom dans la liste, merci de l'inscrire ici.

Table des matières

Remerciements	3
Introduction	9
1 La réaction de spallation	13
1.1 Présentation générale	13
1.2 La cascade intranucléaire	15
1.2.1 Modélisation du noyau	15
1.2.2 Hypothèses de la cascade	16
1.2.3 Les codes de cascade	17
1.3 La désexcitation	24
1.3.1 L'évaporation de particules légères	24
1.3.2 L'évaporation de fragments de masse intermédiaire	27
1.3.3 La cassure binaire	28
1.3.4 La multifragmentation	29
1.3.5 Quelques exemples de modèles de désexcitation	30
1.4 Les observables de la réaction de spallation	33
1.4.1 Les particules légères	33
1.4.2 Les résidus de spallation	35
1.4.3 La vitesse des résidus	36
2 Le dispositif SPALADIN	39
2.1 Motivations	39
2.1.1 Données précédentes auprès du séparateur de fragments FRS	39
2.1.2 Choix du dispositif SPALADIN	40
2.1.3 Choix du projectile	41
2.2 Le faisceau et la cible	42
2.2.1 L'accélérateur GSI	42
2.2.2 Caractéristiques du faisceau	43
2.2.3 La cible d'hydrogène liquide	43
2.3 Dispositif expérimental	44
2.3.1 Fonction des différents détecteurs	44
2.3.2 Description des détecteurs	46

2.4	Prise de données	54
2.4.1	Répartition du temps cible pleine/cible vide	54
2.4.2	Temps mort	55
2.4.3	Critères de déclenchement	55
2.4.4	Les différents types de prises de données	56
3	Analyse des fragments lourds	57
3.1	Étalonnage des chambres à dérive	57
3.1.1	Choix de la méthode de reconstruction de la position avec les pads	59
3.1.2	Calcul de la résolution	64
3.1.3	Calcul de l'efficacité	70
3.2	Reconstruction des masses	71
3.2.1	Reconstruction de la trajectoire dans la TPC MUSIC IV	71
3.2.2	Reconstruction de la trajectoire dans l'aimant	72
3.2.3	Raccordement des trajectoires et itération sur la rigidité	73
3.2.4	Calcul de la masse	74
3.2.5	Résolution en masse	74
3.3	Calcul des sections efficaces isotopiques des résidus lourds	76
3.3.1	Sélection des événements « bien identifiés »	76
3.3.2	Nombre d'atomes dans la cible N_{at}^{targ}	77
3.3.3	Détermination du nombre de noyaux produits par faisceau incident	79
3.3.4	Corrections des réactions secondaires	82
3.3.5	Normalisation à la section efficace dans la « petite » MUSIC	83
3.3.6	Estimation des incertitudes	85
3.3.7	Efficacité du critère de déclenchement	86
3.4	Vitesses des résidus dans le référentiel du projectile	87
3.4.1	Principe de la détermination	88
3.4.2	Sélection des événements	90
3.4.3	Estimation des erreurs	91
3.5	Conclusions sur le dispositif SPALADIN pour les noyaux lourds	93
4	Analyse des fragments légers	95
4.1	Simulation GEANT 4	95
4.2	Analyse des neutrons	96
4.2.1	Étalonnage en temps de LAND	96
4.2.2	Identification des neutrons	98
4.2.3	Efficacité de LAND	106
4.2.4	Acceptance géométrique des neutrons	107
4.2.5	Obtention des spectres des neutrons	110
4.3	Analyse des fragments légers chargés	111
4.3.1	Acceptance géométrique des fragments légers	111
4.3.2	Reconstruction en charge des fragments légers	112

4.3.3	Reconstruction en masse des fragments légers	114
4.3.4	Efficacité de reconstruction des fragments légers	114
4.4	Conclusions sur le dispositif SPALADIN pour les fragments légers	118
5	Résultats	121
5.1	Sections efficaces	121
5.1.1	Sections efficaces de production des éléments	122
5.1.2	Section efficace totale de réaction	123
5.1.3	Sections efficaces isotopiques	124
5.1.4	Section efficace de production d'hélium	127
5.2	Vitesse des résidus de spallation	129
5.3	Détermination des caractéristiques du pré-fragment	131
5.3.1	Reconstruction de la charge du pré-fragment	133
5.3.2	Reconstruction de l'énergie d'excitation du pré-fragment	135
5.4	Étude de la désexcitation du pré-fragment	143
5.4.1	Émission des différentes particules	144
5.4.2	Mécanisme d'émission des fragments de masse intermédiaire	150
5.4.3	Bilan de population du spectre en charge	158
	Conclusion	161
A	Calcul des largeurs de vitesse	165
A.1	Modèle de Goldhaber	165
A.1.1	Hypothèse d'une émission soudaine de fragments	165
A.1.2	Hypothèse d'équilibre thermique	166
A.2	Modèle de Crespo et al.	167
B	Méthodes de reconstruction de la position par les chambres à dérive	169
B.1	Fonction de non linéarité différentielle	169
B.2	La méthode des ratios	170
C	Méthodes de calcul de réactions secondaires au niveau de la cible	173
C.1	La méthode de K. H. Schmidt	173
C.2	La méthode de L. Tassan-Got	173
C.2.1	Réaction unique	173
C.2.2	Doubles réactions	174
D	Détermination de la température du noyau à partir des spectres en impulsion des neutrons	175

Introduction

La définition du mot « spallation » donnée par le *Petit Robert* est la suivante :

SPALLATION n. f. - 1953 ; mot angl. de *to spall* « éclater » • Réaction nucléaire provoquée par des particules accélérées avec une si grande énergie que le noyau « éclate » en éjectant diverses particules.

Par cette définition, nous voyons que ce terme est en réalité très général. La particule incidente considérée est généralement un hadron, le plus souvent un proton, mais cette définition a également parfois été étendue à des collisions d'ions lourds très périphériques [1]. Par ailleurs, la gamme d'énergie de la particule incidente est souvent prise entre quelques centaines de MeV et quelques GeV. Là encore, la définition de cette gamme d'énergie est seulement liée au fait qu'en dehors de ces valeurs, les hypothèses sur lesquelles sont basés les modèles utilisés pour décrire la réaction de spallation sont moins justifiées [2]. En outre, comme nous le verrons tout au long de ce manuscrit, le spectre des réactions répondant à cette définition couvre à la fois les réactions très périphériques, pour lesquelles les effets de collectivité et de structure du noyau se font ressentir, et les réactions beaucoup plus violentes, pour lesquelles le noyau peut atteindre des énergies d'excitation par nucléon proches de l'énergie de liaison. Dans tous les cas, la description de la réaction de spallation est généralement décomposée en deux étapes : la *cascade intranucléaire*, traitée comme une suite de collisions nucléon-nucléon, conduit à l'éjection de quelques nucléons et l'excitation du noyau cible. La désexcitation du fragment principal issu de cette première étape (on parle encore de *pré-fragment*) est alors modélisée selon divers processus possibles : évaporation, fission, fragmentation...

Historiquement, l'idée d'exciter un noyau en le bombardant de particules légères est généralement attribuée à Bohr, en 1936 [3]. L'observation expérimentale du phénomène de spallation a néanmoins dû attendre le développement des accélérateurs durant les années 1940. C'est en 1947 que E. O. Lawrence observa pour la première fois des neutrons secondaires produits dans une cible d'uranium bombardée par un faisceau de neutrons à 90 MeV [4]. Peu de temps après, les principes généraux de la description de la spallation furent établis par Serber [5] et des mesures plus systématiques sur plusieurs cibles à diverses énergies furent effectuées.

On s'aperçut assez rapidement que les réactions de spallation produisaient en moyenne un grand nombre de neutrons. Cette propriété a dès le départ conféré à la spallation un certain intérêt stratégique, ce qui s'accompagna d'un effort de recherche important. Ainsi, dans les années 49-52, le programme américain MTA (*Materials Testing Accelerator*) avait pour but de produire du ^{239}Pu à partir de l'uranium naturel, par capture de neutron et double décroissance β^- [6]. Les ressources américaines en matière fissile étant inconnues à l'époque, un programme

d'études technologiques et fondamentales fut mis en place afin d'évaluer ce qu'il était possible de produire par spallation (mesures de sections efficaces de production, neutrons...) Ce programme fut néanmoins abandonné lorsque des ressources suffisantes d'uranium ont été découvertes.

À partir de 1952, les neutrons de spallation ont été envisagés comme source externe de production de neutrons pour des réacteurs de production d'énergie par fission [7]. Cependant, les intensités trop faibles des accélérateurs de l'époque ont conduit au rapide abandon de ce projet.

Les études sur la spallation ont connu un regain d'intérêt depuis une quinzaine années. Au point de vue technologique, les accélérateurs actuels sont capables de fournir des intensités suffisantes pour que les flux de neutrons obtenus à partir de sources de spallation soient compétitifs et même supérieurs aux réacteurs à fission actuels. Le fait de disposer ainsi de flux de neutrons intenses est particulièrement intéressant dans le cadre d'études d'irradiation ou sur la structure des matériaux. Parmi les sources de neutrons actuellement utilisées, on pourra citer ISIS, en service depuis une dizaine d'années près d'Oxford (Royaume-Uni), la source SINQ³, à PSI⁴ (Zurich, Suisse) ainsi que la source américaine SNS⁵ de 1,4 MW qui a délivré ses premiers neutrons cette année.

Mais ce développement technologique coïncide également avec la mise en place de programmes d'études concernant la transmutation des déchets nucléaires. En France, la loi de décembre 1991, dite « loi Bataille » , du nom de son rapporteur, a défini les contours des recherches à effectuer pendant quinze ans concernant le traitement des déchets radioactifs de forte activité à vie longue. Un des axes de recherche (dont est en charge le CEA) concerne la transmutation des éléments radioactifs à vie longue en éléments à vie plus courte, voire en éléments stables. Dans le projet de loi très récemment adopté, il est prévu de poursuivre les recherches sur la transmutation au sein des réacteurs de Génération IV ou au sein des réacteurs pilotés par accélérateurs (ADS pour *accelerator driven systems*), « afin de disposer, en 2012, d'une évaluation des perspectives industrielles de ces filières et de mettre en exploitation un prototype d'installation avant le 31 décembre 2020 » [8]. Or, pour les ADS, la réaction de spallation joue un rôle central puisqu'elle permet d'alimenter en neutrons le réacteur sous-critique contenant les éléments à transmuter. Pour concevoir de tels réacteurs, un grand nombre de données a dû (et doit encore) être obtenu concernant la production des neutrons, des particules légères chargées et des noyaux résiduels de spallation (notamment dans le cadre des projets européens HINDAS [9] et EUROTRANS/NUDATRA).

Le type des expériences et les noyaux étudiés pour la spallation dépendent de leur cadre d'application. En ce qui concerne l'utilisation de la spallation comme source de neutrons, ce sont surtout les noyaux lourds qui ont été étudiés en raison de leur fort pouvoir neutrogène (de 18 à 20 neutrons par réaction de spallation sur un noyau de plomb en moyenne). En astrophysique, la réaction de spallation intervient lors de l'interaction du rayonnement cosmique avec les noyaux légers du milieu interstellaire. Les études associées ont ainsi principalement été

³Swiss Spallation Neutron Source

⁴Paul Scherrer Institut

⁵Spallation Neutron Source

menées sur des noyaux légers (en dessous de fer), afin de comprendre comment les réactions de spallation interviennent dans la composition isotopique du rayonnement cosmique. Les données ainsi obtenues permettent de mettre au point des codes et des systématiques les plus prédictifs possibles. Notons par ailleurs qu'en raison de la diversité des particules émises et des régions en énergie explorées, la mesure de sections efficaces de production ou de spectres en énergie doit nécessairement être complétée par des simulations.

Dans ce cadre, un effort particulier a été déployé depuis quelques années concernant l'étude de la production des noyaux résiduels de spallation dans plusieurs régions du tableau périodique autour de l'uranium [10, 11, 12, 13], du plomb [14, 15, 16, 17], de l'or [18, 19] et plus récemment, du fer [20]. Des mesures exhaustives de tous les noyaux lourds produits par spallation ont ainsi pu être obtenues auprès de l'accélérateur d'ions lourds GSI, à Darmstadt (Allemagne). Ces données ont apporté des réponses quantitatives sur les produits de la réaction de spallation et leur cinématique. Mais elles ont également soulevé de nombreuses questions concernant le mécanisme de la réaction, auxquelles il n'était pas possible de répondre avec des données inclusives seules : en effet, le fait de ne pas mesurer *en coïncidence* tous les produits de la réaction ne permet pas de découpler événement par événement chacune des deux phases de la réaction (cascade et désexcitation). En particulier, les données obtenues auprès du FRS [20] sur un noyau léger tel que le fer sont particulièrement mal reproduites par des codes fréquemment utilisés [21, 22] (notamment dans le service de physique nucléaire au CEA Saclay) pour modéliser la réaction. Les données ne permettent cependant pas de comprendre sans ambiguïté d'où viennent les différences observées.

La recherche de codes de spallation quantitativement prédictifs doit donc passer par la mise en place d'expériences plus contraignantes pour l'étude de la réaction de spallation : c'est ce qui a motivé le dispositif SPALADIN dont il est question dans ce manuscrit. L'originalité de ce dispositif repose dans le fait que pour la première fois, le noyau résiduel de la réaction de spallation est mesuré en coïncidence avec les particules légères chargées et les neutrons. Il est ainsi possible d'avoir une connaissance événement par événement des produits de la réaction de spallation et ainsi de tester plus finement les codes de spallation afin d'en améliorer la modélisation. En particulier, le filtre cinématique de l'expérience fait que nous mesurons principalement les particules de désexcitation du pré-fragment, ce qui nous permet de caractériser, dans une certaine mesure, le pré-fragment à l'issue de la cascade et ainsi de mieux découpler la phase de cascade de la phase de désexcitation. L'intérêt est que nous pouvons alors étudier la phase de désexcitation à partir d'un pré-fragment relativement bien caractérisé.

Les premières données utilisant ce dispositif ont été prises sur le système $^{56}\text{Fe}+p$ à 1 GeV par nucléon en février 2004 et leur analyse a fait l'objet de trois thèses, dont celle présentée ici, [23, 24], ce qui en reflète la complexité.

Dans le chapitre 1, nous décrirons brièvement la réaction de spallation et sa modélisation. Nous nous intéresserons également aux différents types de données existantes afin de mieux cerner ce qui a poussé à la réalisation des mesures en coïncidence. Le dispositif expérimental sera présenté au chapitre 2, avec pour objectif de donner un aperçu des principes de détection utilisés dans chacun des détecteurs. Les chapitres 3 et 4 sont consacrés à l'analyse des données de l'expérience proprement dite. Ils visent à décrire la façon dont les résultats ont été obtenus

mais aussi à fournir des méthodes et des éléments d'analyse qui serviront pour les expériences futures. Le chapitre 3 traite de l'analyse des fragments lourds en vue de l'obtention de leurs sections efficaces isotopiques et de leur spectre en vitesse. Le chapitre 4 est, quant à lui, consacré à l'analyse des particules légères qui, en coïncidence avec les résidus lourds, offrent des informations intéressantes sur le mécanisme de désexcitation de la réaction de spallation. Enfin, les résultats expérimentaux et leur comparaison aux modèles de spallation seront exposés et discutés au chapitre 5.

Chapitre 1

La réaction de spallation

1.1 Présentation générale

Une collision entre deux objets tels qu'un hadron et un noyau est décrite en physique quantique comme l'interaction entre les deux paquets d'ondes qui y sont associés [25]. L'échelle pertinente de la modélisation de l'interaction est donnée par la longueur d'onde de ces paquets et dépend donc de l'énergie relative entre le noyau et le hadron [26].

Les expériences de collision entre un noyau et un hadron à basse énergie (de l'ordre de la dizaine de MeV) suggèrent la capture du projectile incident par le noyau pour former un système composé excité qui décroît alors notamment par émission de particules. Ceci est mis en évidence par le long intervalle de temps associé à ces réactions, très supérieur au temps de passage du nucléon incident dans le volume du noyau. Cette constatation expérimentale a amené Bohr à considérer les canaux de désexcitation du noyau composé comme indépendants de son mécanisme de formation [3]. Cette hypothèse implique l'isotropie du spectre des particules émises, effectivement observée expérimentalement. Elle permet notamment de simplifier la modélisation de la collision en séparant les voies de sortie des voies d'entrée. Notons qu'à ces faibles énergies incidentes, le noyau est « vu » dans son ensemble par le nucléon incident : l'absorption du nucléon est donc sensible à la densité des niveaux d'énergie du noyau et le modèle de la réaction est nécessairement quantique. Il implique, d'une manière ou d'une autre, la résolution de l'équation de Schrödinger associée à la collision.

Lorsque l'énergie du hadron incident atteint une quarantaine de MeV, on constate expérimentalement que l'émission des particules vers l'avant est favorisée. Cela suggère que l'hypothèse de formation d'un noyau composé ne devient plus valable et que des particules sont émises *avant* que le noyau n'ait eu le temps d'atteindre l'équilibre thermodynamique : on parle alors de réactions de *pré-équilibre*.

À plus haute énergie (de plusieurs centaines de MeV à quelques GeV), la longueur d'onde de de Broglie de la particule incidente $\Lambda = h/p_{lab}$ devient inférieure au libre parcours moyen des nucléons à l'intérieur du noyau dans leur mouvement de Fermi : il est donc pertinent de modéliser la réaction à l'échelle du nucléon et non à celle du noyau et de sa structure. L'interaction peut ainsi être imaginée comme une succession de collisions nucléon-nucléon [5] : on parle alors de *cascade intra-nucléaire* (Fig. 1.1). Cette phase rapide ($\approx 10^{-22}$ s) conduit à l'éjection

de particules énergiques, préférentiellement dans le sens du projectile. Dans les modèles de cascade, cette phase dure généralement jusqu'à ce que l'énergie déposée par le projectile incident soit répartie uniformément sur tous les nucléons du noyau. Le noyau issu de cette phase, encore appelé *pré-fragment*, est l'équivalent à haute énergie du noyau composé excité et les canaux de désexcitation sont considérés comme indépendants de la voie d'entrée. L'énergie d'excitation du pré-fragment peut atteindre quelques MeV par nucléon, c'est pourquoi les mécanismes de désexcitation sont également nombreux : évaporation de particules légères, fission symétrique ou asymétrique, voire multifragmentation.

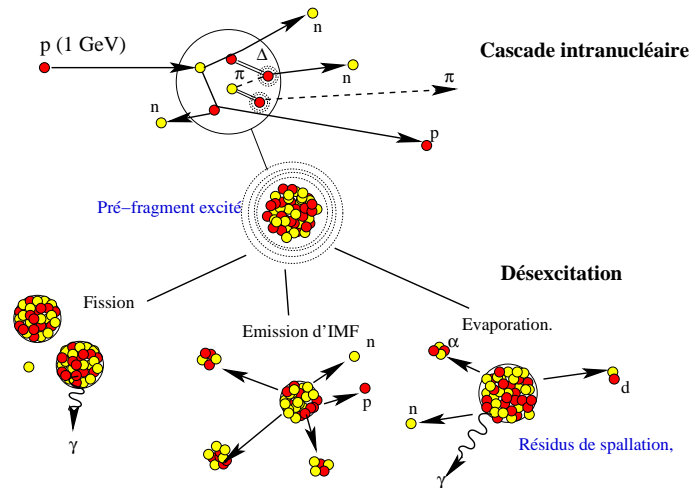


FIG. 1.1 – Représentation simplifiée de la réaction de spallation. La phase de cascade laisse le pré-fragment dans un état excité. Plusieurs mécanismes de désexcitation sont alors possibles en fonction de l'énergie d'excitation et du type du noyau : fission, évaporation ou émission de fragments de masse intermédiaire (IMF). Le mécanisme à l'œuvre lors de l'émission de fragments de masse intermédiaire est encore particulièrement sujet à discussion.

L'ensemble de ces deux phases est appelé réaction de spallation. On voit donc que la définition même de la spallation couvre un large spectre de réactions, allant des réactions très périphériques pour lesquelles l'énergie déposée par le nucléon au noyau est très faible, aux réactions à faible paramètre d'impact laissant le noyau dans un état très excité en fin de cascade et pour lesquelles plusieurs mécanismes de désexcitation sont envisageables. Par ailleurs, la description de la spallation, en particulier du mécanisme de désexcitation, dépend fortement de la fissilité et de la taille du noyau considéré, l'énergie d'excitation moyenne par nucléon en fin de cascade étant d'autant plus forte que le noyau est léger. Enfin, l'énergie incidente du projectile est également naturellement déterminante, l'énergie transférable au noyau en découlant directement. On comprend dès lors l'enjeu d'une description de toute la gamme de ces réactions à travers un modèle unifié associant une phase de cascade et une phase de désexcitation. Nous allons maintenant décrire plus en détail chacune de ces deux phases.

1.2 La cascade intranucléaire

1.2.1 Modélisation du noyau

Lors de la phase de cascade, le noyau est généralement modélisé comme un gaz de Fermi de neutrons et de protons (il est supposé qu'à ces énergies, les effets de structure du noyau sont négligeables). La première idée a consisté à placer les nucléons du noyau dans un potentiel uniforme [27, 28]. L'énergie de Fermi, définie comme l'énergie du nucléon le plus énergétique du noyau dans son état fondamental, dépend alors seulement de la densité uniforme de neutrons ou de protons $\rho_{n,p}$ et vaut :

$$E_{F_{n,p}} = \hbar^2/2m \times (3\pi^2 \rho_{n,p})^{2/3}$$

où m est la masse du nucléon.

Le fait de choisir une densité de protons et de neutrons uniforme est toutefois en contradiction avec, par exemple, des données expérimentales sur la diffusion d'électrons [29] et a amené le développement de modèles prenant en compte la diffusivité de la surface du noyau. La modélisation de la forme de la densité nucléonique influe en effet fortement sur les résultats de la cascade, en particulier pour les collisions très périphériques du type (p, n), (p, 2p) dont la probabilité d'occurrence dépend fortement de la diffusivité de la surface du noyau.

Un certain nombre de modèles [30, 31] cherchent à s'approcher des densités nucléoniques expérimentales en divisant le noyau en différentes sphères de densité constante. L'énergie de Fermi, telle qu'elle est définie ci-dessus, devient alors dépendante de la densité de la région considérée. Si l'on se base sur le fait que la profondeur du potentiel nucléaire est donnée par la somme de l'énergie de Fermi et de l'énergie de séparation d'un nucléon, on en déduit que le potentiel nucléaire doit également dépendre de la zone considérée. Par conservation de l'énergie d'une particule passant d'une région à l'autre, cette hypothèse implique également la variation de son énergie cinétique au passage entre deux zones.

D'autres modèles plus récents [21] utilisent enfin une modélisation de la densité du noyau par une fonction de Woods-Saxon dont les paramètres sont également déterminés expérimentalement. Cette modélisation permet de s'affranchir de tout problème lié au passage d'une région à une autre.

Par ailleurs, la modélisation de la densité nucléonique doit *a priori* tenir compte du fait qu'au cours de la cascade, la densité du noyau, et donc le potentiel, évoluent : si le changement de densité est pris en considération dans les modèles ayant un suivi temporel de la cascade [32, 21], l'évolution du potentiel est généralement négligée, la physique du processus étant supposée être dominée par les collisions nucléon-nucléon et non par l'évolution du champ moyen.

Enfin, le potentiel « ressenti » par la particule de cascade est généralement supposé indépendant de la vitesse de cette dernière, même s'il a été montré expérimentalement que la valeur du potentiel diminuait à peu près linéairement lorsque l'énergie de la particule augmentait [33]. L'incidence de l'introduction d'une dépendance du potentiel avec la vitesse de la particule a néanmoins été testée par Chen et al. [31] sans que cela ne modifie beaucoup les résultats [34].

1.2.2 Hypothèses de la cascade

La description de la cascade intranucléaire comme un ensemble de collisions binaires classiques nucléon-nucléon bien séparées dans le temps et dans l'espace est basée sur deux hypothèses majeures [2] (Fig. 1.2) :

- la longueur d'onde de de Broglie $\Lambda = h/p_{lab}$ des nucléons de la cascade doit être très inférieure à la portée r de l'interaction pour pouvoir considérer la trajectoire des nucléons entre les collisions comme non perturbée. Cette condition est valable pour le nucléon incident mais devient en revanche de moins en moins vérifiée au fur et à mesure du déroulement de la cascade, car l'énergie des particules secondaires devient rapidement beaucoup plus faible que celle de la particule incidente.
- L'état asymptotique de l'onde de diffusion résultant de la collision entre deux nucléons doit être atteint avant qu'une deuxième collision mettant en jeu l'un de ces deux nucléons n'ait lieu. Cette hypothèse permet de considérer deux collisions successives comme indépendantes. Pour cela, la portée de l'interaction doit être très inférieure à la distance moyenne internucléons d . Cette condition est à peine vérifiée, la distance moyenne entre nucléons étant de l'ordre de 2 fm et la portée de l'interaction étant de l'ordre de 1 fm.

La combinaison de ces deux conditions correspond à la condition initialement énoncée par Serber [5] : $\Lambda \ll d$.

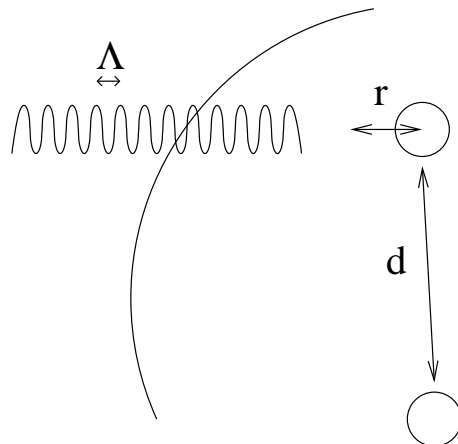


FIG. 1.2 – Représentation schématique des hypothèses sur lesquelles sont basées la cascade. Λ représente la longueur de l'onde de de Broglie du nucléon incident, r est la portée de l'interaction nucléaire et d est la distance moyenne entre nucléons. On doit alors avoir $\Lambda \ll r \ll d$.

Le traitement *semi-classique* des collisions se justifie dans les canaux de diffusion inélastique pour lesquels on peut montrer que des effets de cohérence ou d'interférence entre les ondes issues des diffusions successives n'apparaissent pas [26]. La description de la cascade doit cependant prendre en considération certains effets quantiques :

- le principe de blocage de Pauli interdit à un nucléon issu d'une collision d'occuper un état déjà occupé par un autre nucléon dans l'espace des phases. Les collisions initiales

menant à des nucléons d'énergie inférieure au niveau de Fermi sont ainsi empêchées : la conséquence en est une augmentation du libre parcours moyen des nucléons participant à la cascade, en raison de la diminution de la probabilité d'interaction [27]. Le fait qu'au cours de la cascade, certains nucléons « sortent » de la mer de Fermi (ce qui autorise l'occupation de ces états par d'autres nucléons) n'est pas pris en compte dans tous les codes (notamment dans le code Bertini [30]).

- Le résultat d'une collision n'est pas calculé de façon déterministe mais stochastique à partir des données des sections efficaces nucléon-nucléon.

1.2.3 Les codes de cascade

Très rapidement après la remarque de Serber sur la possibilité du traitement de ces réactions comme une suite de collisions à l'échelle du nucléon, des calculs statistiques ont été développés [27]. Aujourd'hui, les codes de cascade peuvent être décomposés en deux catégories :

- Les codes basés sur le libre parcours moyen des nucléons dans le milieu : leur principe est de transporter le nucléon initial dans un milieu continu jusqu'à une distance correspondant à une fraction de son libre parcours moyen. Si une collision est tirée, le transport du nucléon initial et du nucléon promu du milieu est alors suivi. Cette approche a été la première à être développée, c'est notamment celle adoptée par les codes Bertini [30] et ISABEL [31, 32].
- Les codes suivant l'évolution dans le temps de chaque nucléon : la trajectoire de chacun des nucléons est suivie dans le temps jusqu'à leur distance minimale d'approche déterminée à partir de la section efficace nucléon-nucléon. Cette approche est celle adoptée par INCL [21].

Le code Bertini

Le code Bertini [30, 35, 36] est l'un des plus anciens codes de cascade et reste sans doute aujourd'hui le plus utilisé, notamment en raison d'un temps de calcul avantageux (c'est également l'option par défaut dans le code Monte-Carlo MCNPX¹).

Le noyau y est modélisé comme un milieu continu dont la densité est représentée par trois sphères concentriques de densité constante. Le choix de cette modélisation de densité a été effectué de façon à reproduire au mieux des données de l'époque sur la diffusion d'électrons [29]. La proportion de neutrons et de protons est considérée constante dans chacune de ces trois zones. Par ailleurs, le potentiel dans lequel se trouvent les nucléons est différent dans chacune des trois zones et vaut $V(i) = E_{Fermi}(i) + E_{liaison}$, où $E_{Fermi}(i)$ est l'énergie de Fermi de la zone i et $E_{liaison}$ est l'énergie de liaison d'un nucléon prise égale à 7 MeV.

Le transport des particules est basé sur leur libre parcours moyen dans le noyau (Fig. 1.3). Les sections efficaces d'interaction entre deux nucléons d'impulsion p_1 et p_2 , $\sigma_{12}(p_1, p_2)$, sont interpolées à partir de données tabulées. Soit $v_{12}(p_1, p_2)$ leur vitesse relative et $\rho_2(p_2)$ la densité du noyau au point p_2 de l'espace des impulsions. La section efficace macroscopique d'interaction

¹Monte Carlo N-Particle Transport Code System for Multiparticle and High Energy

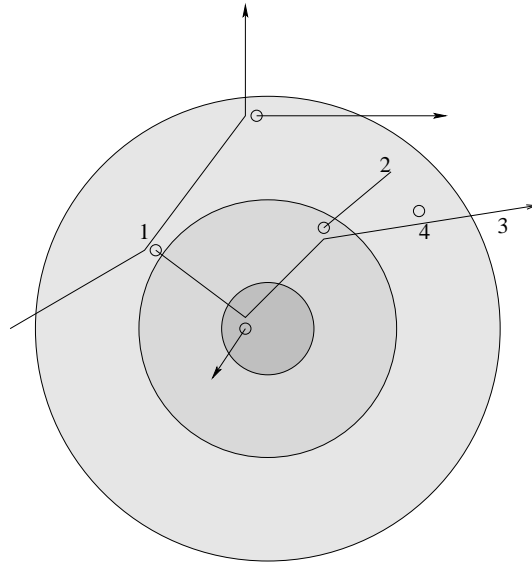


FIG. 1.3 – Illustration de la cascade Bertini. En (1) : le tirage de la première collision est effectué à partir du libre parcours moyen de la particule incidente dans la couronne extérieure, l'histoire de la particule nouvellement mise en jeu (symbolisée par un rond) est alors suivie. En (2), l'énergie de la particule passe sous le seuil de coupure en énergie. En (3) : la particule sort du noyau. En (4) : l'interaction est interdite par le principe de blocage de Pauli.

d'un nucléon d'impulsion p_1 et de vitesse v_1 dans le noyau est donnée par :

$$\Sigma(p_1) = \frac{1}{v_1} \int \sigma_{12}(p_1, p_2) v_{12}(p_1, p_2) \frac{\partial \rho_2}{\partial p_2} dp_2 \quad (1.1)$$

En négligeant le mouvement de Fermi moyen des nucléons par rapport à la direction de l'impulsion du nucléon incident, la section efficace macroscopique d'interaction dans la zone i peut être approchée par :

$$\Sigma_i(p_1) \approx \sigma_{12}(p_1) \rho_i$$

La distance à laquelle s'effectue une collision est alors tirée selon la loi $\exp(-x\Sigma_i)$. Le tirage de l'impulsion du partenaire est effectué *a posteriori* à partir de la fonction reliant le taux de réaction avec la vitesse du nucléon partenaire, donnée par l'intégrande de l'équation (1.1). L'angle et l'impulsion des produits de la collision sont déterminés stochastiquement à partir de $\sigma_{12}(p_1, p_2)$. Dans le cas où l'énergie d'un des nucléons est inférieure à l'énergie de Fermi, l'interaction est refusée par le principe de blocage de Pauli, alors dit *strict*. Dans le cas contraire, le nucléon nouvellement mis en jeu sort du continuum et son histoire est suivie. Cette histoire s'arrête dès lors qu'il échappe au milieu ou que son énergie est considérée comme trop faible pour propager la cascade (quelques MeV au-dessus du potentiel $V(i)$).

Le calcul de l'énergie d'excitation E^* se fait à partir de la conservation d'énergie entre le système initial (proton accéléré et noyau au repos) et le système final (résidu, nucléons et

pions). E^* est donnée par la formule de Metropolis et al. [28] :

$$E^* = E_k^{proj} - \sum_{i=1}^N E_k^i - \sum_{i=1}^{N_\pi} E_{tot}^i - (N-1)E_{liaison}$$

Dans cette expression, E_k^{proj} représente l'énergie cinétique du projectile, E_k^i est l'énergie cinétique des N nucléons éjectés, E_{tot}^i est l'énergie totale des pions émis (masse + énergie cinétique), et $E_{liaison}$ est l'énergie de liaison des nucléons.

Le code ISABEL

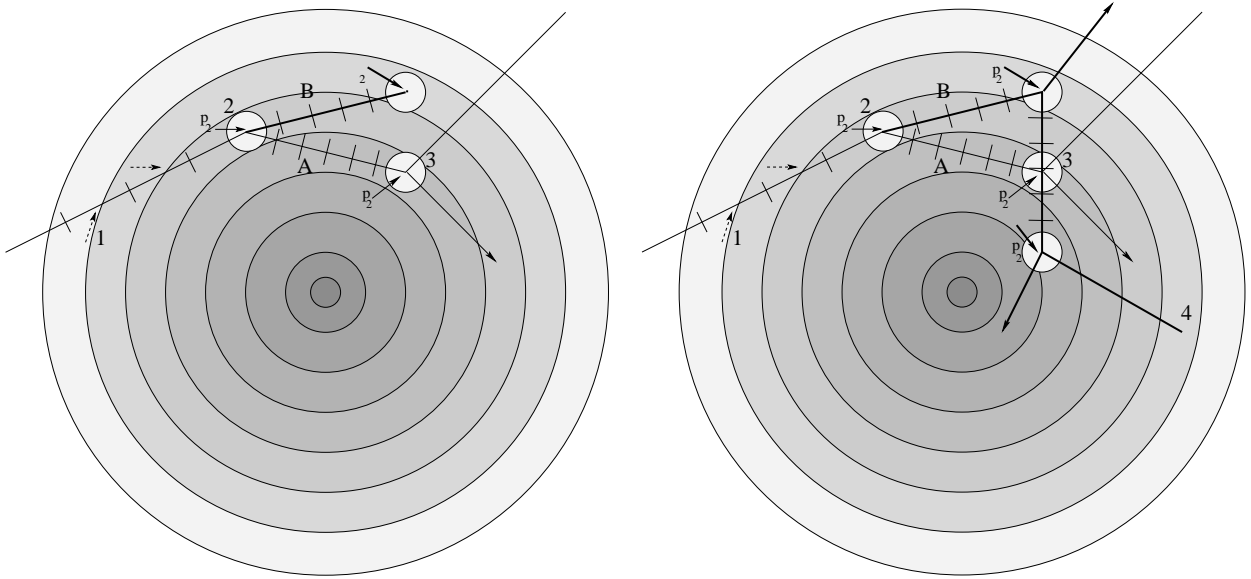


FIG. 1.4 – Illustration de la cascade ISABEL. Le noyau est ici décomposé en 8 zones concentriques. Le tirage de chaque collision est effectué à partir d'une fraction du libre parcours moyen des particules. En (1) : les impulsions p_2 sont tirées sur chaque intervalle. En (2) : lorsqu'une collision est tirée la densité varie localement (représentée par des cercles plus clairs). Les 2 particules A (en traits fins) et B (en traits épais) sont alors suivies dans le temps. En (3) : l'interaction de la particule A entraîne une diminution de la densité ; (figure de droite) la particule B a une probabilité très faible de réinteragir en ce point. En (4) : l'énergie de la particule passe sous le seuil de coupure.

Le code ISABEL [32] apporte quelques modifications par rapport à la cascade de Bertini. Ce code, développé à l'origine sous le nom de VEGAS [31], a connu depuis un certain nombre de modifications d'importance [37, 38, 39] puis a été étendu aux collisions d'ions lourds [32, 40].

Le noyau y est également modélisé selon un milieu continu dont la densité est cette fois-ci divisé en 8 sphères concentriques (16 dans la version d'ISABEL de MCNPX), ce qui permet notamment de réduire les effets de discontinuité d'une région à une autre. Les effets de réfraction des particules au passage d'une frontière ne sont pas pris en considération (dans la

version standard actuelle). Les pions sont par ailleurs placés dans un potentiel constant égal à 25 MeV.

La différence fondamentale avec le code Bertini provient néanmoins du suivi de la cascade qui n'est plus effectué d'interaction en interaction mais temporellement, ce qui permet de prendre en considération des effets d'interaction entre deux particules de cascade proches ainsi que des effets de changements locaux de densité. En effet, lors d'une collision, un « trou » est créé localement : le mouvement de Fermi des nucléons étant par hypothèse très lent devant la vitesse moyenne des particules de cascade, ce défaut de densité reste localisé autour du point de la collision pendant tout le temps de la cascade², ce qui modifie le libre parcours moyen des nucléons passant en ce point à la suite de cette collision (Fig. 1.4).

De même que pour Bertini, l'arborescence des nucléons nouvellement mis en jeu augmente à chaque nouvelle interaction, mais chaque nucléon est suivi par intervalle de temps. Par conséquent, ce n'est plus une distance d'interaction qui est tirée mais une probabilité d'interaction du nucléon sur son chemin à chaque pas de temps τ , auquel est associé le moment d'un partenaire p_2 pris dans une sphère de Fermi. Si une interaction est tirée dans cet intervalle, on obtient alors le lieu de l'interaction et l'impulsion du partenaire, dont le tirage est fait indépendamment du taux de réaction des deux nucléons (contrairement à Bertini qui effectue ce tirage *a posteriori*). La valeur choisie pour τ est une fraction de l'estimation du libre parcours moyen : elle vaut typiquement $\tau = \lambda/(30\beta)$, où β est la vitesse de la particule. Par ailleurs, lorsque plusieurs particules sont suivies simultanément, l'intervalle de temps choisi correspond à la particule pour laquelle τ est minimal. Comme pour Bertini, les particules issues de la collision sont suivies à condition qu'elles ne violent pas le critère de blocage de Pauli. Ce dernier peut être *strict* (comme pour Bertini) ou évoluer au cours de la cascade afin de tenir compte statistiquement de la diminution de densité de la mer de Fermi : un nucléon dont l'impulsion a été tirée inférieure à l'impulsion de Fermi a ainsi une probabilité $p = (N - k)/N$ d'être bloqué, où k est le nombre de nucléons « sortis » de la mer de Fermi. Leur histoire est suivie jusqu'à ce que leur énergie totale devienne inférieure à une certaine valeur laissée en paramètre libre pour l'utilisateur, différente pour les neutrons et les protons (typiquement une dizaine de MeV au-dessus de l'énergie de Fermi).

L'énergie d'excitation est calculée, comme pour Bertini, selon la formule de Metropolis et al. [28] donnée plus haut. La vitesse de recul du résidu est par ailleurs obtenue en soustrayant les impulsions de toutes les particules éjectées à l'impulsion du hadron incident. L'inconvénient de ce code par rapport à Bertini provient principalement du temps de calcul, environ 7 fois plus important [41].

Le code INCL

Le code INCL a, au départ, été conçu pour la description des expériences d'ions lourds [42] avant d'évoluer vers les réactions induites par protons [43, 41], antiprotons [44] ou pions [45]. Dans sa version la plus récente, INCL4 [21], de nombreuses modifications ont été faites, notamment en ce qui concerne la surface du noyau, le traitement du blocage de Pauli, le temps

²Cette modélisation (« réarrangement lent ») ne correspond pas à l'option par défaut de ISABEL.

de vie de la résonance Δ ou l'inclusion du moment angulaire en donnée de sortie de la cascade.

À la différence des modèles précédents, les nucléons sont ici considérés individuellement dans le noyau. La densité du noyau dans son état initial est donnée par une distribution de Woods-Saxon dont les paramètres sont fixés par des expériences en diffusion d'électrons. L'impulsion initiale des nucléons est tirée dans une sphère dure de rayon p_F , l'impulsion de Fermi. Le choix de la distribution spatiale des particules est délicat car il est conditionné par la densité du noyau et par la nécessité d'avoir un noyau stable en l'absence d'intervention extérieure. En supposant la vitesse des nucléons constante en dehors des collisions, comme c'est le cas dans INCL4, les nucléons de trop faible impulsion initiale ne peuvent pas occuper les parties extérieures du noyau, de par la forme du potentiel (Fig. 1.5). L'idée est de considérer que les nucléons d'impulsion comprise entre p et $p + dp$ sont soumis à un puits de potentiel constant sur une sphère de rayon dépendant de p , $R(p)$, choisi de façon à ce que la densité nucléonique de Woods-Saxon soit reproduite. La répartition spatiale des nucléons est alors uniforme et l'on peut dès lors tirer la position du nucléon dans une sphère dure de rayon $R(p)$.

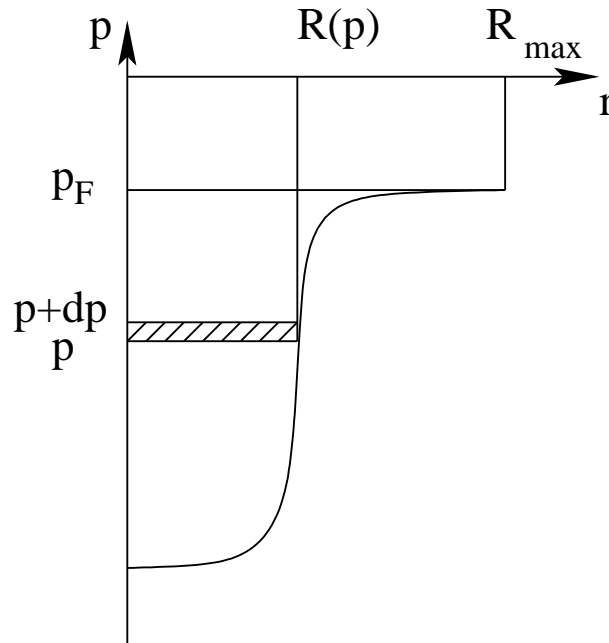


FIG. 1.5 – Illustration de la corrélation entre le tirage de l'impulsion p et celui de la position r dans INCL4. La position est tirée dans une sphère de rayon $R(p)$ afin que la forme du potentiel soit reproduite (voir texte).

La propagation de la cascade initiale se fait temporellement (Fig. 1.6). Par la connaissance de la vitesse (supposée constante hors des collisions binaires) et de la position de chacune des particules intervenant dans la réaction, il est possible de déterminer le temps minimal τ correspondant à la collision de deux d'entre elles. Le critère de collision est défini par une distance relative entre la trajectoire des deux particules i et j inférieure à $\sqrt{\sigma_{tot}(s_{ij})}/\pi$, où σ_{tot} est la section efficace totale d'interaction entre i et j et où s_{ij} est leur énergie dans

leur centre de masse. Le mouvement de toutes les particules du noyau est alors propagé en ligne droite pendant la durée τ . Le résultat de la collision est traité de façon stochastique à partir des données de sections efficaces faisant intervenir nucléons, résonances Δ et pions. Le principe de Pauli est ici dynamiquement pris en considération en interdisant l'occupation par les particules issues de la collision des positions et des impulsions déjà occupées par d'autres particules, à l'intérieur d'un volume de l'espace des phases fixé à $(3,18 \text{ fm})^3$ pour la position et à $(200 \text{ MeV}/c)^3$ pour l'impulsion. Enfin, lorsqu'une particule arrive à la surface du noyau, son sort dépend de son énergie cinétique. Elle est réfléchie si son énergie cinétique est inférieure au potentiel, elle est transmise sans réfraction avec une certaine probabilité sinon.

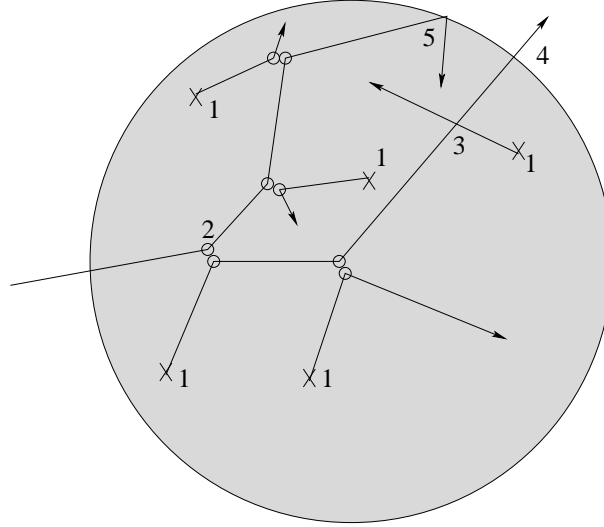


FIG. 1.6 – Illustration de la cascade INCL. En (1) : les particules du noyau sont toutes suivies individuellement dans le temps. En (2) : la première collision d'une particule du noyau avec le nucléon incident est observée et traitée. En (3) : une collision est tirée mais aboutit à l'émission d'un nucléon avec une impulsion déjà attribuée : elle n'est donc pas traitée. En (4) : la particule sort du noyau sans réfraction. En (5) : l'énergie cinétique de la particule est plus faible que le potentiel et elle est réfléchie

Le temps de fin de cascade est supposé correspondre au temps où l'énergie déposée par le nucléon incident est répartie uniformément sur tous les nucléons restés dans le noyau, ce qui se traduit par un changement de comportement de différentes observables telles que l'énergie d'excitation, l'énergie cinétique des éjectiles ou encore la directionnalité de l'impulsion des nucléons participants par rapport à la direction du projectile incident. Le temps correspondant à un changement de pente dans ces observables a été déterminé pour le ^{208}Pb (Fig. 1.7), puis a été paramétré pour les autres masses. L'énergie d'excitation du pré-fragment est calculée directement à partir de l'énergie cinétique de chacune des particules du noyau final :

$$E^* = \sum_{i \in A_{pref}} E_k^i - \left(\sum_{i \in A_{targ}} E_{k0}^i - (A_{targ} - A_{pref}) T_F \right)$$

où les E_k^i représentent les énergies cinétiques de toutes les particules du pré-fragment, E_{k0}^i correspond à l'énergie cinétique des nucléons du noyau initial et T_F est l'énergie de Fermi. L'expression entre parenthèses représente l'énergie du noyau initial que l'on aurait dépeuplé de ses nucléons de plus haute énergie : c'est l'énergie minimale de notre système de A_{pref} nucléons. La différence avec l'énergie du pré-fragment en fin de cascade représente donc bien une énergie d'excitation.

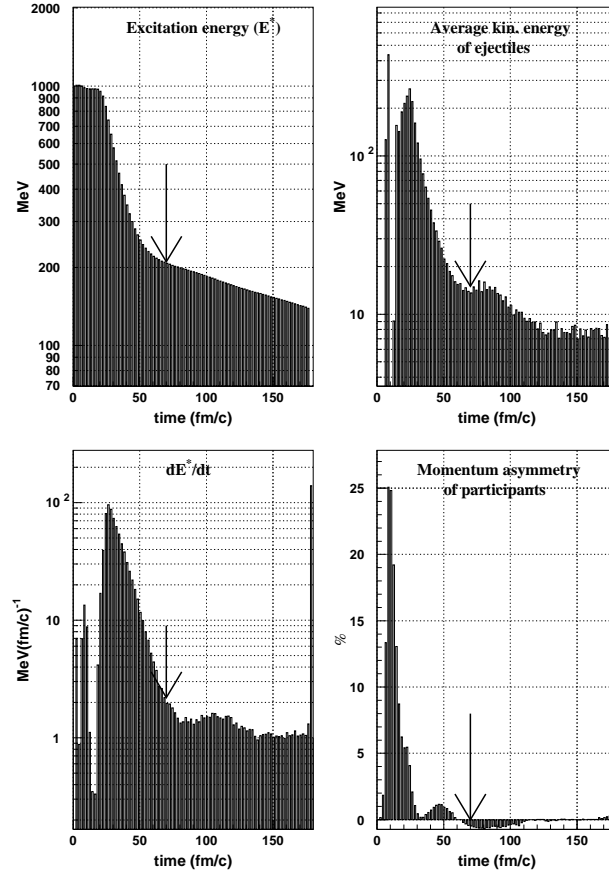


FIG. 1.7 – Évolution de l'énergie d'excitation, de l'énergie cinétique des éjectiles et de l'asymétrie de l'impulsion des nucléons participants au cours de la cascade. La flèche désigne le temps qui a été choisi pour la fin de la cascade.

L'expression de l'énergie d'excitation ci-dessus assure la conservation de l'énergie du système à condition de négliger l'énergie de recul du pré-fragment, en comparaison beaucoup plus faible. Ce recul est estimé de façon itérative à partir des particules éjectées : si l'on considère le pré-fragment immobile, il est possible de connaître l'impulsion des particules éjectées et de remonter par conservation à l'impulsion du pré-fragment à l'ordre 1. Le calcul à l'ordre 2 de l'impulsion des particules éjectées peut alors tenir compte du recul du pré-fragment à l'ordre 1 etc. En pratique, la correction à l'ordre 2 est déjà très faible, si bien que l'algorithme s'arrête dès la seconde itération.

Enfin, dans sa version la plus récente (que nous désignerons dans la suite par *INCL4+clus-*

ters), INCL4 inclut la possibilité de formation de particules composites par coalescence à la surface du noyau : deutons, tritons, ^3He et ^4He [46]. Ce développement est lié à la constatation expérimentale de l'émission de fragments légers dont le spectre en énergie cinétique s'étend au-delà du spectre évaporatif. Dans l'approche adoptée dans [46], ce spectre est interprété comme provenant de particules émises en fin de cascade.³.

1.3 La désexcitation

À l'issue de la phase de cascade, le noyau thermalisé, encore appelé pré-fragment, dispose généralement d'une énergie d'excitation supérieure à l'énergie de séparation d'un ou plusieurs nucléons, voire à la barrière de fission pour les noyaux fissiles. Dans le cas de noyaux légers tels que le ^{56}Fe , le canal principal de désexcitation consiste en une émission de particules légères et peu énergiques dans le centre de masse (n, p, ^2H , ^3H , ^3He , α). Ce processus favorise naturellement l'émission de neutrons par rapport aux particules chargées, ces dernières devant franchir la barrière coulombienne, soit directement (si leur énergie cinétique est supérieure à la barrière coulombienne), soit par effet tunnel. Cette différence est naturellement d'autant plus importante que le noyau est lourd, la barrière coulombienne étant alors plus importante.

À des énergies plus élevées, d'autres mécanismes de désexcitation sont également envisageables, et il est notamment observé expérimentalement (voir chapitre 5) l'émission de fragments de masse intermédiaire (fragments de charge supérieure ou égale à trois). Ces fragments pourraient être formés par différents mécanismes tels que l'évaporation étendue aux fragments lourds, la fission très asymétrique ou la multifragmentation que nous allons décrire brièvement ci-après. La durée de l'étape de désexcitation dépend de l'énergie d'excitation du pré-fragment. Elle est en général beaucoup plus lente que la phase de cascade (10^{-16} s contre 10^{-22} s) mais peut être de l'ordre de 10^{-21} s dans le cas d'énergies d'excitation très élevées (on parle alors d'émission simultanée ou encore de multifragmentation). L'étape de désexcitation est généralement traitée de façon statistique dans les codes et séparément de la cascade intranucléaire, ce qui se justifie dans le cadre de l'hypothèse de Bohr d'indépendance du mécanisme de désexcitation de la voie d'entrée [3]. Nous allons maintenant décrire plus en détails chacun des mécanismes de désexcitation qui ont été envisagés pour décrire les résultats des expériences.

1.3.1 L'évaporation de particules légères

Le formalisme de Weisskopf

Dès 1936, l'analogie entre l'énergie d'un noyau et la chaleur d'un corps solide a amené à interpréter l'émission de particules légères comme une « évaporation » [47]. Deux hypothèses régissent la description de l'évaporation selon la théorie de Weisskopf [48] :

³Une troisième phase entre la cascade et la désexcitation est parfois introduite, notamment pour reproduire ces données (phase de *pré-équilibre*). L'inclusion de cette troisième phase n'est néanmoins pas une contrainte théorique absolue et introduit nécessairement des paramètres supplémentaires. La démarche adoptée dans le groupe est de ne pas considérer de phase de pré-équilibre et de traiter l'émission de particules composites au sein de la cascade.

- la durée de vie du système est supposée grande devant son temps de formation, si bien que le système est considéré à l'équilibre (hypothèse de Bohr). Dans ce cas, d'après le principe fondamental de la physique statistique, tous les états microscopiques accessibles ont la même probabilité.
- Le mécanisme d'évaporation d'une particule est supposé invariant par renversement du temps. Cela revient à considérer que le taux d'émission du système initial, de densité d'états ρ_1 , est égal au taux de capture du système final, de densité d'états ρ_2 . Si l'on note Γ_{12} la largeur d'émission d'une particule par le système initial et Γ_{21} la largeur de capture de cette particule par le système final, on obtient la relation :

$$\rho_1 \Gamma_{12} = \rho_2 \Gamma_{21}$$

Cette relation est connue sous le nom de *principe de la balance détaillée*. Cette hypothèse revient à considérer que la probabilité d'émission d'une particule d'évaporation ne dépend que de l'état final du système et non de la dynamique du processus d'évaporation. Par ailleurs, la possibilité de renversement du temps nécessite que le processus d'évaporation soit non-dissipatif.

La largeur partielle ici recherchée est celle d'émettre une particule a d'énergie ε : $\Gamma_a(\varepsilon)$. D'après le principe de la balance détaillée, on a :

$$\Gamma_a(\varepsilon) = (\rho_2/\rho_1)\Gamma_{21} \quad (1.2)$$

ρ_2 est le produit de la densité d'états du noyau par la densité d'états de la particule dans l'état final. Il s'écrit :

$$\rho_2 = \rho_f(E_f^*) \times (2s + 1) \frac{4\pi p^2 dp}{h^3} \Omega$$

où $\rho_f(E_f^*)$ est la densité d'états du noyau final, s et p sont le spin et la quantité de mouvement de la particule, et Ω est le volume fictif dans lequel on considère la désexcitation.

Γ_{21} est la probabilité de capture par unité de temps. En notant $\sigma_c(\varepsilon)$ la section efficace de capture de la particule de vitesse v et d'énergie ε par le noyau, on obtient :

$$\Gamma_{21} = \frac{v}{\Omega} \sigma_c(\varepsilon) = \frac{1}{\Omega} \frac{d\varepsilon}{dp} \sigma_c(\varepsilon)$$

En insérant les expressions de ρ_2 et de Γ_{21} dans l'équation (1.2), on obtient alors l'équation de base donnant la largeur d'émission d'une particule a d'énergie ε pour un noyau initial d'énergie d'excitation E_i^* et de densité d'états $\rho_i(E_i^*)$:

$$\Gamma_a(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{\rho_f(E_f^*)}{\rho_i(E_i^*)} \times (2s + 1) \frac{4\pi p^2}{h^3} \sigma_c(\varepsilon) d\varepsilon \quad (1.3)$$

Le calcul des largeurs et des probabilités d'émission des particules nécessite donc la connaissance des sections efficaces de capture ainsi que la modélisation des densités de niveaux des noyaux excités : ces densités de niveaux sont généralement calculées à partir de légères modifications du modèle du gaz de Fermi, qui, s'il reste approximatif, offre néanmoins des résultats satisfaisants compte tenu de sa simplicité (voir paragraphe 1.3.5).

Par ailleurs, la forme de l'équation (1.3) peut nous renseigner sur le spectre en énergie des particules évaporées. Pour simplifier le discours, nous nous intéresserons ici uniquement au spectre des neutrons. Soient $S_f(E_f^*) = \ln(\rho_f(E_f^*))$ et $S_i(E_i^*) = \ln(\rho_i(E_i^*))$ les entropies du noyau dans ses états final et initial. Aux énergies non-relativistes auxquelles nous nous trouvons pour la désexcitation par émission de neutrons, on a $p^2 = 2m_n\varepsilon$, où m_n est la masse du neutron. L'équation (1.3) devient :

$$\Gamma_a(\varepsilon)d\varepsilon = (2s + 1)\sigma_c(\varepsilon)\frac{8\pi m_n\varepsilon}{h^3}e^{S_f(E_f^*)-S_i(E_i^*)}d\varepsilon \quad (1.4)$$

En faisant l'hypothèse que l'énergie « enlevée » par le neutron (énergie de liaison B et énergie cinétique ε) est très inférieure à l'énergie d'excitation du noyau⁴, et en supposant que les fonctions d'entropie S_f et S_i sont identiques, on peut écrire :

$$S_f(E_f^*) - S_i(E_i^*) \approx -(B + \varepsilon)\frac{dS_i(E_i^*)}{dE} \quad (1.5)$$

On reconnaît alors la définition de l'inverse de la température du noyau à l'équilibre thermodynamique d'énergie E_i^* ($1/T_i = dS_i/dE$). Finalement, en supposant que la section efficace de capture est sensiblement constante aux énergies considérées [51], on obtient une largeur d'émission d'un neutron distribuée selon une maxwellienne :

$$\Gamma_a(\varepsilon)d\varepsilon \propto \varepsilon e^{-\varepsilon/T}d\varepsilon \quad (1.6)$$

L'énergie moyenne d'un neutron évaporé est donc $\varepsilon = 2T$, l'énergie la plus probable est $\varepsilon = T$. Les spectres en énergie des neutrons correspondent au rapport d'embranchement :

$$P_a(\varepsilon) = \frac{\Gamma_a(\varepsilon)d\varepsilon}{\sum_{a'} \int_0^{\varepsilon_{max}} \Gamma_{a'}(\varepsilon)d\varepsilon} \quad (1.7)$$

D'après l'équation (1.6), on obtient :

$$P_a(\varepsilon) \propto \frac{\varepsilon}{T^2}e^{-\varepsilon/T} \quad (1.8)$$

Toutefois, si l'énergie d'excitation est suffisamment grande pour que le noyau subisse une émission séquentielle de neutrons, il faut prendre en considération le fait que la température du noyau diminue à chaque émission. Si l'on cherche à garder une équation de la forme de (1.8) pour décrire le spectre d'émission de *tous* les neutrons, la température doit être remplacée par une température effective T' et un paramètre l doit être introduit [52, 53]. On obtient alors un spectre de la forme :

$$P_a(\varepsilon) \propto \frac{\varepsilon^l}{T'^{l+1}}e^{-\varepsilon/T'}, \quad (1.9)$$

où T' et l peuvent être déterminés par des contraintes sur la largeur et la valeur moyenne sur l'énergie cinétique des neutrons [52] à partir d'une expression reliant l'énergie d'excitation

⁴Cette hypothèse n'est pas vraiment justifiée pour B . Un calcul plus rigoureux change peu la forme globale du spectre obtenu, si ce n'est que T , dans l'expression (1.6) vaut en réalité $T_f(E_f^*)$ et non $T_i(E_i^*)$ comme le suggère l'équation (1.5).

avec T . Le lien entre la température et l'énergie d'excitation peut être obtenu à partir de la fonction de répartition d'un gaz de Fermi, l'expression la plus couramment utilisée⁵ est :

$$E^* = a \times T^2, \quad (1.10)$$

où a est appelé *paramètre de densité de niveaux*. On obtient alors pour les valeurs de T' et l :

$$l \approx 5/11$$

$$T' \approx 11/12 \times T$$

Le formalisme de Hauser-Feshbach

Le formalisme de Weisskopf ne prend cependant pas en compte la conservation du moment angulaire et de la parité [48]. Cela fut fait en 1952 dans le formalisme de Hauser-Feshbach [50], qui introduisit la dépendance de l'équation (1.3) avec le moment angulaire à l'aide des sections efficaces de capture calculées avec le modèle optique [33]. En introduisant un potentiel complexe dans l'équation de Schrödinger, le modèle optique donne en effet la section efficace de capture à basse énergie d'un nucléon par un noyau en fonction de *coefficients de transmission* T^l , représentant la probabilité pour une particule de moment angulaire orbital l de former un noyau composé :

$$\sigma_c^l = (2l + 1)\pi\lambda^2 T^l(E)$$

Notons J le moment angulaire total du système, I la somme des spins intrinsèques du système « noyau+particule » ($\vec{J} = \vec{I} + \vec{l}$). Nous désignerons par i l'indice du système composite initial, f celui du noyau dans son état final et a celui de la particule émise. La conservation du moment angulaire total impose que le moment orbital l de la particule ne prenne que des valeurs comprises entre $|J_i - J_f|$ et $J_i + J_f$. L'équation (1.3) donnant la largeur d'émission d'une particule a laissant le noyau dans un état (Z_f, A_f, J_f) doit alors être légèrement modifiée :

$$\Gamma_a(Z_f, A_f, J_f) = \frac{2J_a + 1}{2\pi\rho_i} \sum_{l=|J_i - J_f|}^{J_i + J_f} \int_0^{E_f^* - B - E_{rot}(J_f)} T^l(\varepsilon) \rho_f(U_f, J_f) d\varepsilon. \quad (1.11)$$

où $U_f = E^* - B - E_{rot}(J_f) - \varepsilon$ représente l'énergie « disponible » du noyau, B étant l'énergie de liaison et $E_{rot}(J_f)$ l'énergie de rotation et de déformation. L'application du formalisme de Hauser-Feshbach passe donc par le calcul des coefficients de transmission $T^l(\varepsilon)$, de l'énergie de déformation et de rotation ainsi que des densités d'états du noyau résiduel (voir par exemple les choix qui ont été faits dans le modèle de GEMINI au paragraphe 1.3.5).

1.3.2 L'évaporation de fragments de masse intermédiaire

Le formalisme de Weisskopf peut *a priori* être utilisé pour évaporer des fragments plus lourds que les nucléons et les particules α [57]. La principale différence provient du fait que les

⁵D'autres formules du type $E^* = a \times T^2 - kT$ ont été proposées (par exemple dans [54, 55]) mais leur calcul contiendrait une erreur [56].

fragments peuvent alors être émis dans un état excité, ce qui doit être pris en considération pour le calcul de l'énergie finale du noyau après évaporation [58]. Notons cependant que pour pouvoir appliquer le principe de la balance détaillée, on doit supposer que le processus est non dissipatif et que toute la dynamique de formation du fragment peut être négligée. La difficulté de cette approche est donc de savoir jusqu'où le principe de la balance détaillée peut être appliqué.

1.3.3 La cassure binaire

L'image d'une goutte liquide est classiquement utilisée pour décrire le noyau fissionnant [59] : lorsqu'elle est soumise à des déformations, cette goutte est le siège d'une compétition entre les forces de surface, d'une part, et la répulsion coulombienne d'autre part. Avec cette image, Bohr montre que pour « casser » le noyau de manière symétrique, il faut d'autant plus le déformer que son paramètre de fissilité Z^2/A est faible. Pour les systèmes à paramètre de fissilité important (principalement des noyaux lourds), le modèle de l'état transitoire décrit ainsi la fission comme une déformation du noyau jusqu'à un point dit *selle* correspondant à un maximum d'énergie potentielle dans la coordonnée de déformation et au-delà duquel la fission devient irréversible. Le noyau poursuit alors sa séparation jusqu'au point dit de *scission* au niveau duquel les deux noyaux alors distincts se séparent. Ce modèle, basé sur l'hypothèse de fission symétrique, connaît un grand succès pour la description de la fission des noyaux lourds à grande énergie d'excitation pour lesquels les effets de structure nucléaire ne se font pas sentir.

Cependant, pour des noyaux plus légers, U. L. Businaro et S. Gallone ont montré [60] qu'en deçà d'une certaine valeur du paramètre de fissilité, la division asymétrique du noyau initial en deux fragments devient énergétiquement favorisée par rapport à la fission symétrique [61]. Le modèle de l'état transitoire, pour être appliqué, doit alors être généralisé à la fission asymétrique. Cette conception permet notamment de relier de façon continue la fission symétrique et l'évaporation de particules légères, cette dernière pouvant être considérée à l'extrême comme une cassure très asymétrique [62].

La méthode de l'état transitoire consiste à calculer le flux de passage au point selle. La largeur de fission d'un noyau en deux fragments (Z_1, A_1) et (Z_2, A_2) est ainsi calculée à partir de l'espace des phases du système à ce point⁶, donné par la densité de niveaux $\rho(U, J)$, où U est l'énergie « disponible » du système au point selle et J son spin :

$$\Gamma(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{1}{2\pi\rho_0} \int_0^{E^* - V_{selle}} \rho(U, J) d\varepsilon, \quad (1.12)$$

avec V_{selle} la barrière de potentiel et ρ_0 la densité du noyau initial. Pour le tirage de chaque fission, l'énergie du noyau au point selle doit être calculée pour toutes les asymétries $\eta = 1 - 2 \times A_1 / (A_1 + A_2)$ et pour tous les spins des voies de désexcitation [63], ce qui est d'autant plus difficile que pour les noyaux légers, les effets liés à la diffusivité de la surface ainsi qu'à la portée finie de la force nucléaire doivent être pris en considération. L'énergie d'excitation

⁶Pour les systèmes légers, les calculs donnent des résultats très similaires au point de scission ou au point selle en raison d'un col très étroit en ce dernier.

« disponible » au point selle s'écrit, si l'on néglige les effets de structure :

$$U \approx E^* - V_{selle}(J, \eta) - \varepsilon,$$

avec ε l'énergie cinétique associée au mouvement radial. L'estimation de $V_{selle}(J, \eta)$ doit être faite en modélisant la forme du point selle (on utilise typiquement une double sphéroïde). Enfin, la modélisation de la densité de niveaux est, là aussi, cruciale : comme pour l'évaporation, elle est souvent commodément prise égale à celle d'un gaz de Fermi.

Notons au passage qu'il est possible de réunir le modèle de l'état transitoire et l'évaporation de Weisskopf dans le même formalisme (avec des ingrédients différents) [58, 65]. La distinction entre les deux formalismes décrits précédemment provient en effet du fait que dans le modèle de l'état transitoire, seul le déplacement selon l'axe de la fission est considéré alors que dans le cas de l'évaporation, tous les degrés de liberté de la particule émise sont pris en compte, qu'ils soient translationnels (terme $4\pi p^2$ dans l'équation (1.3)) ou liés au spin (terme $2s + 1$). En montrant qu'il est possible de ramener le formalisme de Weisskopf à celui de Bohr en le réduisant simplement à une seule dimension, Swiatecki [65] va dans le sens de Moretto [62] d'un traitement cohérent de la fission à l'évaporation.

1.3.4 La multifragmentation

Lorsque l'énergie d'excitation devient plus importante (typiquement au-delà de 4-5 MeV par nucléon), le pré-fragment émet de plus en plus de particules. À partir d'une certaine énergie d'excitation, le noyau ne dispose pas d'un temps suffisant pour retrouver l'état d'équilibre statistique entre deux émissions successives. L'image d'une émission séquentielle de fragments doit alors être remplacée par l'image d'un noyau se désintégrant simultanément en plusieurs fragments : on parle alors de multifragmentation. Tout comme l'émission séquentielle de particules, la multifragmentation peut être traitée de façon statistique ou dynamique.

Nous nous bornerons ici à évoquer le principe de l'approche statistique telle qu'elle est vue dans le code SMM (*Statistical Multifragmentation Model*) [66]. Cette approche suppose l'équilibre thermodynamique du système initial, elle ignore le déroulement de la collision précédant la mise en place de l'équilibre. Du fait de la forte pression à l'intérieur du noyau, liée à une excitation importante, le noyau connaît une phase d'expansion pendant laquelle la densité nucléaire décroît⁷. Si la densité atteinte est suffisamment faible pour que la distance entre les différents fragments soit supérieure à la portée de la force nucléaire (de l'ordre de 2-3 fm), on atteint alors le point dit de *freeze-out* et les fragments se propagent alors sous la seule interaction coulombienne et se désexcitent par l'émission de particules secondaires. Dans le cas où le point de *freeze-out* n'est pas atteint, l'action des forces nucléaires recomprime le noyau qui décroît alors par évaporation⁸ ou par fission.

⁷Cela est surtout vrai pour les réactions noyau-noyau pour lesquelles la phase d'expansion suite une phase de compression provoquée par la dynamique de la réaction noyau-noyau. Dans le cas d'une réaction nucléon-noyau, l'expansion est purement thermique et devrait en ce sens être plus faible.

⁸Dans SMM, l'évaporation utilise le formalisme de Weisskopf généralisé à l'émission des particules allant jusqu'au noyau ^{18}O [67].

Le principal enjeu d'un code statistique de multifragmentation est de générer événement par événement une partition des fragments au point de *freeze-out*. Cette partition est tirée parmi toutes les partitions de l'espace des phases disponible, cet espace étant déterminé par la charge, la masse, l'énergie d'excitation et le volume de *freeze-out* du système. Le tirage est effectué selon une distribution de probabilité donnée par l'énergie libre de chaque partition de fragments, où les fragments sont décrits selon le modèle de la goutte liquide.

Une autre approche consiste à prendre en compte la dynamique de formation des fragments. Nous ne l'aborderons pas ici, même s'il a pu être montré que dans certains cas, cette approche était nécessaire pour une description correcte des variables cinématiques expérimentales dans des collisions d'ions lourds à quelques dizaines de MeV par nucléon [68].

1.3.5 Quelques exemples de modèles de désexcitation

Nous allons maintenant décrire brièvement quelques codes de désexcitation. Les codes d'évaporation de type « Weiskopf » (Dresner, GEM et ABLA) ont globalement le même formalisme, les seules différences proviennent de la modélisation de la section efficace de capture et de la densité d'états. Le code GEMINI a une approche un peu différente puisqu'il traite l'évaporation dans le formalisme de Hauser-Feshbach et considère la cassure binaire comme une voie possible de désexcitation. Enfin, le code SMM (décrit dans le paragraphe précédent) permet d'inclure des voies de multifragmentation lorsque l'énergie d'excitation du noyau est suffisamment forte.

Dresner

Le code de Dresner [69] a été développé en 1962 à partir du code de Dostrovsky et al. [70] qui avait pour but de tester la théorie de l'évaporation et de déterminer l'influence de certains paramètres physiques entrant dans le calcul. Il permet d'évaporer des particules allant jusqu'à l'alpha (n, p, d, t, ^3He , α) (le type des particules évaporées a été restreint depuis 1962 où l'évaporation jusqu'au noyau ^{10}Be était autorisée).

La section efficace de capture σ est calculée en tenant compte de la légère dépendance en énergie observée expérimentalement⁹, en particulier aux basses énergies, et en considérant la barrière coulombienne pour les particules chargées. Une forme très simple est choisie pour la densité d'états :

$$\rho(E) = \rho_0 e^{2\sqrt{a(E-\delta)}}$$

où δ est un terme dit de *correction d'effet de paire*, prenant en compte le fait que les noyaux comportant un nombre pair de protons et de neutrons sont davantage liés. Par défaut, le paramètre de densité de niveaux a suit la prescription de Gilbert-Cameron-Cook-Ignatyuk (GCCCI). Celle-ci se base sur des données expérimentales à basse énergie d'excitation, avec les

⁹Notons au passage que les sections efficaces de capture devraient en toute rigueur être aussi estimées sur des noyaux excités pour pouvoir appliquer le principe de balance détaillée. L'absence de données sur des noyaux excités conduit cependant à ne considérer les sections efficaces de capture que pour les noyaux dans leur état fondamental. Cette approximation est faite pour tous les codes d'évaporation.

effets de paire et de couche, et prend en compte la disparition des effets de couche à haute énergie où la valeur de a tend vers $A/8 \text{ MeV}^{-1}$.

Le déroulement des émissions successives des particules s'effectue comme suit : la probabilité d'émission d'une particule par rapport à une autre est évaluée par intégration sur l'énergie de l'équation (1.7). L'énergie cinétique de la particule est alors tirée selon une maxwellienne, en prenant en compte la barrière coulombienne si elle est chargée. Le processus continue jusqu'à ce qu'aucune émission de particule ne soit énergétiquement plus possible. Il est ainsi implicitement supposé, comme dans tous les codes décrits ici, qu'il n'y a pas de compétition avec l'émission de γ , que l'on ne traite qu'à la fin de la phase de désexcitation. Ceci se justifie par le fait que la compétition entre l'émission de γ et de particules favorise très largement l'émission de ces dernières, sauf à basse énergie d'excitation.

GEM

Le code GEM, pour Generalized Evaporation Model, fut développé en 2000 par S. Furuhata [57]. Il est, tout comme Dresner, basé sur le modèle de Weisskopf mais la principale différence avec ce dernier est qu'il autorise l'évaporation de fragments allant jusqu'au magnésium.

L'expression de la section efficace de capture est la même que pour Dresner pour les particules légères, elle est étendue aux particules plus lourdes à partir de données sur les sections efficaces de fusion. À haute énergie d'excitation, la densité d'états est celle d'un gaz de Fermi, dans laquelle l'énergie d'excitation est corrigée de l'effet de paire déterminé expérimentalement. Le modèle du gaz de Fermi n'étant pas en accord avec les données de Gilbert et Cameron [56] à basse énergie d'excitation, une autre expression est alors utilisée. Par ailleurs, la valeur du paramètre de densité de niveaux a est, comme pour Dresner, celle de Gilbert-Cameron-Cook-Ignatyuk.

Le nombre de noyaux qu'il est possible d'évaporer avec GEM est de 66. Ils vont de l'hydrogène au magnésium et ont une durée de vie supérieure à 1 ms. Le traitement des largeurs d'émission des fragments lourds utilise la même formule de base que pour les fragments légers (équation (1.3)), dans laquelle il faut néanmoins prendre en considération l'énergie d'excitation du fragment émis e_j^* au travers de l'expression de $E_j^* = E_i^* - Q - \varepsilon - e_j^*$ (Q : différence des énergies de liaison) et du terme de dégénérescence du spin. Les valeurs de l'énergie, du spin et du temps de vie des résonances des fragments émis sont issues de données tabulées (ENSDF, *Evaluated Nuclear Structure Data File*). Seules sont considérées les résonances dont le temps de vie est supérieur à l'inverse de la largeur d'émission du fragment.

ABLA

Le code ABLA [22] a été développé à partir du milieu des années 80 par K. H. Schmidt *et al.* afin de décrire la désexcitation des fragments issus de collisions d'ions lourds. Nous ne décrivons que la partie évaporative, même si beaucoup d'efforts ont été déployés dans ce code pour la modélisation de la fission qui ne concerne néanmoins pas la réaction étudiée dans ce travail.

Dans la version implémentée dans MCNPX 2.5.0, les seules particules évaporées sont les neutrons, protons et α ¹⁰. La compétition entre les différentes particules évaporées se fait à partir de l'intégration sur l'énergie de l'équation (1.7) aboutissant au rapport $(\rho_f T_f^2)/(\rho_i T_i^2)$. La section efficace de capture est supposée indépendante de l'énergie si bien que son expression n'apparaît pas dans le rapport des probabilités d'émission. Les barrières coulombiennes sont données par une formule simple, dépendant du type de la particule. Enfin, l'énergie cinétique de la particule correspond à son énergie « disponible » au-dessus de l'énergie de séparation et de la barrière coulombienne : elle est simplement tirée dans une maxwellienne.

La densité d'états choisie [71] correspond à celle d'un gaz de Fermi mais prend en compte les effets de paire et de couche par l'introduction de termes correctifs dans l'expression de l'entropie du noyau. Le paramètre de densité de niveaux, a , est par ailleurs donné par la somme d'un terme de volume, d'un terme de surface, et d'un terme de courbure.

GEMINI

Le code GEMINI [72] a été développé en 1988 par R. J. Charity et al. dans le but de traiter la fission et l'évaporation dans un formalisme unifié (introduit par L. G. Moretto [62]), suite à l'observation de cassures asymétriques dans des collisions noyau-noyau aux énergies intermédiaires (10-100 MeV/nucléon).

Par défaut, GEMINI traite l'émission des fragments de charge inférieure ou égale à deux dans le formalisme de Hauser-Feshbach et l'émission des autres fragments dans le cadre du modèle de l'état transitoire. L'auteur préconise cependant l'utilisation du formalisme de Hauser-Feshbach jusqu'à $Z \leq 4$, le modèle de l'état transitoire implémenté dans GEMINI ayant tendance à surestimer l'émission des noyaux de lithium et de béryllium. Lors de la comparaison de nos résultats avec les codes de calcul, nous désignerons cette deuxième option par *GEMINI+HF*.

Dans le modèle de Hauser-Feshbach (voir l'équation (1.11)), la valeur prise pour le coefficient de transmission optique T_l dépend de l'énergie cinétique liée au déplacement radial du fragment :

$$\begin{cases} T_l = 1 & , \text{ si } \varepsilon - \hbar^2 l(l-1)/2\mu R^2 > E_{coul} \\ T_l = 0 & , \text{ sinon} \end{cases}$$

où $2\mu R^2$ est le moment d'inertie relatif du système et E_{coul} est la barrière coulombienne. L'énergie de déformation et de rotation $E_{rot}(J_f)$ est calculée à partir de modèles macroscopiques du noyau, du type *RFRM* (Rotating Finite Range Model), utilisant un potentiel nucléaire de type Yukawa+exponentiel et faisant intervenir la portée finie de la force nucléaire ainsi que les effets de diffusivité de surface. L'énergie de séparation B est, elle aussi, obtenue à partir de calculs nucléaires, sans tenir compte des effets de paire et de couche, peu visibles à forte énergie d'excitation.

Le modèle de l'état transitoire (voir l'équation (1.12)) est utilisé pour $Z > 2$. L'énergie de déformation et de rotation est également estimée à partir du modèle *RFRM* pour une forme

¹⁰Une version incluant des canaux de multifragmentation et l'évaporation de fragments de masse intermédiaire est en cours de développement.

de noyau fissionnant correspondant à deux sphères en contact : l'énergie au point selle ainsi obtenue est alors légèrement modifiée afin de reproduire des calculs faits pour les divisions symétriques avec une forme de point selle plus réaliste. Comme pour $Z \leq 2$, la densité d'états choisie est celle d'un gaz de Fermi, avec un paramètre de densité de niveaux égal à $a = A/8,5 \text{ MeV}^{-1}$.

Le déroulement de la désexcitation avec GEMINI se fait par cassures binaires séquentielles. Pour un système initial donné, toutes les largeurs (correspondant à toutes les asymétries) sont calculées : le tirage est ensuite effectué par une technique Monte-Carlo. Les deux fragments, excités, peuvent à leur tour continuer leur décroissance.

1.4 Les observables de la réaction de spallation

Le développement théorique de la spallation (cascade et désexcitation) est basé sur un large jeu de données, que ce soit au niveau de la nature des fragments émis ou de leurs propriétés cinématiques. En raison de la large gamme d'énergies et de paramètres d'impacts explorés, ne serait-ce qu'au sein de la cible de spallation d'un réacteur hybride, ces données ne peuvent suffire et doivent être complétées par des codes ayant un fort pouvoir prédictif. Elles restent néanmoins indispensables pour apporter un plus grand nombre de contraintes sur ces codes de spallation et éclairer notre compréhension du phénomène. Nous nous proposons de faire une brève description des observables de la réaction de spallation.

1.4.1 Les particules légères

Les données de spallation sur les particules légères ont jusqu'à présent été obtenues en cinématique dite *directe* dans laquelle un hadron (ou un noyau très léger) est envoyé sur une cible de spallation. Les données sur les neutrons sont de loin les plus nombreuses : les sections efficaces doublement différentielles de neutrons sont en effet les données de base pour les applications car ces dernières sont pour la plupart basées sur le fait que le nombre moyen de neutrons émis est important pour les noyaux lourds (de 18 à 20 neutrons pour le plomb à 1 GeV). Les réactions de spallation peuvent donc être vues comme des sources de neutrons primaires. Pour les noyaux lourds, le spectre est dominé par les neutrons d'évaporation, alors que pour les noyaux légers tels que le fer, la proportion des neutrons de chacune des deux phases est à peu près équivalente : cela s'explique notamment par le fait qu'en raison d'une énergie d'excitation moyenne par nucléon plus importante ainsi que d'une barrière coulombienne plus faible, la désexcitation par émission de neutrons est comparativement moins favorisée que pour les noyaux lourds par rapport à l'émission des particules chargées.

Les données des spectres de neutrons sont en général relativement bien reproduites par les codes de spallation. Nous avons à titre d'exemple représenté la comparaison entre les spectres de neutrons expérimentaux et les codes de calcul à différents angles pour la réaction $^{56}\text{Fe}+p$ à 800 MeV (Fig. 1.8). Nous pouvons voir qu'aux faibles angles, une production importante de neutrons d'énergie proche de celle du projectile est observée : elle correspond aux neutrons de cascade. Le léger pic observé pour $E \approx 800 \text{ MeV}$ correspond à la réaction quasi-élastique avec

échange de charge (p, n'). Par ailleurs, le fait que le taux de production des neutrons de basse énergie (≤ 20 MeV) soit constant en fonction de l'angle d'émission montre expérimentalement l'isotropie de l'émission des neutrons de désexcitation.

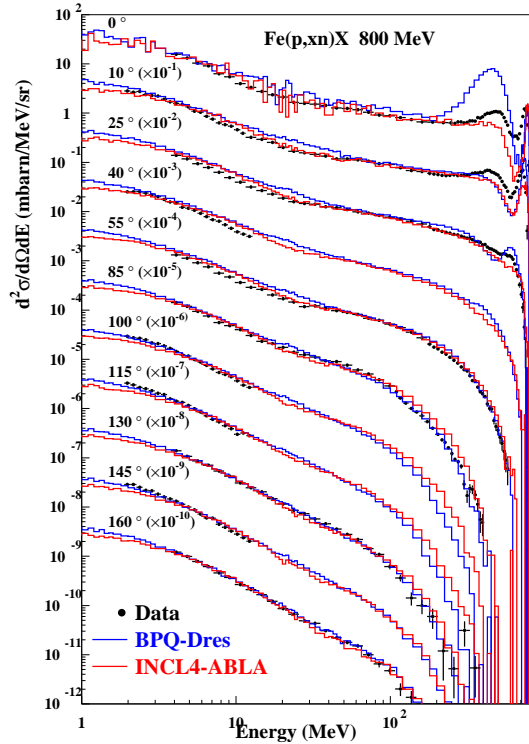


FIG. 1.8 – Sections efficaces doublement différentielles des neutrons obtenues par S. Leray et al. [74], comparées à INCL4+ABLA et à Bertini+prééquilibré+Dresner.

La mesure des neutrons (et plus généralement des particules légères) peut être faite en cible dite *mince* ou *épaisse* [41]. Dans le premier cas, l'interaction entre le projectile et la cible se fait essentiellement en une seule collision, les réactions multiples étant supposées négligeables : cela permet de tester directement les codes de spallation, que ce soit au niveau des spectres des particules émises ou de leur multiplicité. Dans le second cas, les réactions à l'intérieur de la cible sont multiples (on parle alors de cascade *inter-nucléaire*) : ces expériences cherchent alors à tester la production et le transport des particules sur une géométrie simple. L'identification de l'énergie des neutrons utilise généralement des techniques de temps de vol ou des techniques de spectrométrie, après diffusion des neutrons sur une cible d'hydrogène.

Les données sont globalement moins nombreuses en ce qui concerne l'émission des particules légères chargées. Elles peuvent être produites par spectrométrie ou par des techniques utilisant la relation entre l'énergie déposée dans un détecteur silicium et la forme du signal ou le temps de vol (voir par exemple [73]). Au point de vue des applications, la connaissance de leur taux de production est cruciale pour l'estimation des dommages aux matériaux. En effet, les éléments tels que l'hydrogène, et surtout l'hélium, qui sont produits en quantité importante lors des réactions de spallation, peuvent entraîner une rapide dégradation des propriétés mécaniques

des matériaux. La connaissance des taux de production des particules légères chargées est également importante en astrophysique : l'abondance des éléments tels que le lithium ou le béryllium dans l'univers s'explique en effet par les réactions de spallation entre le rayonnement cosmique et les noyaux du milieu interstellaire [75].

Au-delà du point de vue applicatif, les données sur les particules légères nous renseignent également sur la modélisation de la réaction de spallation. En particulier, la multiplicité et le spectre d'émission des particules de faible énergie donnent de nombreuses indications sur le mécanisme de désexcitation en jeu. Un des inconvénients des expériences de mesure des particules légères en cinématique directe concerne la non-détection du résidu lourd, souvent stoppé dans la cible. Elles présentent également généralement des seuils de détection en énergie difficiles à prendre en compte dans l'interprétation des résultats.

1.4.2 Les résidus de spallation

La mesure des résidus de spallation offre une information complémentaire sur la réaction de spallation. Elle nous renseigne d'une part sur la « violence » de la réaction, le résidu final étant d'autant plus léger que le pré-fragment aura été excité et qu'il aura perdu en conséquence de nucléons au cours de la réaction. Elle nous renseigne aussi sur l'importance de la barrière coulombienne, qui conditionne le rapport entre les particules chargées et les neutrons émis lors de la phase de désexcitation, ce qui se traduit au niveau des résidus de spallation par une variation du rapport A/Z . L'émission des neutrons étant favorisée par rapport à celle des particules chargées lors de la phase de désexcitation, le maximum de la distribution isotopique de chaque élément se situe donc au niveau des noyaux riches en protons, dans une zone appelée *couloir des résidus*.

En ce qui concerne les applications, la mesure des résidus de spallation est, là encore, utile pour l'étude de l'abondance des éléments dans l'univers. Elle est également nécessaire pour des études de sûreté sur les réacteurs hybrides : l'accumulation de certains composants chimiques dans la cible de spallation ou dans la fenêtre séparant le vide de l'accélérateur du réacteur peut en effet en altérer les propriétés mécaniques.

Deux techniques sont actuellement utilisées pour la mesure des résidus de spallation : les mesures par activation et les mesures en cinématique inverse. Les premières consistent à irradier la cible pendant une durée déterminée avec un faisceau de protons, par exemple, puis à identifier par spectrométrie γ les éléments radioactifs créés (les mesures sont effectuées à plusieurs intervalles de temps afin de prendre en compte leur durée de décroissance). Les mesures en cinématique inverse ont, quant à elles, une approche très différente : elles consistent à envoyer le noyau cible sur le noyau d'hydrogène au repos (cible d'hydrogène liquide). Les fragments de spallation sont alors entraînés aux angles avant par la vitesse initiale du faisceau, ce qui permet d'identifier « en vol » les résidus de spallation (Fig. 1.9). L'avantage de cette technique est de permettre la mesure de presque tous les résidus de spallation, et non plus seulement les résidus radioactifs de durée de vie compatible avec la mesure comme c'est le cas dans la technique de l'activation.

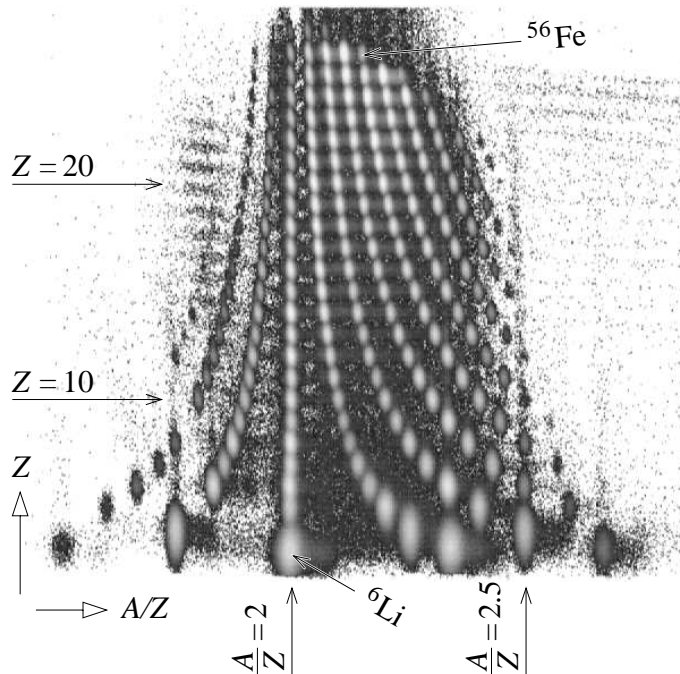


FIG. 1.9 – Illustration des noyaux identifiés « en vol » dans la réaction $^{56}\text{Fe}+p$ à 1 GeV par nucléon auprès du dispositif FRS [113]. La charge du fragment est représentée en fonction de A/Z .

1.4.3 La vitesse des résidus

La connaissance de la vitesse de recul des résidus de spallation est nécessaire pour évaluer les dommages (« déplacements par atome ») induits par les résidus de spallation sur la structure cristalline de l'élément irradié (par exemple la fenêtre séparant le vide de l'accélérateur du réacteur ou les circuits intégrés des satellites spatiaux). Au point de vue plus fondamental, les spectres en vitesse des résidus de spallation nous permettent également d'avoir une idée de la dynamique de la réaction de spallation. Ainsi, leur valeur moyenne nous renseigne sur l'impulsion transférée par le nucléon au noyau : on s'attend en effet à une vitesse de recul du résidu de spallation augmentant avec la violence de la collision. L'émission de particules dans la phase de désexcitation étant isotrope, la vitesse moyenne de recul est principalement due à la dynamique de la phase de cascade. La largeur des spectres en vitesse est en revanche à la fois reliée à la phase de cascade et à la phase de désexcitation, l'émission de chaque particule contribuant à l'élargissement du spectre en vitesse.

L'interprétation physique des valeurs obtenues pour différents systèmes n'est pas aisée. Nous nous intéresserons ici à l'étude de la dépendance des largeurs et des vitesses moyennes avec la masse du résidu pour laquelle différentes modélisations et systématiques ont été proposées afin de reproduire les données expérimentales.

Le modèle de Goldhaber

Goldhaber [76] étudie la formule utilisée pour reproduire des largeurs de vitesse expérimentales dans les réactions de multifragmentation :

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \frac{K(A - K)}{A - 1} \quad (1.13)$$

avec K le nombre de masse du fragment considéré, A le nombre de masse du noyau initial et σ_0 de l'ordre de 90 MeV/ c (dans le calcul que nous avons effectué au chapitre 5, nous avons pris la valeur $\sigma_0 = 103$ MeV/ c). Il met en évidence le fait que cette formule peut être obtenue à la fois en considérant une libération soudaine de fragments ou en supposant une thermalisation du noyau avant fragmentation. Dans la première hypothèse, Goldhaber montre que l'impulsion de Fermi des nucléons éjectés permet d'expliquer la largeur expérimentale observée, pour peu que l'on fasse l'hypothèse que ces K nucléons soient pris au hasard dans le noyau (voir annexe A). Son modèle, purement statistique, considère ainsi la cassure « froide » du noyau. Dans la seconde hypothèse, Goldhaber considère un noyau en équilibre thermique à la température T et aboutit à la même forme de largeur de vitesses par de simples considérations sur la conservation de l'impulsion. Cependant, la température correspondant aux données expérimentales sur les largeurs de vitesse serait trop élevée (≈ 9 MeV) pour être compatible avec l'observation expérimentale de gros fragments.

Dans le cas de la spallation, les particules émises dans la phase de cascade pourraient entrer dans le cadre de la première hypothèse. Toutefois, les largeurs de vitesse expérimentales sont observées après la désexcitation du pré-fragment, si bien que le modèle de Goldhaber n'est pas véritablement adapté.

La systématique de Morrissey

Morrissey [78] propose un paramétrage des vitesses de recul des résidus à partir de la compilation d'un grand nombre de données de multifragmentation et de spallation pour des systèmes « noyau-noyau », ou « noyau-proton » à des énergies supérieures à 1 GeV par nucléon. Il constate que la largeur des distributions des impulsions σ_p suit globalement une loi de proportionnalité avec $\sqrt{\Delta A}$ où ΔA est la différence entre la masse de la cible et la masse du résidu considéré¹¹, le facteur de proportionnalité étant trouvé égal à 150 MeV/ c . Nous pouvons alors nous ramener à des largeurs sur les distributions des vitesses σ_β en écrivant :

$$\sigma_p \approx \frac{dp}{d\beta} \sigma_\beta$$

En explicitant $p = M\beta\gamma$ on aboutit alors à :

$$\sigma_\beta \approx \frac{\sigma_p}{M\gamma(1 + \beta^2\gamma^2)}$$

où M est la masse du fragment et où γ , le facteur de Lorentz, est très proche de 1, la vitesse de recul β du fragment étant faible. La largeur de la vitesse dans l'une des 3 directions i de

¹¹Nous raisonnons ici en cinématique directe : la cible est donc le noyau lourd.

l'espace est alors simplement donnée par :

$$\sigma_{\beta i} \approx \frac{150}{\sqrt{3}} \frac{\sqrt{\Delta A}}{Au\gamma(1 + \beta^2\gamma^2)} \quad (1.14)$$

où u est l'unité de masse atomique exprimée en MeV. Une justification physique de la dépendance de l'impulsion en $\sqrt{\Delta A}$ est donnée par Crespo *et al.* [79] qui étudient la largeur de vitesse obtenue pour un noyau qui émettrait des particules de façon séquentielle (voir annexe A.2).

En ce qui concerne les vitesses moyennes, Morrissey utilise une formule approchée donnée par Cumming [80] traduisant la conservation de l'énergie d'un noyau ayant subi l'abrasion de Δm nucléons, dans le cadre d'un modèle dans lequel les noyaux résiduels et les fragments émis seraient traités comme des « solides » agissant collectivement. On obtient alors une expression de l'impulsion induite au noyau de la forme :

$$p_{targ} = \frac{\Delta E}{\beta c} (1 + k/\gamma)$$

où ΔE est l'énergie d'excitation induite au noyau, β et γ correspondent à la vitesse et au facteur de Lorentz du projectile et k est ajusté sur les données (il est pris égal à 1). La valeur de l'énergie d'excitation est paramétrée à l'aide des données et est prise égale à $\Delta E = \Delta A \times 8 \text{ MeV}/u$. On obtient alors l'expression de la vitesse de recul longitudinale moyenne :

$$\langle \beta_{\parallel} \rangle = \frac{8\Delta A}{\beta\gamma/(\gamma + 1)A_{cible}}$$

Chapitre 2

Le dispositif SPALADIN

2.1 Motivations

2.1.1 Données précédentes auprès du séparateur de fragments FRS

Comme nous l'avons déjà signalé dans l'introduction, la production des noyaux résiduels de spallation a été étudiée dans plusieurs régions du tableau périodique auprès du séparateur de fragments FRS à GSI. Très récemment, la mesure des résidus de spallation et des spectres en vitesse dans la réaction $^{56}\text{Fe}+p$ à cinq énergies différentes entre 300 MeV et 1,5 GeV par nucléon ont, entre autres, abouti aux observations suivantes [20, 113] :

- associés à INCL4, les codes de désexcitation ABLA et, dans une moindre mesure, GEM, sous-estiment largement les sections efficaces des fragments de charge inférieure à 15. Des codes incluant d'autres modes de désexcitation tels que GEMINI ou SMM semblent mieux reproduire les données
- À 1 GeV par nucléon, la structure en deux bosses des spectres en vitesse, observée pour les noyaux de charge inférieure à 7, semble indiquer que la majorité de ces fragments subissent l'action du champ coulombien d'un noyau partenaire lourd lors du processus de réaction.

Ces deux observations vont ainsi dans le sens d'une nécessaire prise en compte de l'émission de fragments de charge supérieure à 2 dans les modèles de désexcitation. Ceci est lié au fait que pour des noyaux légers tels que le fer, l'énergie d'excitation à la fin de la cascade peut être relativement importante (2 % des événements au-delà de 5 MeV par nucléon dans INCL4), si bien que l'on s'attend à ce que d'autres mécanismes de désexcitation que l'évaporation de nucléons ou d' α interviennent. Il est néanmoins difficile de « pousser » l'interprétation plus loin car ces données inclusives ne permettent pas d'accéder au détail même des événements de spallation. En particulier, plusieurs facteurs pourraient contribuer à la sous-estimation des sections efficaces de production des résidus légers par ABLA et GEM¹ :

- un traitement incorrect de l'évaporation de particules légères ($Z < 3$).
- La mauvaise prise en compte (voire la non prise en compte pour ABLA) des canaux de désexcitation autres que l'évaporation de particules légères (cassure binaire, multifrag-

¹Cette observation aussi valable pour les noyaux lourds tels que le plomb.

mentation ou évaporation étendue aux fragments de charge intermédiaire).

- Des caractéristiques du pré-fragment mal prédites par le code de cascade. En particulier, une énergie d'excitation trop faible à la fin de la cascade pourrait mener à l'effet recherché.

Au travers de cet exemple, on voit ainsi que, pour aller plus loin dans la prédictivité des codes de spallation, il est nécessaire d'avoir des données plus contraignantes afin de comprendre les différences observées entre les modèles et les données.

2.1.2 Choix du dispositif SPALADIN

L'architecture du dispositif SPALADIN a été dessinée dans une démarche de compréhension du mécanisme de spallation événement par événement [81, 82]. Le but de SPALADIN est double :

- nous souhaitons d'une part regarder les résidus/fragments/particules émis en coïncidence avec les résidus légers afin de comprendre pourquoi la plupart des codes de désexcitation ne parviennent pas à les reproduire.
- Nous souhaitons par ailleurs découpler autant que possible chacune des deux phases de la réaction de spallation en mesurant de la façon la plus complète possible les états finaux de la réaction afin de caractériser le pré-fragment en fin de cascade.

Pour atteindre ce double objectif, un certain nombre de choix expérimentaux ont dû être effectués.

Nous souhaitons tout d'abord mesurer les résidus finaux de spallation. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la mesure de tous les résidus de spallation est possible en utilisant la cinématique inverse, qui permet une mesure en ligne des résidus entraînés aux angles avant par la vitesse initiale du faisceau. L'autre avantage est que l'on s'affranchit ainsi des effets de seuil des détecteurs puisque tous les résidus ont une énergie cinétique proche de celle du faisceau dans le laboratoire, ce qui permet une efficacité de détection proche de 100 %. C'est donc cette cinématique qui a été choisie pour SPALADIN.

Par ailleurs, nous cherchons à mesurer les particules émises lors de la phase de désexcitation. Pour cela, nous utilisons un autre avantage de la cinématique inverse qui réside dans le fait que les particules de faible énergie cinétique dans le centre de masse (typiquement en dessous de 20 MeV) sont focalisées aux angles avant par la vitesse du faisceau. Leur identification est donc théoriquement possible en aval de la réaction. En revanche, la cinématique inverse favorise la non-détection des particules de cascade qui, en cinématique directe, sont émises aux angles avant par rapport au proton incident avec une énergie cinétique relativement proche (Fig. 2.1). Elles ont en effet en cinématique inverse une faible vitesse et des angles plus importants dans le référentiel du laboratoire du fait de la compensation de leur vitesse dans le centre de masse par la vitesse d'entraînement du faisceau. Sous l'action d'un champ magnétique, le rayon de courbure de leurs trajectoires sera faible (du fait de leur faible vitesse dans le laboratoire) si bien que la plupart d'entre elles seront arrêtées dans le fer de l'aimant : le filtre cinématique ainsi créé favorise donc la détection des particules d'évaporation par rapport aux particules de cascade.

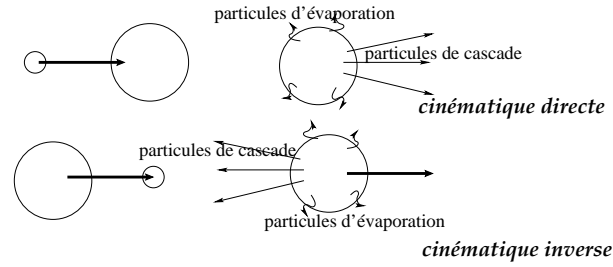


FIG. 2.1 – Illustration de l’effet de la cinématique inverse sur la détection des particules de cascade et de désexcitation. Les flèches en traits épais représentent la vitesse du système dans le laboratoire. Les flèches en traits fins représentent la vitesse des différents types de particules dans le centre du système au repos.

Un autre objectif du dispositif SPALADIN est d’identifier les différents fragments de spallation *événement par événement*. Pour ce faire, il est nécessaire d’être en mesure de détecter *en coïncidence* plusieurs fragments au sein d’un même événement. Cela nous a amené à baser le dispositif sur une chambre à projection temporelle *multitraces* ainsi que sur des murs de scintillateurs dont la granularité permet la détection de plusieurs particules avec une faible probabilité d’empilement.

Nous cherchons enfin à reconstruire chacun de ces événements de la façon la plus complète possible afin de contraindre au maximum les modèles de spallation. Pour cela, il est nécessaire d’avoir une bonne acceptation et une bonne efficacité de détection. La bonne acceptation est facilitée par la cinématique inverse qui focalise tous les fragments de faible énergie cinétique dans le centre de masse vers l’avant, rendant leur détection possible par des détecteurs de dimensions raisonnables dans le laboratoire. L’aimant, utilisé pour l’identification en masse des fragments, doit par ailleurs privilégier une grande ouverture angulaire devant un fort pouvoir de séparation, afin d’assurer une acceptation quasi totale des fragments en sortie de l’aimant. Le problème de l’efficacité de détection se pose principalement pour les particules légères. Une mesure redondante des particules chargées au sein de détecteurs de différents types (scintillateurs et détecteur gazeux) permet de la contrôler. Par ailleurs, l’utilisation d’un détecteur comprenant une alternance de plusieurs couches de convertisseur et de scintillateur a permis d’avoir une bonne efficacité de détection des neutrons.

2.1.3 Choix du projectile

Pour cette première expérience utilisant le dispositif SPALADIN, le choix s’est porté sur l’étude du système $^{56}\text{Fe}+p$ à 1 GeV par nucléon pour plusieurs raisons. La spallation du fer a tout d’abord déjà été étudiée, en cinématique directe [83, 84, 85] et en cinématique inverse [86, 87, 88, 89, 90]. Comme nous l’avons déjà évoqué, les sections efficaces isotopiques et les distributions de vitesse de recul des résidus de spallation ont récemment été obtenues auprès du séparateur de fragments FRS [20]. Cela offre ainsi un point de comparaison intéressant pour une première expérience utilisant le dispositif SPALADIN, qui, comme nous allons le

voir, est relativement complexe. En outre, du fait de l'acceptance totale des résidus de spallation avec SPALADIN, cela nous permet de nous assurer de la prise en compte correcte des effets d'acceptance au FRS, l'ouverture angulaire du FRS n'étant que de 15 mrad autour du faisceau. Par ailleurs, comme nous l'avons déjà évoqué au paragraphe 2.1.1, une expérience en coïncidence doit permettre d'apporter des éléments de réponses aux questions posées sur le mécanisme de désexcitation suite à l'expérience menée au FRS.

D'un point de vue plus expérimental, l'analyse d'un système léger tel que le fer est plutôt plus simple que celle de systèmes plus lourds. Les multiplicités des particules émises sont en effet plus faibles, d'où un risque plus faible d'empilement ou de mauvaise identification. Par ailleurs, l'identification en masse des fragments requiert un pouvoir de séparation moins important que dans le cas des systèmes plus lourds ($A = 100 - 200$). Enfin, l'identification en charge de tous les fragments impose une dynamique de détection moins grande.

De plus, l'étude du fer est cruciale dans différents domaines de recherche. En astrophysique nucléaire, les études sur la spallation du fer sont intéressantes car il s'agit d'un élément très abondant dans l'univers en raison de sa forte stabilité. En ce qui concerne les sources de spallation ou les projets de réacteurs hybrides, le fer est souvent le principal élément constitutif de la fenêtre séparant le vide de l'accélérateur de la source de spallation. Cette fenêtre est sujette aux réactions de spallation engendrées par l'interaction du faisceau de protons incident sur cette dernière. Les déplacements des atomes de la structure cristalline résultant de ces réactions, ainsi que le changement de composition chimique de la fenêtre et la production de gaz (He, H) doivent être étudiés afin d'en prévoir les conséquences sur la durée de vie de la fenêtre.

2.2 Le faisceau et la cible

2.2.1 L'accélérateur GSI

L'accélérateur GSI (pour Gesellschaft für Schwerionenforschung) a été construit en 1969. On y poursuit actuellement des études en physique nucléaire, physique atomique, physique des matériaux, physique des plasmas et médecine. La construction du synchrotron SIS 18 en 1989 permet aujourd'hui d'accélérer tous les ions de l'hydrogène jusqu'à l'uranium avec une rigidité magnétique de 18 Tm correspondant à une énergie cinétique de 2 GeV/nucléon pour des noyaux de charge $Z = A/2$. Dans le projet FAIR, prévu pour 2010, il est prévu que son intensité soit multipliée par 1000 et son énergie maximale par 15.

Différents types de sources d'ions sont utilisés en fonction des propriétés chimiques et thermodynamiques de l'élément que l'on cherche à extraire. Ces ions sont ensuite injectés dans l'accélérateur linéaire UNILAC (Fig. 2.2). Le faisceau est alors amené à l'énergie voulue par le synchrotron SIS 18, avant d'être distribué dans les différentes aires expérimentales. À 1 GeV par nucléon, les noyaux de fer sont totalement épluchés de leurs électrons lorsqu'ils arrivent au niveau de l'hydrogène de la cible.

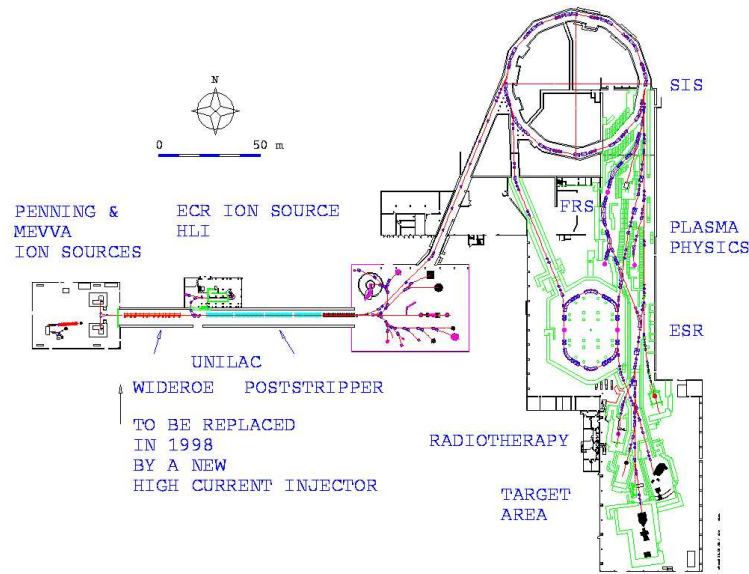


FIG. 2.2 – Schéma des installations à GSI.

2.2.2 Caractéristiques du faisceau

Le faisceau de fer délivré par le synchrotron SIS est un faisceau pulsé structuré en paquets de 8 s environ, séparés par 1-2 s. Pour notre expérience, chaque paquet a été limité à environ 2000-3000 particules afin que le temps mort n'excède pas 20-30 %. Compte tenu d'un taux de réaction dans la cible de l'ordre de 3 %, cela correspond à environ 100 événements « utiles » par paquet.

2.2.3 La cible d'hydrogène liquide

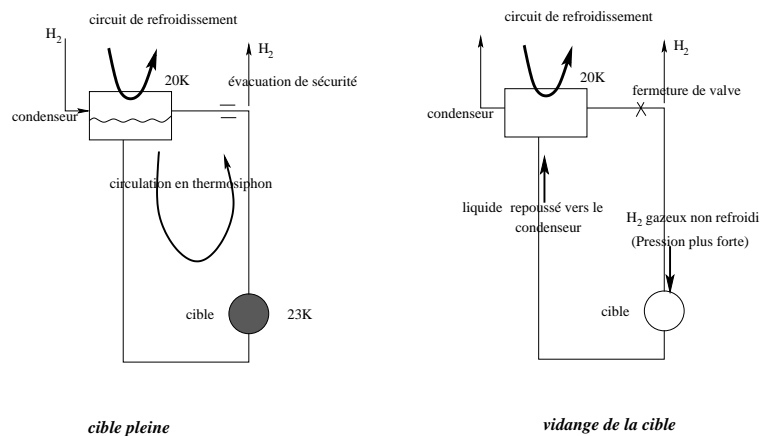


FIG. 2.3 – Schéma de principe de la cible d'hydrogène liquide.

La cible d'hydrogène liquide, d'épaisseur $88,2 \text{ mg/cm}^2$ (1,3 cm) est placée au début du

dispositif SPALADIN. Elle est refroidie en permanence afin d'évacuer la chaleur apportée essentiellement par rayonnement sur les fenêtres d'entrée et de sortie de la cible. Ce refroidissement (à 20 K) est assuré par échange de chaleur avec un circuit primaire d'hélium (Fig. 2.3), la circulation de l'hydrogène se faisant selon le principe de thermosiphon.

Outre sa grande stabilité thermique, un des atouts de cette cible est le faible temps nécessaire à son remplissage ou à sa vidange. Comme nous le verrons par la suite (paragraphe 2.4.1), cette opération doit être effectuée pour mesurer la contribution du dispositif de détection aux taux de comptage observés (dite « contribution cible vide »). Le remplissage de la cible se fait simplement par gravité : l'ouverture d'une valve permet de libérer l'hydrogène du réservoir vers la cible. Pour ce qui est de la vidange de la cible, on ferme la vanne permettant le retour de l'hydrogène gazeux vers la tête froide (échangeur H-He). L'hydrogène se réchauffe alors, ce qui s'accompagne d'une légère augmentation de pression ayant pour effet de repousser l'hydrogène liquide de la cible vers la tête froide. Du fait des faibles quantités de fluide mises en jeu (et donc de la faible surpression nécessaire), cette opération ne prend pas plus de cinq minutes.

2.3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental vise à identifier la charge, la masse et la vitesse des fragments lourds et des fragments légers de désexcitation en aval de la cible, ce qui est rendu possible grâce à l'utilisation de la cinématique inverse. La longueur de vol entre le scintillateur *start* et le mur de temps de vol est de l'ordre de 8 m (soit environ 30 ns). Le dispositif est constitué d'une dizaine de détecteurs situés de part et d'autre de l'aimant ALADIN (A Large Acceptance Dipole magNet).

2.3.1 Fonction des différents détecteurs

Contrôle de la position du faisceau sur la cible

La position du faisceau incident en sortie de l'accélérateur est d'abord grossièrement contrôlée par l'utilisation de 4 scintillateurs délimitant une fenêtre permettant le passage du faisceau (ROLU pour *Rechts-Oben-Links-Unten*). Elle est ensuite contrôlée plus finement à l'aide d'une chambre proportionnelle multi-fils dite « Stelzer » [91], placée avant la cible. Par ailleurs, un scintillateur, dit *start*, est placé devant la cible à des fins de normalisation des mesures par le nombre de particules incidentes.

Identification des fragments lourds

La charge des fragments lourds est déterminée à l'aide d'une chambre à ionisation multi-échantillonnage (MUSIC IV), faisant également office de chambre à projection temporelle (TPC). Cette dernière est composée de quatre plans de compteurs proportionnels (PC) et de trois plans de chambres à ionisation (IC) permettant une identification non ambiguë des charges respectivement inférieures et supérieures à 10. La reconstruction des trajectoires effectuée dans la

SPALADIN à GSI

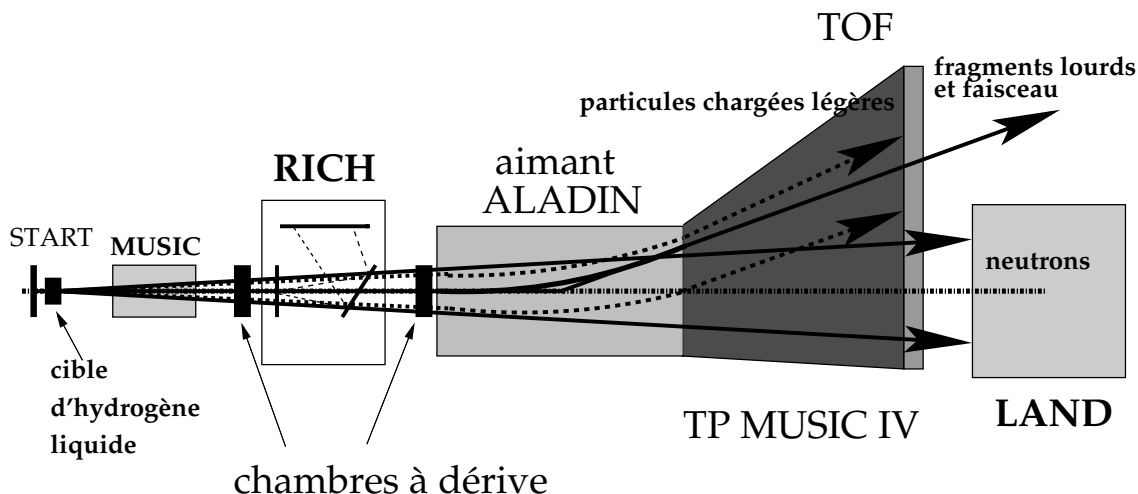


FIG. 2.4 – Dispositif expérimental SPALADIN, représenté de façon schématique. L'échelle de longueur est de 8 m entre le scintillateur *start* et le mur de temps de vol

TPC, couplée à celle effectuée par quatre chambres à dérive situées en amont de l'aimant, nous permet d'accéder à la rigidité magnétique des fragments. Par ailleurs, leur vitesse est déterminée par un détecteur Čerenkov (RICH, pour *Ring Imaging CHerenkov*). Toutes ces informations combinées nous permettent de remonter à la masse des fragments lourds à l'aide de l'équation régissant le mouvement d'une particule à l'intérieur d'un champ magnétique : $B\rho \propto A\beta\gamma/Z$, où ρ est le rayon de courbure de la trajectoire dans l'aimant.

Identification des fragments légers chargés

La charge des fragments légers chargés est déterminée à la fois dans les compteurs proportionnels de la TPC MUSIC IV et dans le mur de scintillateurs plastiques situé au bout du dispositif (intitulé « TOF » sur la figure 2.4). Leur vitesse est donnée par le temps de vol entre le scintillateur *start* et le mur de temps de vol. Leur rigidité magnétique est obtenue par la seule reconstruction des trajectoires dans la TPC MUSIC IV, les chambres à dérive ayant un seuil de détection en charge $Z \geq 15$.

Identification des neutrons

Les neutrons sont détectés en multiplicité et en vitesse dans le détecteur LAND (Large Area Neutron Detector). Il doit être placé suffisamment loin de la cible pour déterminer la vitesse des neutrons avec une bonne résolution, et suffisamment proche pour permettre une bonne couverture angulaire. Par ailleurs, LAND a la particularité d'avoir une bonne efficacité aux neutrons énergiques dans le laboratoire (de l'ordre de 90 % pour les neutrons de 1 GeV).

2.3.2 Description des détecteurs

La « petite » MUSIC (MULTI Sampling Ionization Chamber)

Une détermination de la charge des résidus en sortie de cible est réalisée à l'aide d'une chambre à ionisation à échantillonnage multiple. La charge détectée correspond au numéro atomique du noyau car ces derniers sont totalement épluchés de leurs électrons. Le rôle de ce détecteur est d'identifier les éventuels changements de charge entre la cible et la TPC MUSIC IV, provenant nécessairement de réactions secondaires. Les dimensions de cette « petite » MUSIC (par opposition à la TPC MUSIC IV) sont de 40 cm pour la profondeur et de 8 cm pour la distance anodes-cathode. Elle n'est conçue que pour détecter et identifier les charges supérieures à 12 et son électronique ne permet la détection que d'un seul fragment à la fois.

L'identification en charge par un détecteur gazeux est basée sur le fait qu'une particule chargée subit le travail des forces électriques induites par les électrons du milieu qu'elle traverse. La formule de Bethe-Bloch établit ainsi que la perte d'énergie d'une particule est proportionnelle à $Z^2 \times f(\beta)$, où $f(\beta)$ est une fonction de la vitesse de l'ion incident dont nous avons négligé les variations, compte tenu du fait que la résolution de détection des fragments de charge supérieure à 12 était suffisante (Fig. 3.15).

La perte d'énergie de la particule dans le gaz (du CF_4) crée un nombre de paires électrons-ions directement proportionnel à la quantité d'énergie perdue. Les électrons dérivent vers des fils d'anode par l'application d'un champ électrique maintenu constant à l'aide de bandelettes d'aluminium déposées par lithographie sur les parois et reliées par des résistances. La différence de potentiel appliquée (4 kV) correspond au régime de *chambres à ionisation*, où les électrons sont collectés avant d'avoir le temps de se recombiner avec les ions, mais sans non plus créer d'ionisations secondaires. Le signal recueilli est ainsi proportionnel à la perte d'énergie de l'ion dans le détecteur.

Ces électrons sont collectés indépendamment sur 4 anodes², ce qui permet d'augmenter sensiblement la résolution de l'identification en charge. La résolution en charge obtenue par n mesures indépendantes de résolution σ_p est en effet donnée par :

$$\sigma(Z) = \frac{\sigma_p}{\sqrt{n}}$$

La charge collectée est ensuite transformée en tension par des préamplificateurs de charge. La tension obtenue nous permet ainsi d'accéder à la perte d'énergie de la particule dans le CF_4 et, par suite, à son numéro atomique.

Les chambres à dérive

Afin de reconstituer la trajectoire du résidu du projectile en amont de l'aimant, des chambres à dérive sont utilisées (Fig. 2.5). Leur principe est le même que celui des chambres à ionisation si ce n'est que l'on s'intéresse ici à la mesure du temps de dérive et à la localisation du point d'ionisation, et non à l'amplitude de la charge collectée. Les électrons primaires créés

²La « petite » MUSIC dispose de 8 anodes mais seuls 4 ont été utilisés pour limiter le nombre voies d'électronique.

lors de l'ionisation du gaz (du P_{10} : 90 % Ar+10 % CH_4) dérivent vers le fil d'anode avec une vitesse de dérive dépendant uniquement du rapport E/p , où E est le champ électrique qui était maintenu constant à une valeur de 145 V/cm et p la pression du gaz. Cette valeur correspond à une vitesse de dérive d'environ 5 cm/ μ s [92]. Si cette vitesse de dérive est constante, la mesure du temps de dérive permet de déterminer une position dans le sens de la dérive. Comme nous le verrons au chapitre 3.1, cette information n'a pas été exploitée ici.

Au voisinage du fil d'anode, le champ en $1/r$ lié à la symétrie cylindrique locale autour du fil provoque le phénomène dit d'avalanche au cours duquel les électrons primaires acquièrent suffisamment d'énergie pour ioniser les molécules du gaz. Les électrons issus de ces ionisations initient à leur tour des ionisations en chaîne, multipliant ainsi le nombre d'électrons primaires par un facteur pouvant aller jusqu'à 10^8 , selon le champ électrique appliqué et le gaz considéré : l'intérêt de ce type de détecteur est que ce facteur est constant quel que soit le nombre d'électrons primaires, si bien que le signal collecté reste proportionnel à la perte d'énergie du fragment incident dans le gaz. L'utilisation du P_{10} permet d'obtenir cette avalanche avec une tension d'anode modeste (1 kV) et avec un facteur de multiplication important (de l'ordre de 10^6). On obtient ainsi une accumulation d'électrons autour de l'anode alors que les ions correspondants s'en écartent. Le mouvement des ions crée par influence électrostatique une charge induite sur les segments de cathode situés en-dessous du fil (que nous désignerons par pads dans la suite), dont la distribution spatiale nous permet de déterminer la position de la particule selon la direction du fil d'amplification.

Ces chambres à dérive disposent également d'une grille de Frisch située au-dessus du fil d'anode et reliée à la masse dont le rôle est de rendre le signal reçu par le fil beaucoup plus étroit en temps et donc de permettre une meilleure résolution dans la détermination du temps de dérive. Son principe est de masquer au fil d'anode la dérive des électrons primaires sur la plus grande partie de l'espace de dérive afin de réduire la largeur en temps du signal reçu.

L'ordre de grandeur de la résolution en position obtenue avec ces chambres à dérive est de 100 microns (voir chapitre 3.1).

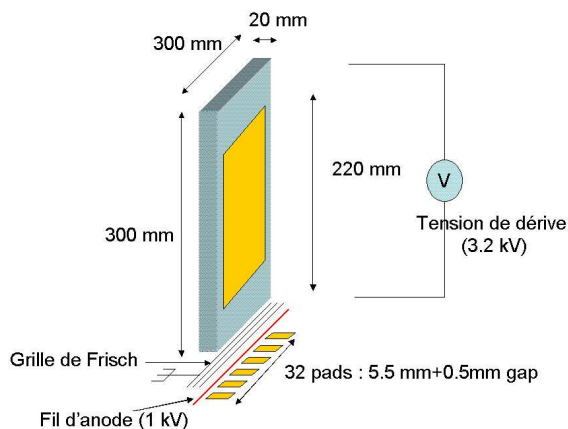


FIG. 2.5 – Caractéristiques géométriques et tensions des chambres à dérive

Le RICH (*Ring Imaging CHerenkov*)

Un détecteur Čerenkov à imagerie d'anneaux (RICH) a été utilisé pour déterminer événement par événement la vitesse des résidus de spallation de charge supérieure à 10. Un tel détecteur utilise la propriété que possède une particule d'émettre un cône lumineux lorsque sa vitesse est plus grande que celle de la lumière dans un milieu donné. L'angle au sommet de cône est en effet directement relié à la vitesse de la particule [107]. Cela vient du fait qu'une particule chargée se déplaçant dans un milieu d'indice de réfraction $n(\lambda)$ produit sur sa trajectoire un champ électrique dépendant du temps. D'après le principe d'Huygens Fresnel, l'amplitude du champ mesurée en un point P peut être considérée comme due à une infinité de sources secondaires d'ondes sphériques situées sur la trajectoire de la particule. Lorsque la vitesse de cette dernière est inférieure à celle de la lumière dans le milieu considéré, la somme de ces ondes sphériques est incohérente en tout point de l'espace. En revanche, dans le cas contraire, on peut montrer qu'il existe une direction Θ_C par rapport à la trajectoire de la particule pour laquelle les interférences sont constructives (Fig. 2.6). Cette direction est définie par :

$$\cos \Theta_C = \frac{1}{\beta n(\lambda)}$$

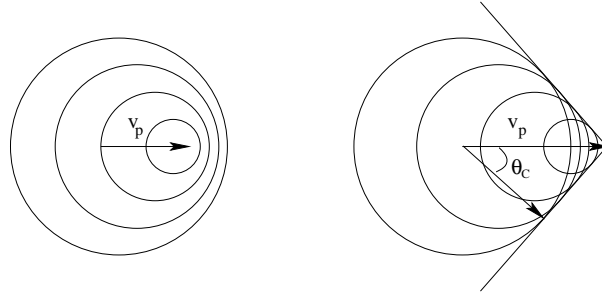


FIG. 2.6 – Illustration de l'effet Čerenkov. Les cercles représentent une même phase des sources secondaires d'ondes sphériques situées sur la trajectoire de la particule (voir texte). (gauche) La vitesse de la particule est 1,5 fois inférieure à celle de la lumière dans le milieu. (droite) La vitesse de la particule est 1,5 fois supérieure à celle de la lumière dans le milieu.

Le cône de lumière ainsi créé par la particule dans le milieu radiateur est alors réfracté à la sortie du radiateur selon la relation de Fermat (Fig. 2.7) :

$$\frac{\sin \Theta_E}{\sin \Theta_C} = n(\lambda)$$

Le rayon r du cercle Čerenkov observé est proportionnel à $\tan \Theta_E$. D'après les deux relations précédentes, on obtient :

$$r = d \tan(\arcsin(n(\lambda) \sin(\arccos(\frac{1}{n(\lambda)\beta})))) \quad (2.1)$$

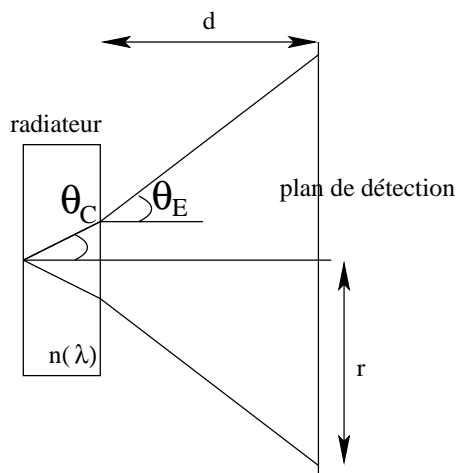


FIG. 2.7 – Principe de fonctionnement du RICH. Les notations sont explicitées dans le texte.

où d représente la distance entre la sortie du radiateur et le plan de détection. Dans le RICH que nous avons utilisé, ce cône est réfléchi par un miroir placé à 45 degrés et dirigé vers des cellules photosensibles (Cs-I) associées à une chambre multi-fils, ce qui permet la localisation des photons créés. La résolution obtenue est de l'ordre de $\delta\beta/\beta < 10^{-3}$. Son inconvénient principal vient de son épaisseur importante, nécessaire pour la génération d'un nombre suffisant de photons avec par conséquent un nombre important de réactions secondaires des projectiles et des fragments qui le traversent (10 à 15 %, soit environ 3 à 4 fois plus que le nombre de réactions liées à la cible).

L'aimant ALADiN (A Large Acceptance Dipole magNet)

La carte de champ de l'aimant ALADIN est essentiellement dipolaire, avec un pouvoir de déflexion maximum de 2,3 Tm, obtenu pour une intensité de 2500 A dans les bobines. Comme son nom l'indique, l'un de ses avantages principaux est d'offrir une grande ouverture physique : tous les fragments en sortie de l'aimant peuvent en effet être détectés dans la TPC MUSIC IV, avec un angle de déflexion autour de $7,17^\circ$ (déflexion du faisceau). En revanche, la plaque de garde à l'entrée de l'aimant, d'un diamètre de 20 cm, limite l'acceptance physique des protons et des fragments de charge 2, comme nous le verrons au chapitre 4.

En plus de permettre la mesure de la rigidité magnétique des différents fragments, l'autre intérêt de son utilisation dans le dispositif SPALADIN concerne la coupure cinématique sur les particules de cascade, comme nous l'avons vu au paragraphe 2.1.2.

La TPC MUSIC IV (Time Projection Multi Sample Ionisation Chamber)

La chambre à projection temporelle TPC MUSIC IV permet à la fois l'identification en charge et la reconstruction des trajectoires de toutes les particules chargées (du proton au fer dans notre cas). Elle est composée d'un plan cathodique central séparant deux espaces de dérive (Fig. 2.8). Ses dimensions sont de 2,1 m de large sur 1,8 m de long et 1 m de haut. Elle

comporte de chaque côté une succession de quatre plans de compteurs proportionnels entre lesquels viennent s'intercaler trois plans de chambres à ionisation. Le gaz utilisé est du P₁₀ (90 % Ar+10 % CH₄).

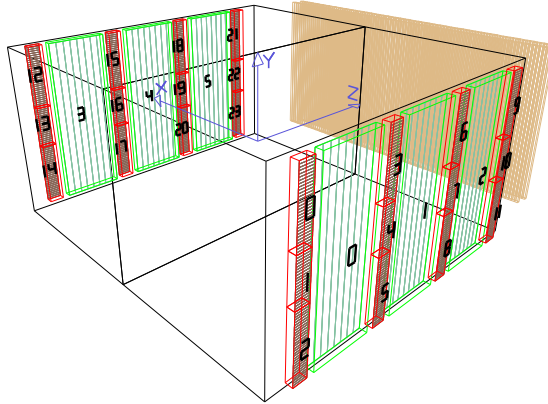


FIG. 2.8 – Chambre à projection temporelle TPC MUSIC IV.

L'identification en charge utilise le même principe que la « petite » MUSIC. Elle est effectuée grâce à l'utilisation combinée de compteurs proportionnels et de chambres à ionisation (Fig. 3.15 du chapitre 3). Pour les faibles pertes d'énergie (*i.e.* pour les ions légers), les compteurs proportionnels offrent un signal peu bruité et fortement amplifié grâce au phénomène d'avalanche décrit dans le paragraphe précédent. Pour des charges élevées, le signal donné par les compteurs proportionnels devient de moins en moins proportionnel à la perte d'énergie de la particule en raison d'une saturation de l'électronique associée. Les chambres à ionisation sont alors mieux adaptées et offrent une meilleure résolution.

La reconstruction de la trajectoire des particules dans les trois dimensions utilise, quant à elle, le même principe que les chambres à dérive. Elle est rendue possible par la mesure du temps de dérive (axe horizontal) et de la charge collectée sur les pads (axe vertical), sur les quatre plans de compteurs proportionnels (axe du faisceau). La position du fragment selon l'axe dispersif est obtenue avec une résolution intrinsèque de l'ordre de 100 microns.

Les chambres à ionisation

La TPC MUSIC IV comporte trois sections de chambres à ionisation de chaque côté. Chacune de ces sections est elle-même divisée en 8 bandes (3 cm × 1 m) de façon à augmenter la résolution de détection. Ces sections de chambres à ionisation sont par ailleurs dotées de grilles de Frisch qui, comme nous l'avons vu, permettent de rendre la largeur du signal collecté quasi indépendante de la position à laquelle la particule a traversé le détecteur. Le temps de dérive

des électrons primaires nous permet également d'accéder à la position de la particule dans le plan dispersif dans chacune des 8 bandes de chaque section. Cette information n'est cependant pas utilisée pour la reconstruction des traces, l'information disponible dans les compteurs proportionnels étant suffisante.

Les compteurs proportionnels

Quatre sections de compteurs proportionnels sont placées de chaque côté de la TPC. Chacune comporte trois sous-sections (haute, moyenne et basse) de longueurs respectives 36 cm, 24 cm et 36 cm, la section centrale étant soumise à un flux plus important. Le plan d'anodes est constitué de fils horizontaux distants de 4 mm. Dans cette expérience, leur tension a été augmentée de 2400 V à 2640 V dans le but de détecter les protons avec la meilleure efficacité possible [23]. La charge collectée et le temps sont mesurés sur chacun des fils, ce qui permet d'accéder à la charge de la particule ainsi qu'à sa position dans le plan dispersif. Ce plan d'anode est entouré de deux plans de cathodes à 5 mm de distance. Un des plans est constitué de pads, ce qui permet, comme pour les chambres à dérive, d'obtenir une position de la particule selon l'axe vertical avec une meilleure résolution qu'avec les fils d'anode seuls (la résolution de la mesure de la position par ces derniers ne peut pas être inférieure à 4 mm, la distance entre 2 fils).

De façon à améliorer la qualité du signal obtenu sur les fils d'anode, plusieurs grilles ont été ajoutées :

- une grille de « portillonnage » (*gating grid*) empêche les ions positifs créés lors de l'avalanche de remonter dans le volume actif. Le potentiel de la grille est neutre pendant 25 μ s après le déclenchement de l'acquisition, ce qui correspond au temps de dérive maximal des électrons vers l'anode. Ensuite, cette grille est placée à un potentiel de 100 V, si bien que les ions créés localement autour du fil d'anode ne peuvent pas remonter dans le volume actif. Le deuxième intérêt d'une telle grille réside dans le fait que les charges ne continuent pas à être collectées durant le temps mort de l'acquisition, ce qui réduit le nombre de traces parasites ainsi que la probabilité d'empilements.
- Une grille de protection (*shielding grid*) doit alors être utilisée afin de rendre l'anode et la cathode aveugles aux changements de tension dans la grille de « portillonnage ». Son rôle est également d'uniformiser le champ entre les compteurs proportionnels et les chambres à ionisation.

L'électronique de lecture

L'électronique utilisée remplit les critères de grande dynamique de détection ($26^2/1^2 \approx 700$) au travers du choix du gain des préamplificateurs. Elle est également capable de mesurer plusieurs coups dans un même événement (multi-échantillonnage). Pour cela, les signaux des fils d'anodes, des pads et des chambres à ionisation sont numérisés par des *flash ADC* avec un taux d'échantillonnage de 40 MHz et sur 10 *bits*, ce qui permet d'acquérir la forme du signal reçu. Des filtres trapézoïdaux sont appliqués dans le programme d'analyse pour éliminer le bruit à basse et haute fréquence dans le but de discriminer les différents coups d'un même

événement et de déterminer la charge de chacun d'eux.

Le mur de temps de vol : TOF (Time Of Flight) wall

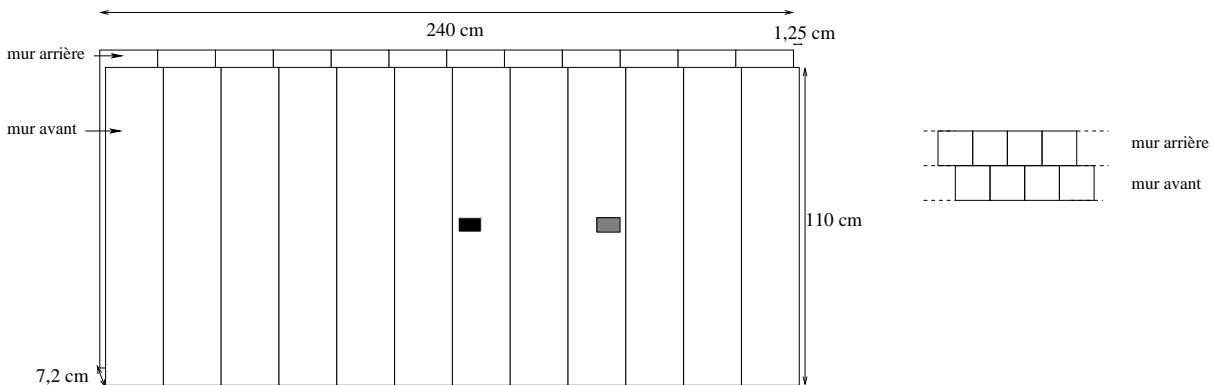


FIG. 2.9 – (gauche) Mur de temps de vol. Chaque bande verticale représente un ensemble de 8 scintillateurs. Le rectangle noir désigne le « trou » effectué dans le TOF à l'endroit de passage du faisceau. Le rectangle gris correspond à l'endroit où passerait le faisceau s'il n'était pas défléchi par l'aimant. (droite) Détail de la disposition en quinconce des scintillateurs des murs avant et arrière.

Le mur de temps de vol permet à la fois l'identification en charge, la localisation et l'identification en vitesse des particules légères. Il est constitué de 192 scintillateurs (de type *BC408*) de largeur 25 mm, d'épaisseur 10 mm et de hauteur 1,1 m, répartis sur deux épaisseurs et placés en quinconce (Fig. 2.9). À l'endroit du passage du faisceau, 3 lattes sont par ailleurs « découpées » (trou de 3,4 cm de hauteur sur 7,5 cm de largeur) de façon à ce que ce dernier n'endommage pas le plastique.

Lorsqu'une particule chargée traverse un scintillateur, elle dépose une certaine quantité d'énergie et excite ainsi certains états moléculaires du composé. L'énergie des photons émis lors de la désexcitation de ces états moléculaires est généralement différente de celle nécessaire à leur excitation, ce qui rend le scintillateur transparent à sa propre lumière. Le signal lumineux ainsi produit est alors guidé vers des photomultiplicateurs (PM) situés à chacune des extrémités du scintillateur. Le signal électrique obtenu au niveau de la photocathode du PM par effet photoélectrique est ensuite amplifié (plusieurs millions de fois), avant d'être codé en temps et en amplitude dans l'électronique de détection.

La charge des particules peut être déterminée à partir des amplitudes détectées par chacun des PM d'un même scintillateur : le signal lumineux émis dans le plastique est en effet proportionnel au premier ordre à l'énergie déposée. La position des particules dans le plan dispersif est donnée par le numéro de la latte touchée. Selon l'axe vertical, elle est donnée par la différence de temps d'arrivée des signaux entre les 2 PM, et par la connaissance de la vitesse de transmission de la lumière dans le scintillateur. La vitesse des particules peut être

déterminée par la connaissance du temps de vol et de la longueur de vol des particules. Le temps de vol est déterminé entre le scintillateur *start* et le mur de temps de vol. La longueur de vol, quant à elle, dépend du rayon de courbure de la particule dans l'aimant : sa détermination passe donc par une reconstruction de la trajectoire de la particule du mur de temps de vol à la cible.

La résolution en temps du mur de temps de vol est de l'ordre de 150 ps pour les ions lourds, et de l'ordre de 400 ps pour les protons. Cette résolution permet de discriminer en masse les particules de charge inférieure à 15.

Le détecteur de neutrons : LAND (Large Area Neutron Detector)

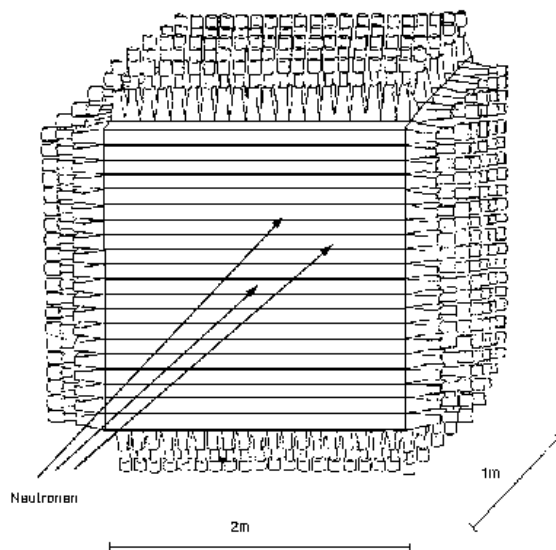


FIG. 2.10 – Le détecteur de neutrons LAND. Contrairement au dessin, les lattes du premier plan sont orientées verticalement et non horizontalement.

Le détecteur LAND a pour but de reconstruire l'impulsion et la multiplicité des neutrons [93]. Il est spécialement conçu pour détecter des neutrons d'énergie proche de 1 GeV dans le laboratoire, pour lesquels son efficacité est maximale.

La détermination des impulsions des neutrons avec LAND est basée, comme pour le *TOF wall*, sur une technique de temps de vol à partir de scintillateurs plastiques³. Cependant, contrairement aux particules chargées, les neutrons ne perdent pas d'énergie par ionisation ou par effet photoélectrique lorsqu'ils traversent la matière (voir le paragraphe sur la petite MUSIC) : leur détection ne peut donc se faire que par le biais de particules chargées (gerbes hadroniques) créées lors des réactions neutron-noyau. C'est pourquoi des couches de fer ont été placées en alternance avec des scintillateurs plastiques afin de servir de *convertisseur* neutron-

³Une utilisation en tant que calorimètre est également techniquement possible puisque l'énergie déposée est également enregistrée : il n'est cependant pas conçu dans ce but et possède une faible résolution en énergie.

particules chargées. En outre, il a été montré que le fait d’alterner des couches convertisseur-scintillateur de 5 mm permettait d’obtenir une bonne efficacité de détection des neutrons avec une épaisseur de détection raisonnable ($\approx 90\%$ pour 1 m de profondeur). La résolution en temps est par ailleurs de 800 ps environ.

L’ensemble du détecteur mesure 2 m de hauteur sur 2 m de longueur sur 1 m de profondeur (Fig. 2.10). Il est constitué de 10 plans de détection, chaque plan étant constitué de 20 lattes de 10 cm de largeur, orientées selon l’axe vertical et horizontal. Des photomultiplicateurs situés à l’extrémité de chaque latte permettent de mesurer le temps d’arrivée du signal généré par les particules chargées de la gerbe hadronique dans le scintillateur (de type *BC408*) ainsi que l’énergie déposée. Comme pour le mur de temps de vol, la différence en temps entre deux photomultiplicateurs d’une même latte permet d’accéder à la position de la particule, selon l’axe horizontal ou vertical (en fonction de l’orientation des lattes).

Les scintillateurs de ces plans de détection sont sensibles aux particules chargées des gerbes hadroniques, mais aussi aux particules provenant de la cible ou de réactions secondaires, même si la plupart d’entre elles sont déviées par ALADIN. Un mur de 20 scintillateurs (VETO) est donc placé à une dizaine de centimètres devant LAND de façon à identifier les coups ne provenant pas des gerbes hadroniques des neutrons pour ensuite les éliminer dans l’analyse.

2.4 Prise de données

Les premières données utilisant le dispositif SPALADIN ont été obtenues sur le fer en février 2004. La statistique effective correspond à environ 5 jours de faisceau. Compte tenu des caractéristiques du faisceau et des taux de réaction, la statistique est d’environ 600 000 événements de spallation sur l’hydrogène de la cible. L’acquisition est faite sous le système MBS (*Multi Branch System*), utilisant plusieurs processeurs en parallèle, coordonnés par un PC Linux.

2.4.1 Répartition du temps cible pleine/cible vide

Afin de ne prendre en considération que les réactions liées à l’hydrogène, la contribution du reste du dispositif est mesurée spécifiquement après avoir vidé la cible. La répartition du temps cible pleine/cible vide est effectuée de façon à minimiser l’erreur statistique. Ces mesures étant indépendantes, l’erreur statistique globale est donnée par :

$$\delta^2(\sigma) = \frac{\sigma_{CP}^2}{N_{CP}} + \frac{\sigma_{CV}^2}{N_{CV}}$$

où N_{CP} et N_{CV} représentent le nombre de noyaux produits en cible pleine et en cible vide et σ_{CP} et σ_{CV} sont les sections efficaces de production d’un noyau donné en cible pleine et en cible vide. N_{CP} et N_{CV} sont directement proportionnels à la section efficace et au temps d’acquisition en cible pleine et en cible vide. Soit t_0 le temps total d’acquisition et x la fraction accordée au temps en cible pleine. On a alors :

$$\delta^2(\sigma)(x) = \frac{1}{t_0} \left(\frac{\sigma_{CP}}{x} + \frac{\sigma_{CV}}{1-x} \right)$$

Cette fonction admet un minimum pour :

$$x = \frac{1}{1 + \sqrt{\sigma_{CV}/\sigma_{CP}}}$$

Ainsi, lorsque la section efficace est dominée par la cible vide ($\sigma_{CV} \approx \sigma_{CP}$), il est nécessaire de choisir un temps d'acquisition en cible vide quasiment aussi important que le temps d'acquisition en cible pleine afin de minimiser l'erreur statistique. C'est notamment le cas pour les résidus très légers qui ont une probabilité plus forte d'être produits par des réactions de fragmentation dans le dispositif (réactions noyau-noyau) que par des réactions de spallation dans la cible. Étant donné que ce sont effectivement les événements de spallation à faible paramètre d'impact que nous cherchons à étudier, nous avons choisi de prendre environ la moitié de la statistique en cible vide.

2.4.2 Temps mort

Le temps mort de l'acquisition est lié au temps mort de chaque détecteur et au temps mis par l'électronique pour traiter un événement. Afin que les événements ne s'empilent pas pendant le temps d'acquisition, le déclenchement de l'acquisition est bloqué électroniquement pendant le temps mort. Dans l'expérience, la plus grande partie du temps mort est liée à la TPC MUSIC IV. Il est de l'ordre de 100 μ s, en comptant la contribution de l'électronique et de l'acquisition. L'intensité du faisceau est contrôlée de façon à ce que le temps mort n'excède pas 30 %.

2.4.3 Critères de déclenchement

Nous cherchons à favoriser l'acquisition des événements de spallation par rapport aux événements n'ayant pas réagi afin d'augmenter la statistique d'événements « utiles ». Deux types de critères de déclenchement (*triggers physiques*) ont été utilisés⁴ :

- le *trigger LAND* est obtenu à l'aide du scintillateur *start*, placé devant la cible, en coïncidence avec au moins trois photomultiplicateurs de LAND. Les données ainsi enregistrées correspondent à des événements pour lesquels un ou plusieurs neutrons ont pu être détectés.
- Le *trigger TOF* est défini par la coïncidence entre le *start* et au moins trois photomultiplicateurs non centraux du mur de temps de vol. Les données ainsi enregistrées correspondent à des événements pour lesquels des particules chargées ont été détectées loin du faisceau (*i.e.* plutôt des particules légères).

Par ailleurs, nous cherchons à normaliser les événements physiques observés par rapport au nombre de projectiles incidents. Nous utilisons pour cela un critère de déclenchement non sélectif (*trigger faisceau*), obtenu à l'aide du seul scintillateur plastique devant la cible. Il est divisé par un facteur constant (32 ou 64), de façon à favoriser le nombre d'événements physiques stockés dans l'acquisition des données. La statistique associée est donc faible pour les événements que nous avons choisi d'analyser avec ce *trigger*, ce qui est notamment le cas

⁴Le *trigger TOF* n'a pas été utilisé pour les données avec RICH

des événements très périphériques pour lesquels les neutrons et les protons ont une faible probabilité de détection. En outre, l'utilisation de critère de déclenchement permet également la vérification de l'efficacité du *trigger physique*.

2.4.4 Les différents types de prises de données

Plusieurs types de configurations ont été utilisées durant l'expérience. Afin d'avoir une résolution en vitesse suffisante pour l'identification en masse et pour la détermination de la vitesse de recul du résidu, les mesures avec le RICH ont été effectuées pour environ le tiers de la statistique, ce qui correspond à environ deux jours sur cinq, en raison du taux de réactions secondaires plus important. Cette configuration nous a permis d'obtenir des résultats inclusifs sur les vitesses des résidus ainsi que les sections efficaces isotopiques.

Cependant, le taux de réaction au niveau de ce détecteur est environ trois fois supérieur au taux de réaction dans la cible, ce qui complique en particulier l'analyse des particules légères, pour lesquelles il n'est pas possible de sélectionner une charge égale dans la petite MUSIC et dans la TPC. Les 2/3 des données ont donc été prises sans le RICH, avec pour seule mesure de vitesse le mur de temps de vol, de résolution insuffisante pour séparer les masses des fragments au-delà de $Z = 15$. L'analyse en coïncidence des particules légères et des résidus lourds sera donc effectuée sans l'information sur la masse ni sur la vitesse de ces derniers.

Chapitre 3

Analyse des fragments lourds

Nous nous intéressons dans ce chapitre à l'analyse des fragments de charge supérieure à 15. Nous développons en particulier les méthodes employées pour déterminer leur masse et leur vitesse de recul, ainsi que le calcul de leur section efficace de production. Cette analyse utilise un grand nombre de détecteurs car elle passe à la fois par la reconstruction de la charge, de la vitesse, et de la rigidité magnétique des fragments. Elle nous permet ainsi d'évaluer les performances du dispositif dans son ensemble et en termes de résolutions individuelles.

3.1 Étalonage des chambres à dérive

Le rôle des chambres à dérive est de reconstruire la trajectoire du résidu en amont de l'aimant. Cette trajectoire, associée à la trajectoire déterminée dans la TPC MUSIC IV, permet d'accéder à la rigidité magnétique de la particule. Les deux coordonnées de la position de passage d'un fragment dans la chambre sont données par :

- la mesure du temps d'arrivée du signal sur les fils : si la vitesse de dérive du signal primaire est connue et constante, ce temps peut permettre de déterminer une position dans le sens de la dérive. Des fluctuations importantes (et non comprises) de cette vitesse ont toutefois été observées dans l'expérience, rendant cette information inexploitable.
- la distribution des charges collectées par les pads situés sous le fil d'anode (Fig. 3.1) : cette distribution est en effet centrée autour du point de passage de la particule. Afin de minimiser les erreurs systématiques commises lors de la reconstruction de la trajectoire, cinq méthodes ont été testées pour reconstruire la position de la particule à partir de la charge collectée sur les pads.

Deux configurations expérimentales ont été adoptées (Fig. 3.2). Afin d'obtenir une mesure en position dans le plan dispersif de l'aimant ALADIN (horizontal) ainsi que dans le plan vertical, la configuration d'expérience retenue correspond à la configuration A. Cependant, des mesures ont également été effectuées dans la configuration B afin de déterminer la résolution de la position obtenue par les pads indépendamment du temps de dérive.

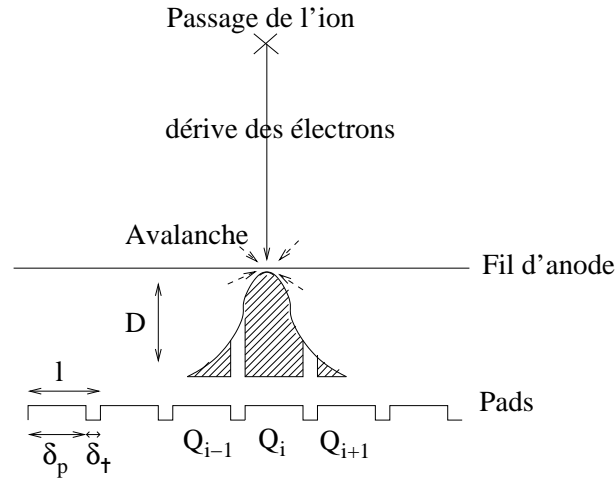


FIG. 3.1 – Représentation de la collection des charges par les pads situés sous le fil d'anode. $\delta_p = 0,55$ cm est la taille du pad, $\delta_{\dagger} = 0,05$ cm est la taille de la zone inter-pads, $l = \delta_p + \delta_{\dagger}$ est la taille du motif et D est la distance entre le fil d'anode et les pads.

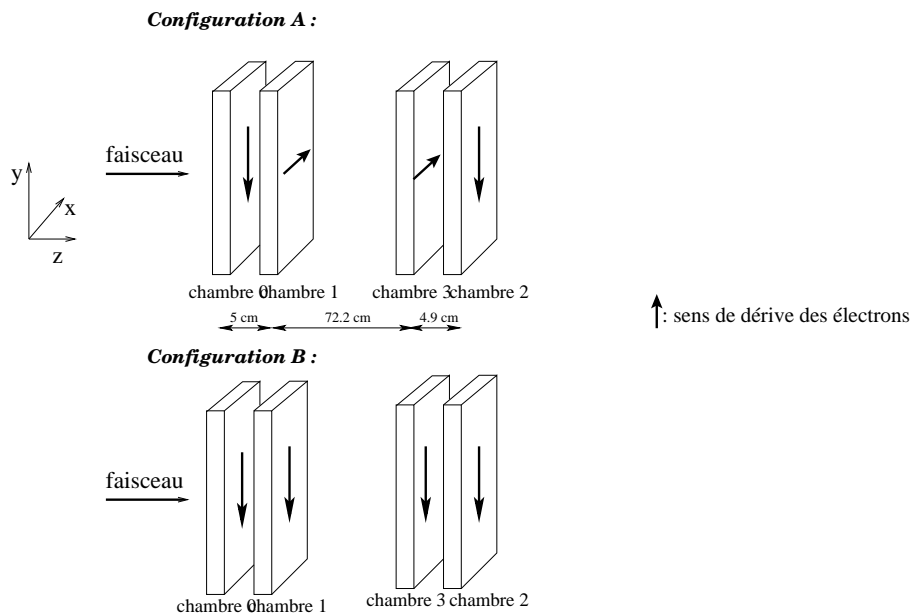


FIG. 3.2 – Configurations des chambres à dérive. La configuration A correspond à la configuration adoptée lors de la prise de données principale. La configuration B a été utilisée pour la détermination de la résolution des chambres à dérive.

3.1.1 Choix de la méthode de reconstruction de la position avec les pads

Reconstruction par barycentre simple

On reconstruit communément la position en x à partir d'un barycentre effectué sur les n pads recevant les charges les plus importantes, où n est appelé « multiplicité » :

$$x_{cog} = \frac{\sum_i Q_i x_i}{\sum_i Q_i}$$

Dans cette expression, x_i est la position du centre du pad i et Q_i représente la charge qu'il a collectée. La multiplicité habituellement choisie est de trois ou de quatre, ce qui permet de limiter l'influence du bruit en ne considérant que les pads pour lesquels le rapport *signal/bruit* est important [94]. Le problème de cette méthode est qu'elle introduit dans la reconstruction de la position en x des effets systématiques liés aux zones inter-pads. Par exemple, pour une multiplicité de trois, les positions des particules situées entre deux pads seront particulièrement mal reproduites, la prise en compte du troisième pad le plus important apportant un déséquilibre dans la reconstruction de la position de la particule. On obtient alors une distribution en position déformée par rapport à la distribution initiale (Fig. 3.3).

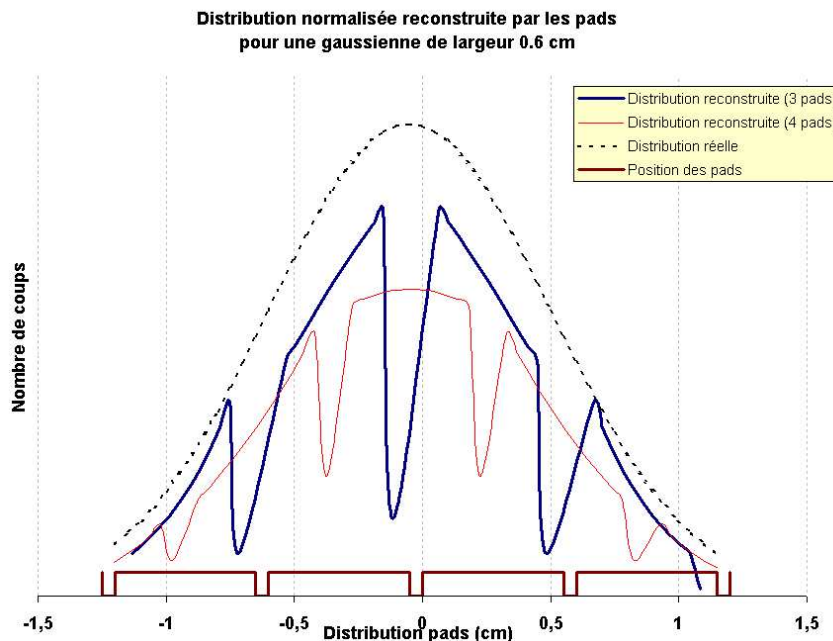


FIG. 3.3 – Reconstruction simulée d'une distribution gaussienne par la méthode de barycentre simple effectué sur 3 ou 4 pads. Des facteurs multiplicatifs sur l'amplitude des distributions ont été appliqués pour des raisons de lisibilité.

Correction par une fonction

La simulation [95] a montré que la différence entre l'abscisse reconstruite et l'abscisse réelle dépendait de la position initiale selon une fonction à variation rapide que l'on peut approcher

par une fonction linéaire par morceaux de période 1 pad (Fig. 3.4).

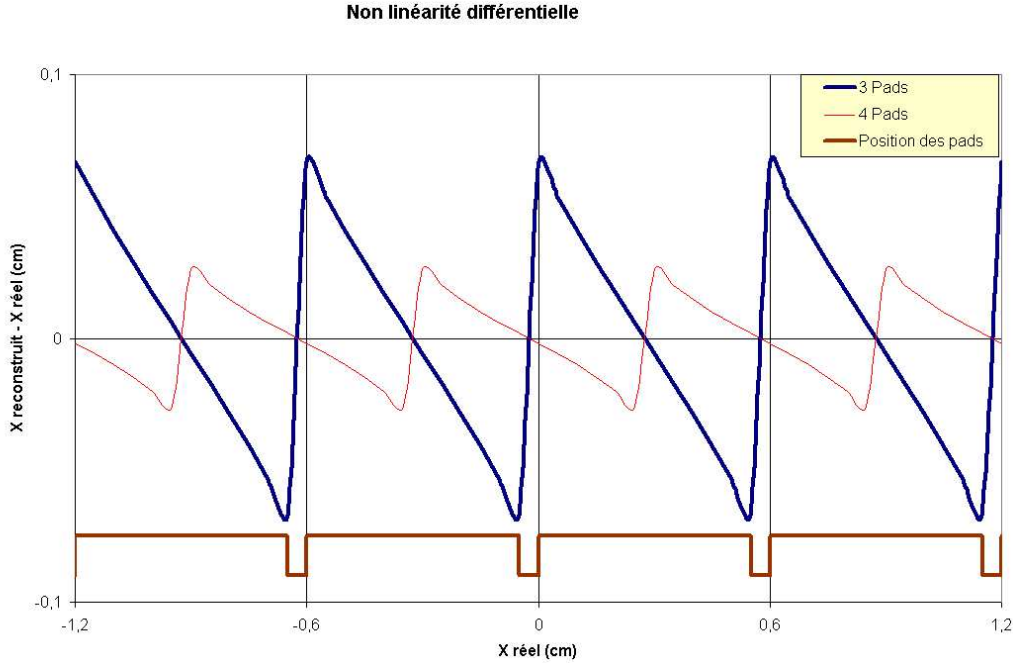


FIG. 3.4 – Erreur systématique simulée commise sur la reconstruction de la position par la méthode du barycentre simple en fonction de la position du signal initial. La position 0 correspond au bord gauche du pad central, les pads ayant une largeur de 0,55 cm et les distances interpads étant de 0,05 cm.

Ainsi, il est théoriquement possible de s'affranchir du problème des zones mortes en appliquant cette fonction à chaque position reconstruite par barycentre (voir annexe B). En pratique, il apparaît que l'application stricte de cette fonction atténue l'effet des zones interpads sans toutefois le supprimer, comme nous pouvons le voir sur les distributions en position (Fig. 3.5). Les positions correspondant aux « trous » restants sont accumulés en bordure de ces derniers, produisant ainsi des effets non physiques importants. Nous n'avons ainsi pas considéré cette méthode dans la suite de l'étude.

Application d'un biais

Afin de s'affranchir du problème de non-linéarité différentielle tout en prenant en considération le bruit électronique, Charpak et al. proposent [96] d'ajouter un biais dans la formule du barycentre. Tous les pads consécutifs ayant reçu une charge supérieure à un seuil sont utilisés pour effectuer le barycentre : ce nombre devient donc variable selon les événements. Le seuil est généralement choisi proportionnel à la charge totale déposée sur les pads de façon à ce que le nombre de pads utilisés pour effectuer le barycentre ne soit pas trop dépendant de l'amplitude du signal (mais plutôt de sa position par rapport au pad le plus touché).

$$x_{\text{biais}} = \frac{\sum_{i/Q_i > b} (Q_i - b)x_i}{\sum_{i/Q_i > b} (Q_i - b)}$$

avec $b = k * (\sum_i Q_i)$ où k représente une constante positive. La difficulté de cette méthode réside dans la détermination du niveau de biais qui doit être choisi de manière à éliminer le bruit tout en gardant suffisamment de signal pour reconstruire correctement la position de la particule. La figure 3.6 représente la résolution des quatre chambres pour des particules du faisceau (voir paragraphe 3.1.2) en fonction du niveau de biais appliqué et nous a conduit au choix d'un biais de $k=0,04$ compatible avec les valeurs couramment choisies ($k=0,025$ dans [96]). En parallèle, nous avons vérifié que le nombre moyen de pads effectivement utilisés pour la reconstruction de positions restait compris entre 3 et 6 sur tout le domaine de variation de k testé (il se trouve entre 3 et 4 pour un biais de $k=0,04$).

Méthode des ratios de charge

La méthode des ratios de charge est basée sur le fait qu'à partir de la connaissance de la distribution de charge générée en un point du fil d'anode et de son intégrale sur trois intervalles, il est théoriquement possible de calculer la position du point d'avalanche. Ainsi, la position du pad le plus touché et la charge relative du pad précédent et du pad suivant permettent de déterminer la position du signal original sur le pad le plus touché. Cette méthode, utilisée par J. Chiba et al. [97], est basée sur le modèle de Endo et al. [98] postulant qu'une charge Q située en $x = x_a$ sur le fil d'anode génère une distribution de charge dans la direction transverse à la dérive de la forme :

$$q(x) = \frac{-Q}{4D_{eff}} \frac{1}{\cosh((\pi(x - x_a))/(2D_{eff}))}$$

sur le plan de pads, où D_{eff} représente la distance *effective* entre le fil d'anode et le plan de pads. Le fait que les ratios de charges soient mieux décrits pour un modèle théorique utilisant une distance effective D_{eff} légèrement différente de la distance physique entre les pads (0,46 cm au lieu de 0,5 cm) montre que la distribution de charge décrite dans le modèle de Endo et al. [98] n'est pas tout à fait exacte dans notre cas mais que cette approximation analytique est bonne. En intégrant la charge $q(x)$ sur la largeur d'un pad (notée l) [99], on obtient ainsi la charge théorique reçue par le pad i :

$$Q_i = -\frac{Q}{\pi} \arctan\left(\frac{\sinh((\pi l)/(4D_{eff}))}{\cosh((\pi(x_i - x_a))/(2D_{eff}))}\right)$$

Cela permet de tracer la courbe théorique $Q_{i+1}/Q_i = f(Q_{i-1}/Q_i)$ pour différentes valeurs de x_a le long du pad le plus touché i : plus x_a est proche du pad $i + 1$ plus le rapport Q_{i+1}/Q_i est grand par rapport à Q_{i-1}/Q_i (Fig. 3.7). En projetant les points expérimentaux sur la courbe théorique obtenue pour différentes valeurs de x_a , il est alors possible d'en déduire le point d'avalanche x_a correspondant le mieux aux ratios de charge observés expérimentalement.

L'avantage de cette méthode est qu'elle ne dépend pas du biais appliqué [97]. De plus, on peut montrer que pour les positions proches du milieu d'un pad, cette méthode corrige de l'effet de non-linéarité différentielle du centre de gravité effectuée sur trois pads (voir Annexe B.2). Sur la figure 3.7 nous avons comparé les ratios Q_{i+1}/Q_i en fonction de Q_{i-1}/Q_i obtenus pour les quatre chambres avec la courbe théorique en trait plein pour une distance fil d'anode/pads de 0,46 cm. La continuité de la courbe expérimentale indique que les pads sont bien calibrés

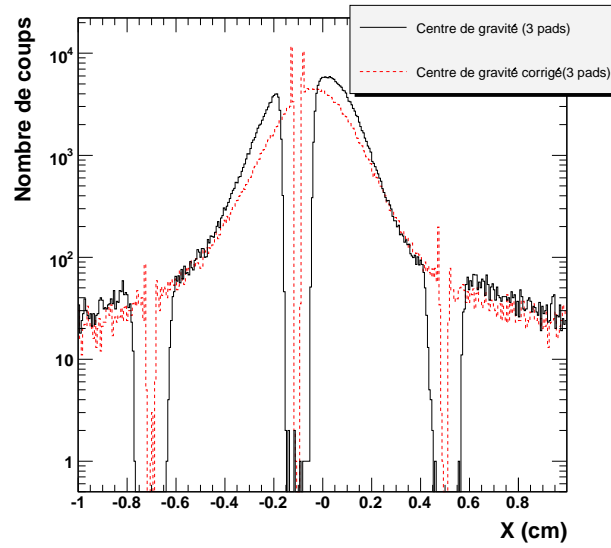


FIG. 3.5 – Distribution reconstruite de la position x de la particule pour les méthodes de centre de gravité à 3 pads (traits pleins) et après correction du centre de gravité par une fonction linéaire par morceaux (pointillés).

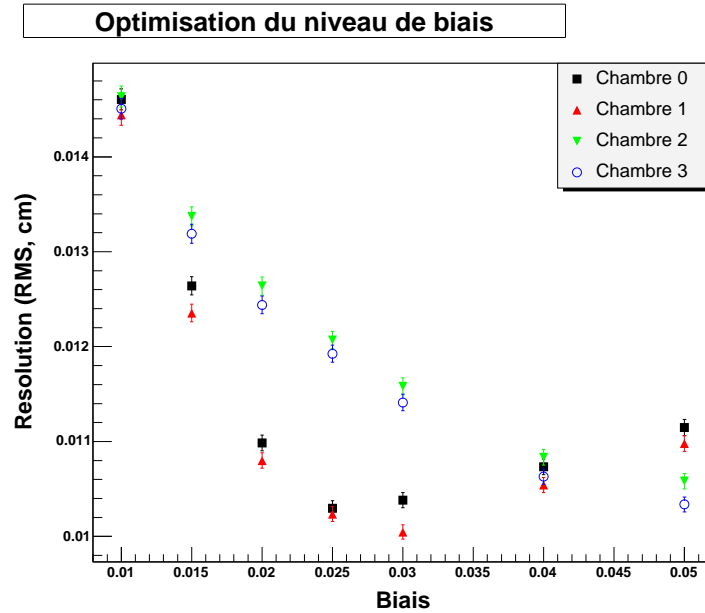


FIG. 3.6 – Valeur de la résolution en position du faisceau, reconstruite par application d'un biais sur le centre de gravité, en fonction de la valeur du niveau de biais. Le calcul des résolutions, explicité au paragraphe 3.1.2, est effectué après suppression de l'oscillation électronique.

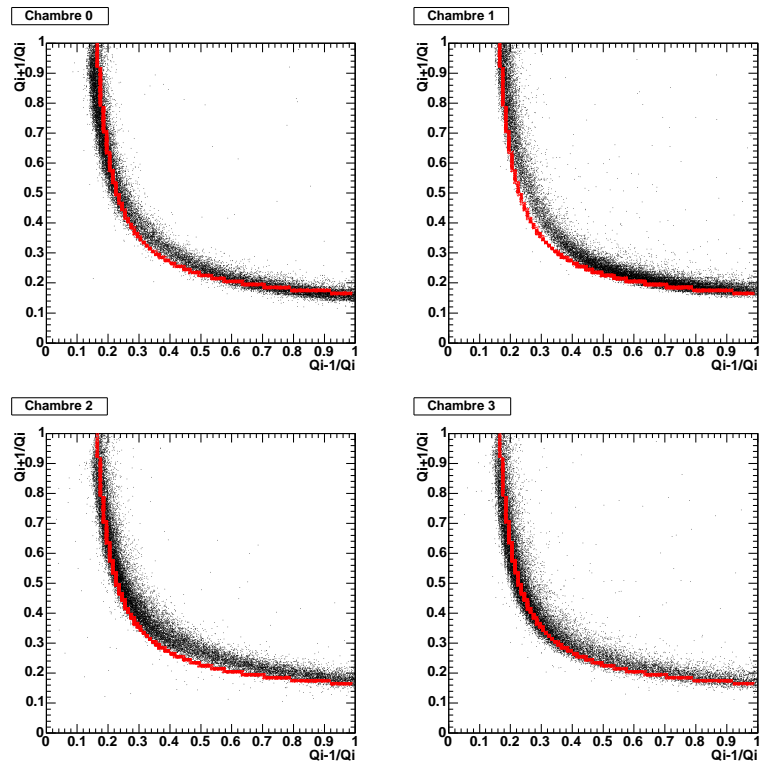


FIG. 3.7 – Ratios des charges des pads adjacents au pad le plus touché observés expérimentalement pour chaque événement sur les 4 chambres à dérive, comparés à la courbe théorique (en rouge) obtenue pour une distance anode/pads $D_{eff} = 0,46$ cm, soit un rapport l/D_{eff} de 1,3.

entre eux pour chaque chambre et que les quatre chambres présentent des comportements similaires.

Comme nous le verrons au paragraphe 3.1.2, la résolution obtenue par cette méthode est légèrement meilleure que par la méthode des biais.

Méthode de la sécante hyperbolique

La méthode de la sécante hyperbolique [101], proche de la méthode des ratios, utilise un autre paramétrage de la distribution transverse de charge générée par une charge ponctuelle. Ce paramétrage est de la forme :

$$Q_i = \frac{a_1}{\cosh^2(\pi(x_i - a_2)/a_3)}$$

où a_1 , a_2 et a_3 sont trois paramètres représentant respectivement la normalisation globale de la distribution, la position du centroïde et la largeur de la distribution de charge et où x_i est la position du centre du pad considéré. Ce paramétrage permet d'accéder à la formule reliant la position du centroïde x_{sechs} au rapport des charges des pads voisins sur le pad central Q_{i+1}/Q_i et Q_{i-1}/Q_i . On obtient ainsi une formule explicite pour la position du centroïde :

$$x_{sechs} = x_i + a_2 \quad (3.1)$$

où

$$a_2 = \frac{a_3}{\pi} \operatorname{arctanh} \frac{\sqrt{Q_i/Q_{i-1}} - \sqrt{Q_i/Q_{i+1}}}{2 \sinh(\pi l/a_3)}$$

avec

$$a_3 = \frac{\pi l}{\operatorname{arccosh} \frac{\sqrt{Q_i/Q_{i-1}} + \sqrt{Q_i/Q_{i+1}}}{2}}$$

Ainsi, l'application de la formule (3.1) sur les charges Q_{i-1} , Q_i et Q_{i+1} mesurées expérimentalement nous permet d'accéder directement à la position de la particule x_{sechs} . La simplicité d'utilisation qui en découle, ajoutée au fait que l'erreur systématique associée est très faible (voir paragraphe 3.1.2) nous a fait choisir cette méthode pour l'analyse des données.

3.1.2 Calcul de la résolution

Afin de mesurer leur résolution, les quatre chambres à dérive ont été placées dans la même orientation en fin d'expérience, la collection de charge sur les pads donnant pour les quatre chambres la position de la particule dans le plan dispersif (horizontal) (Fig. 3.2, B). Il est ainsi possible de calculer la résolution donnée par les pads indépendamment de l'incertitude sur la vitesse de dérive.

Principe de détermination de la résolution

Pour chaque chambre i , la résolution a été déterminée à partir des différences (ou encore *résidus*) entre la position donnée par cette chambre et la trajectoire calculée par la méthode des moindres carrés sur les trois autres chambres. L'écart-type de cette différence ($\sigma_\delta(i)$) provient

de la résolution intrinsèque de la chambre i (σ_i) mais aussi de la résolution de reconstruction de la trajectoire par les trois autres chambres en ce point ($\sigma_{tra_j}(i)$). Ces résolutions étant indépendantes, nous pouvons écrire :

$$\sigma_\delta^2(i) = \sigma_i^2 + \sigma_{tra_j}^2(i) \quad (3.2)$$

$\sigma_{tra_j}^2(i)$ est donné par la formule $\sigma_{tra_j}^2(i) = (\lambda_{11}z_i^2 - 2\lambda_{12}z_i + \lambda_{22})/(\lambda_{11}\lambda_{22} - \lambda_{12}^2)$, où les λ_{kl} représentent les coefficients utilisés pour la droite de régression à savoir :

$$\lambda_{11} = \sum_{j \neq i} \frac{1}{\sigma_j^2}$$

$$\lambda_{12} = \sum_{j \neq i} \frac{z_j}{\sigma_j^2}$$

$$\lambda_{22} = \sum_{j \neq i} \frac{z_j^2}{\sigma_j^2}$$

Si l'on suppose toutes les résolutions égales, la résolution intrinsèque peut donc être déduite de l'écart-type du résidu par la fonction :

$$\sigma(i) = \frac{\sigma_\delta(i)}{\sqrt{1 + \frac{\Lambda_{11}z_i^2 - 2\Lambda_{12}z_i + \Lambda_{22}}{\Lambda_{11}\Lambda_{22} - \Lambda_{12}^2}}} \quad (3.3)$$

où $\Lambda_{kl} = \sum_{j \neq i} z_j^{k+l-2}$ est indépendant de la résolution des autres chambres.

Idéalement, le calcul des résolutions doit être fait en comparant la position donnée par une chambre et la position donnée par les trois autres sans que ces dernières ne soient entachées d'erreurs systématiques. De la sorte, seul l'effet de résolution intrinsèque des autres chambres contribue à l'élargissement des résidus par la formule (3.2). En conséquence, les erreurs systématiques doivent au préalable être corrigées [100].

Oscillation électronique

Une variation systématique des résidus en fonction de la position reconstruite a été observée. Cette variation, d'une période d'environ 3 pads, persiste avec la même amplitude pour toutes les méthodes de reconstruction. Elle a pour conséquence directe un accroissement et une dissymétrisation de la distribution des résidus (Fig. 3.8, bas). Cette variation est reliée à une oscillation de la charge collectée en fonction de la position transverse de la particule, et ce avec une période d'environ trois pads également. La difficulté de sa correction provient du fait que la détermination de cette position dépend elle-même de la charge collectée : on a donc une interdépendance entre la charge et la position. Nous avons appliqué une fonction sinusoïdale à la position reconstruite par les chambres 0 et 2 afin d'en tenir compte et de pouvoir travailler à partir de résidus symétriques.

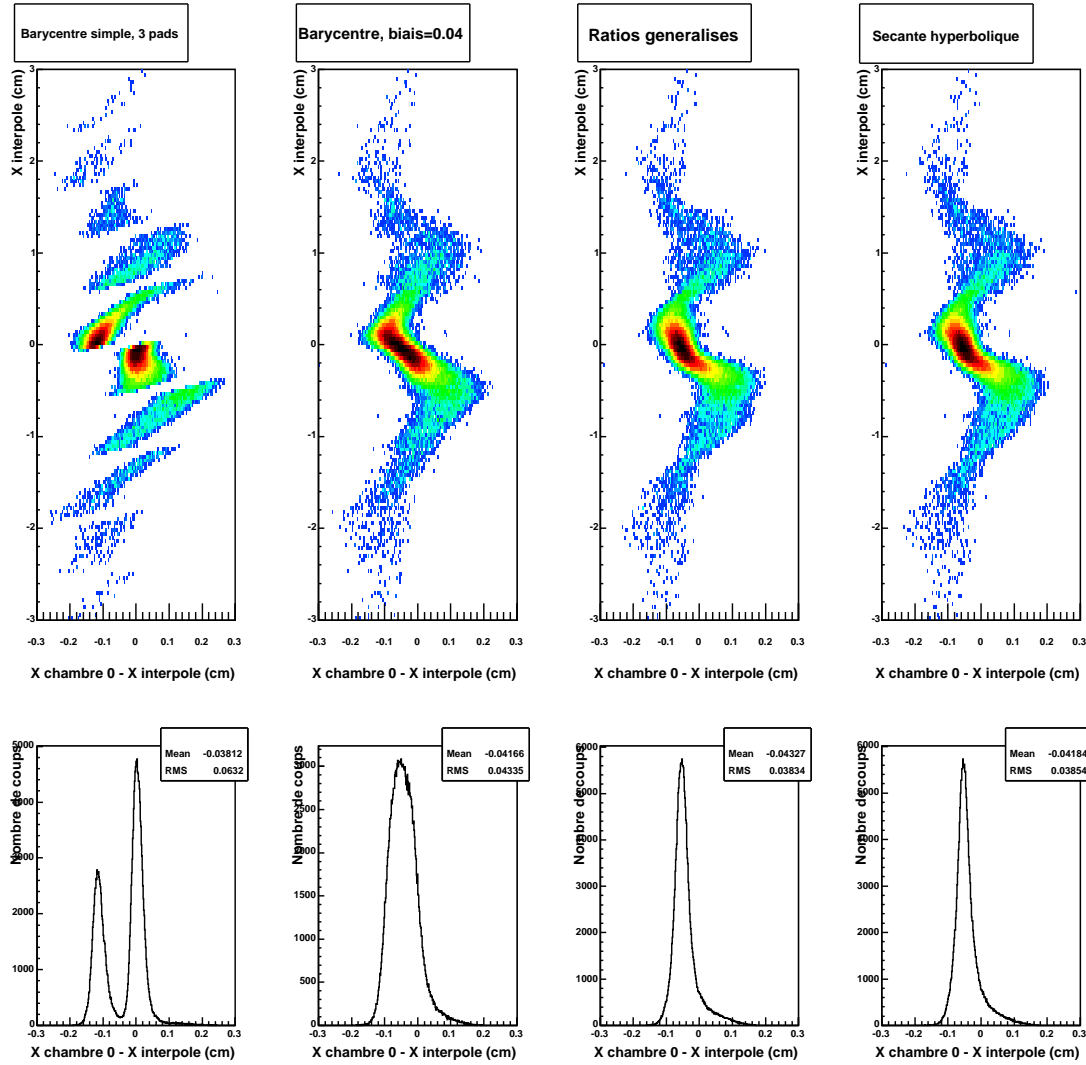


FIG. 3.8 – Distribution des résidus de reconstruction de trajectoire en fonction de la coordonnée mesurée pour 4 méthodes de reconstruction de position. L'échelle des couleurs est logarithmique. L'oscillation obtenue témoigne d'une erreur systématique externe à la méthode de reconstruction.

Erreur systématique liée à la méthode de reconstruction

Du fait de l'imperfection des méthodes de reconstruction utilisées, il subsiste toujours une différence entre la position réelle et la position reconstruite, appelée ici *erreur systématique*. Selon l'étude menée par K. Lau et al [101], les méthodes de la sécante hyperbolique et des ratios présenteraient l'erreur systématique la plus faible : ils observent ainsi pour ces méthodes des résidus d'écart-type proche de $80 \mu\text{m}$ contre $100 \mu\text{m}$ pour la méthode des biais. Nous avons pu le vérifier en examinant pour les différentes méthodes la distribution des résidus ramenée à un pad après correction de l'oscillation électronique (Fig. 3.9, deuxième ligne) : l'erreur systématique de reconstruction est très faible pour les méthodes des biais ($k = 0,04$), des ratios et de la sécante hyperbolique et se traduit par une légère déformation des résidus au 1/3 et aux 2/3 du pad. La reconstruction de la trajectoire par les trois autres chambres a été faite à l'aide de la méthode de la sécante hyperbolique afin de minimiser l'erreur systématique associée à cette dernière. La formule (3.3) permet de calculer la résolution intrinsèque des chambres σ_{sechs} pour une position donnée par la méthode de la sécante hyperbolique à partir des résidus.

La résolution d'une chambre i pour une position calculée avec une autre méthode de reconstruction m est alors donnée à partir de l'écart-type du résidu $\sigma_\delta(i, m)$ par la formule :

$$\sigma^2(i, m) = \sigma_\delta^2(i, m) - \sigma_{sechs}^2 \frac{\Lambda_{11}z_i^2 - 2\Lambda_{12}z_i + \Lambda_{22}}{\Lambda_{11}\Lambda_{22} - \Lambda_{12}^2}$$

Dans la configuration A (Fig. 3.2) et en supposant que les résolutions des quatre chambres sont identiques pour une méthode de reconstruction m donnée, on calcule les résolutions de reconstruction de la position au niveau de la cible et de l'aimant par la formule :

$$\sigma^2(z) = \sigma_m^2 \frac{\Lambda'_{11}z^2 - 2\Lambda'_{12}z + \Lambda'_{22}}{\Lambda'_{11}\Lambda'_{22} - \Lambda'_{12}^2}$$

où les sommes $\Lambda'_{ij} = \sum_k z_k^{i+j-2}$ portent sur les coordonnées z_i des deux chambres verticales (resp. horizontales), z désigne la position de la cible ou de l'aimant et σ_m représente la résolution des chambres pour une méthode de reconstruction m donnée.

Résultats

En utilisant cette méthode pour différentes valeurs de charges sélectionnées dans la petite MUSIC, nous avons obtenu les résolutions intrinsèques de chacune des chambres, après correction des erreurs systématiques (Fig. 3.10).

Ces résolutions intrinsèques conduisent à des résolutions à l'entrée de l'aimant allant de $200 \mu\text{m}$ pour le projectile à $500 \mu\text{m}$ pour $Z = 15$, avec la méthode de la sécante hyperbolique.

Interprétation

La différence des résolutions trouvées pour les différentes méthodes provient de la correction plus ou moins importante de l'erreur systématique due à la méthode de reconstruction qui subsiste quelle que soit la méthode utilisée, comme il a été montré dans [100, 101]. Par ailleurs,

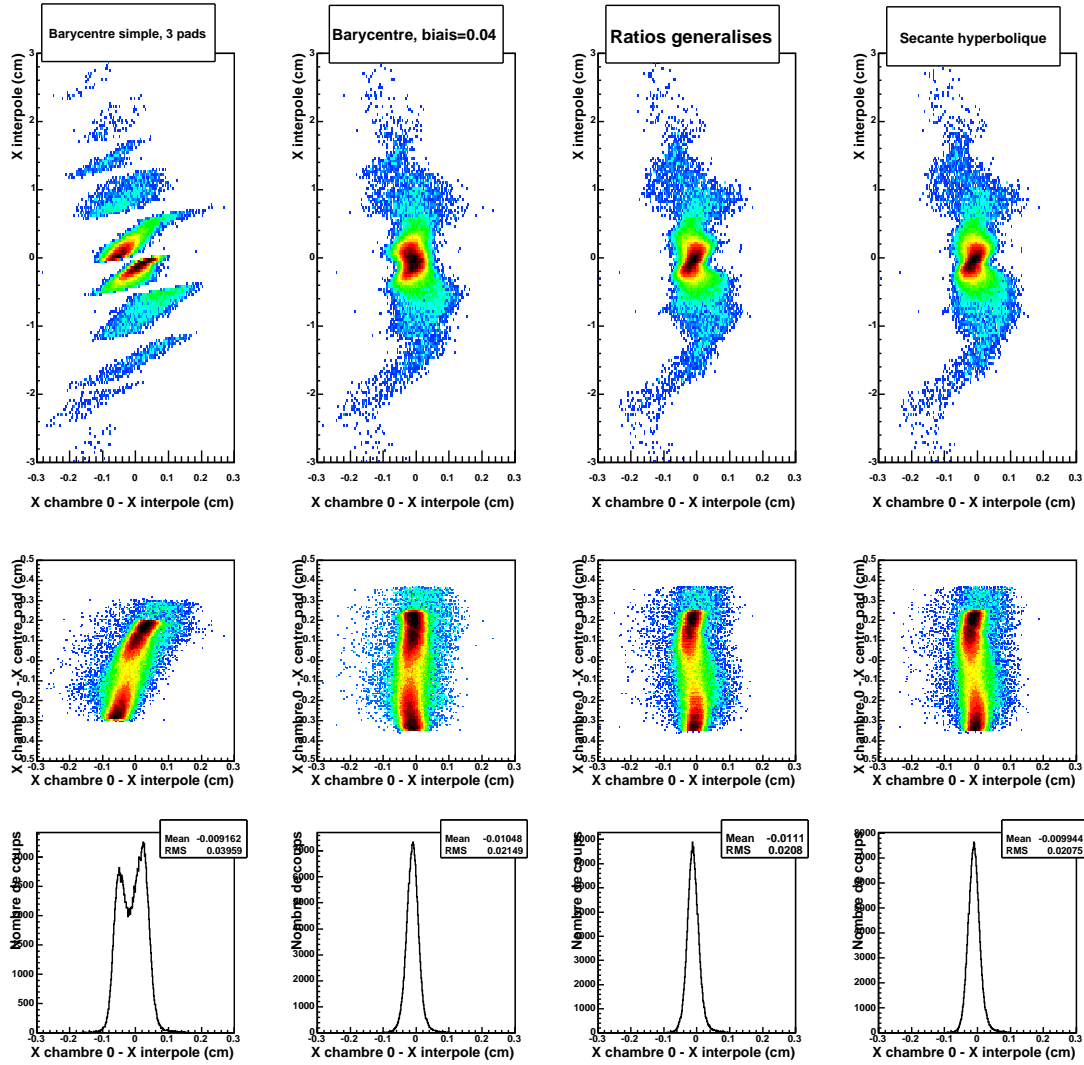


FIG. 3.9 – Erreur systématique tracée en fonction de la position dans la chambre (première ligne), ramenée à un pad pour chacune des méthodes de reconstruction après correction de l'oscillation électronique (deuxième ligne). La troisième ligne représente les distributions de résidus (symétriques) obtenues sans sélection sur les événements.

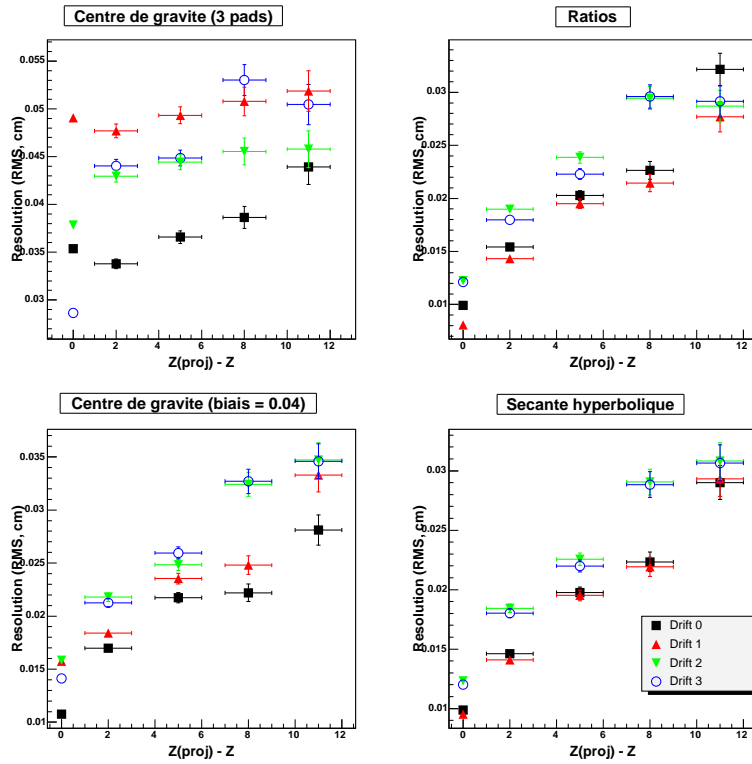


FIG. 3.10 – Résolutions intrinsèques des chambres à dérive pour les méthodes (de gauche à droite et de haut en bas) : (a) du centre de gravité sur 3 pads (b) des ratios ($D_{eff}=0,46$ cm) (c) du centre de gravité, biais = 0,040 (d) de la sécante hyperbolique, en fonction de $Z(proj) - Z$, la différence entre la charge du projectile et la charge de l'ion, identifiée par la petite MUSIC.

la résolution calculée augmente rapidement quand la charge des ions diminue. Cela provient notamment d'un meilleur rapport *signal/bruit* pour les charges les plus importantes. Enfin, les différences de résolution entre les chambres 0 et 1, d'une part, et les chambres 2 et 3, d'autre part, donnent un ordre de grandeur de l'incertitude liée à la correction de l'oscillation électronique.

3.1.3 Calcul de l'efficacité

L'efficacité de reconstruction de trajectoire en amont de l'aimant par les chambres à dérive dépend de la méthode de reconstruction utilisée (Fig. 3.11). Les méthodes des ratios et de la sécante hyperbolique imposent en effet que les trois charges les plus importantes correspondent à trois pads immédiatement voisins pour pouvoir être appliquées strictement, ce qui diminue l'efficacité de reconstruction. Cette dernière reste néanmoins supérieure à 95 % pour $Z > 16$ ($Z_{proj} - Z < 10$).

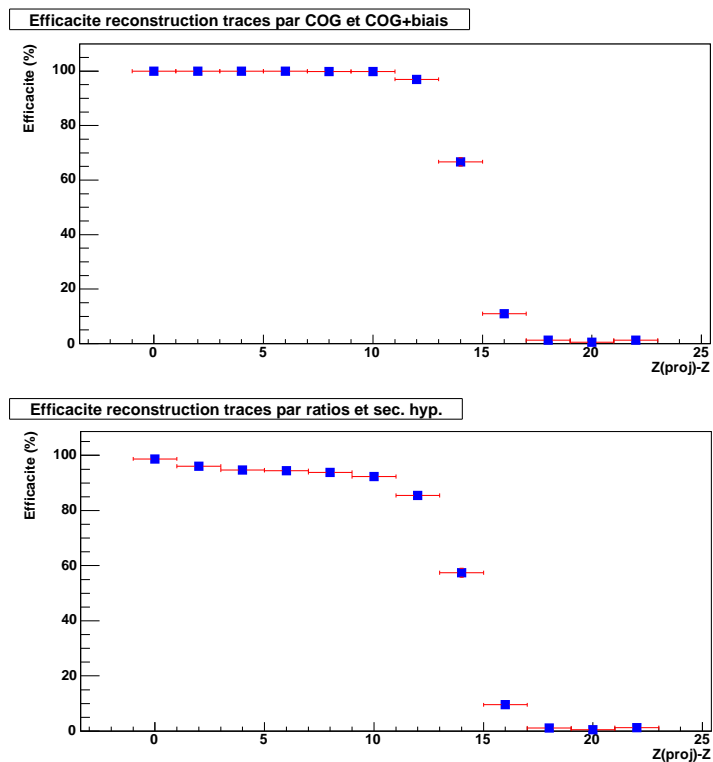


FIG. 3.11 – Efficacité de reconstruction des trajectoires par les chambres à dérive pour la méthode du centre de gravité ou des biais (Fig. a) et pour la méthode des ratios ou de la sécante hyperbolique (Fig. b), en fonction de $Z(proj) - Z$, la différence entre la charge du projectile et la charge de l'ion, identifiée par la petite MUSIC.

3.2 Reconstruction des masses

Les positions déterminées par les chambres à dérive en amont de l'aimant doivent être combinées à l'angle et à la position dans la TPC MUSIC IV pour pouvoir reconstruire la rigidité magnétique $B\rho \propto \|\vec{p}\|/q$ des résidus lourds, où ρ est le rayon de courbure de la trajectoire de la particule, \vec{p} son impulsion et q sa charge atomique.

Le principe du transport magnétique est de trouver de façon itérative la rigidité de la particule permettant un raccordement des reconstructions des trajectoires en amont et en aval de l'aimant (Fig. 3.12). La méthode utilisée consiste, à partir de la donnée de l'angle et de la position de la particule en sortie de l'aimant, à remonter à un angle et une position à l'entrée de l'aimant pour une rigidité magnétique donnée à partir de l'équation du mouvement en chaque point de la carte de champ.

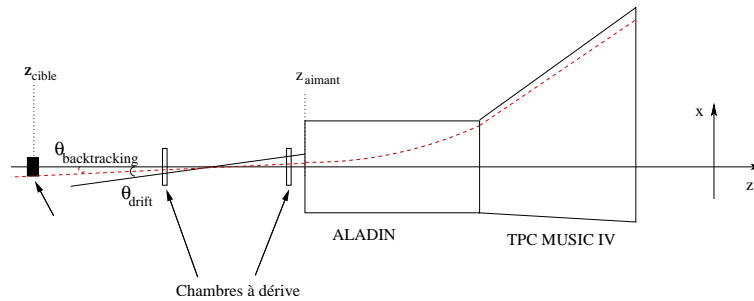


FIG. 3.12 – Principe du transport magnétique

3.2.1 Reconstruction de la trajectoire dans la TPC MUSIC IV

Les composantes non dipolaires de l'aimant ALADIN étant négligeables à la précision visée, seule la reconstruction de la trajectoire des particules dans le plan dispersif (xOz) est utilisée ici pour la reconstruction de leur rigidité magnétique. Dans la TPC MUSIC IV, l'information de la position x des particules est donnée par le temps de dérive des électrons entre le point de passage du fragment et les fils d'anodes des quatre plans de compteurs proportionnels. L'étalonnage de la vitesse de dérive est effectué à l'aide de la comparaison entre la position des particules détectées dans le mur de temps de vol et la projection des trajectoires reconstruites dans MUSIC IV sur ce dernier : si la vitesse de dérive est correctement calibrée, la différence entre ces deux valeurs doit rester inférieure à la taille d'une latte du mur de temps de vol et être indépendante de la latte considérée [105].

Les trajectoires des particules doivent alors être reconstruites à partir de leur position dans au moins trois des quatre plans de compteurs proportionnels. La TPC MUSIC IV étant un détecteur multi-traces, l'algorithme de reconstruction des trajectoires a pour objectif d'associer tous les coups appartenant à la même trace par des critères d'amplitude et de position. Pour un coup dans le premier plan, tous les coups d'amplitude compatible (à un facteur 2 près) dans le troisième plan sont considérés : ces plans sont dits *primaires*. Une ligne fictive est alors tracée entre ces deux points et la distance à cette droite de chacun des coups des deuxième et

quatrième plans est examinée. Si la distance du coup le plus proche est inférieure à une certaine valeur (typiquement 10 mm), il est associé à la trace prédéfinie par les plans principaux. La même procédure est ensuite appliquée en prenant pour plans primaires les deuxième et quatrième plans.

À partir de la connaissance de la position des trois ou quatre coups associés à une même trace, une trajectoire est alors reconstruite par régression linéaire entre ces coups (la procédure est la même que pour les chambres à dérive). Nous disposons ainsi de l'équation de la trajectoire linéaire de toutes les particules détectées en sortie de l'aimant. La résolution intrinsèque de la TPC est de l'ordre de 100 microns, l'incertitude sur la détermination en absolu de la position du fragment est de l'ordre de 1 mm.

3.2.2 Reconstruction de la trajectoire dans l'aimant

L'équation du mouvement d'une particule d'impulsion \vec{p} , de masse m et de charge q sous l'action d'un champ \vec{B} en \vec{r} est donnée par :

$$\frac{d(\vec{p}/q)}{dt} = \frac{q}{m\gamma} \times (\vec{p}/q \wedge \vec{B}(\vec{r}))$$

avec $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ le facteur de Lorentz, constant dans le transport magnétique. La non-intégrabilité de cette équation, liée à dépendance en position du champ, impose un traitement de l'équation par discrétisation sur la coordonnée d'espace. Ceci nous permet d'obtenir la position et l'impulsion de la particule en chaque point à partir de ces données au point précédent. En exprimant \vec{p} à l'aide de sa coordonnée curviligne $s(t)$, on obtient :

$$\frac{d(\vec{p}/q)}{ds} \frac{ds}{dt} = \frac{q}{m\gamma} \times (\vec{p}/q \wedge \vec{B}) \quad (3.4)$$

En remarquant que $\beta = ds/dt$ et $\|\vec{p}\| = m\beta\gamma$, il vient :

$$\frac{d(\vec{p}/q)}{ds} = \frac{\vec{p}/q \wedge \vec{B}(s)}{\|\vec{p}/q\|} = \vec{f}(\vec{p}/q, s) \quad (3.5)$$

Les conditions initiales sont données par MUSIC IV : la position et la direction de l'impulsion des particules à la sortie de l'aimant. La norme $\|\vec{p}/q\|$ est, quant à elle, fixée pour chaque itération (les critères d'itération sont explicités au paragraphe 3.2.3). Enfin, la valeur du champ \vec{B} est donnée par la carte de champ d'ALADIN interpolée linéairement au point considéré.

Il est alors possible d'utiliser un algorithme du type Runge-Kutta permettant de résoudre une équation du type :

$$\begin{cases} dy/ds = f(y, s) \\ y(0) = y_0 \end{cases}$$

Le principe de l'algorithme Runge Kutta d'ordre 2 consiste à diviser la trajectoire de la particule en pas de taille constante δs et à écrire : $\delta(\vec{p}/q) \approx \vec{f}(\vec{p}/q, s)\delta s$, où $\vec{f}(\vec{p}/q, s)$ est évaluée au milieu du pas.

Le calcul de l'impulsion au point $i + 1$ se fait ainsi formellement selon le principe itératif suivant :

$$\begin{cases} (\vec{p}/q)_{i+1} = (\vec{p}/q)_i + \delta s \vec{f}((\vec{p}/q)_{i+1/2}, s_{i+1/2}) \\ (\vec{p}/q)_{i+1/2} = (\vec{p}/q)_i + (\delta s/2) \vec{f}((\vec{p}/q)_i, s_i) \\ s_{i+1/2} = s_i + \delta s/2 \end{cases}$$

Le calcul de la position se fait à chaque pas en remarquant que :

$$\frac{d\vec{r}}{ds} = \frac{\vec{p}/q}{\|\vec{p}/q\|}$$

On obtient alors au second ordre :

$$\vec{r}_{i+1} = \vec{r}_i + \delta s \frac{(\vec{p}/q)_i}{\|\vec{p}/q\|} + \frac{\delta s^2}{2} \frac{1}{\|\vec{p}/q\|} \left(\frac{d(\vec{p}/q)}{ds} \right)_{i+1/2}$$

La longueur de vol est calculée en ajoutant δs à chaque itération. Par ailleurs, afin que l'influence de la méthode numérique soit négligeable dans la dégradation de la résolution, un algorithme Runge-Kutta à l'ordre 4 (construit sur le même principe que celui à l'ordre 2 décrit ici) a en pratique été utilisé.

3.2.3 Raccordement des trajectoires et itération sur la rigidité

À la sortie de l'aimant, on dispose d'une impulsion \vec{p}/q et d'une position \vec{r} de la particule. L'itération porte alors sur la rigidité magnétique de la particule de sorte que ces valeurs correspondent « pour le mieux » aux valeurs d'angle et de position données par les chambres à dérive

Mathématiquement, cela revient à minimiser le χ^2 associé aux fonctions $\theta_{backtracking}(\|\vec{p}/q\|)$ et $x_{backtracking}(\|\vec{p}/q\|)$ et aux points de référence (non indépendants) θ_{drift} et x_{drift} , où $x_{backtracking}$ et $\theta_{backtracking}$ correspondent aux positions et aux angles à l'entrée de l'aimant données par la trajectographie inverse, et θ_{drift} et x_{drift} sont donnés par les reconstructions de trajectoire des chambres à dérive.

Une autre approche consiste à choisir un point z_0 sur l'axe du faisceau sur lequel faire converger les deux reconstructions de trajectoire, en minimisant la quantité :

$$\varepsilon(z_0) = |x_{backtracking}(z_0) - x_{drift}(z_0)|$$

Dans ce cas, la dépendance en θ n'est plus explicite mais contenue dans le paramètre $x(z_0)$: le poids donné à l'angle par rapport à la position est d'autant plus faible que z_0 est proche de l'aimant. Outre sa rapidité, l'avantage de cette méthode est qu'elle est applicable aux particules légères l pour lesquelles les chambres à dérive sont inefficaces : il suffit alors de se ramener au centre de la cible ($z_0 = z_{cible}$) et de se comparer à la position du fragment lourd L émis dans le même événement (et donc à partir du même point) :

$$\varepsilon^l(z_{cible}) = x_{backtracking}^l(z_{cible}) - x_{drift}^L(z_{cible})$$

Enfin, le nécessaire raccordement du repère des chambres à dérive avec celui de l'aimant est fait à partir du calcul des pertes d'énergie dans le dispositif avec ATIMA [102], qui permet

de calculer la rigidité magnétique théorique du faisceau dans l'aimant. L'angle et la position obtenus avec la reconstruction de trajectoire inverse pour cette rigidité nous permet alors d'en déduire l'angle de rotation et le vecteur de translation entre les deux repères.

3.2.4 Calcul de la masse

La masse du fragment est calculée à l'entrée de l'aimant. Elle est donnée par la formule :

$$A = \frac{e}{uc} \frac{Z \times (B\rho)_{fin}}{\beta_{corr} \gamma_{corr}} \quad (3.6)$$

où e est la charge de l'électron, u l'unité de masse atomique et c la vitesse de la lumière. La vitesse dans le laboratoire β_{corr} est prise à l'entrée de l'aimant et la charge Z est déterminée dans les chambres à ionisation. β_{corr} est calculée à partir de la vitesse donnée par le RICH (mesurée au centre du radiateur), corrigée pour chaque élément de la perte d'énergie entre le milieu du radiateur et l'entrée de l'aimant. $\gamma_{corr} = 1/\sqrt{1 - \beta_{corr}^2}$ tient également compte de cette correction. Il a été supposé que la correction à apporter ne dépendait pas de la vitesse initiale ni de la masse de la particule (non connue au moment de son calcul) mais seulement de sa charge. La dépendance en masse de la perte d'énergie, étudiée au paragraphe 3.4 (Fig. 3.29) reste néanmoins négligeable dans ce calcul :

$$\delta v_{RICH \rightarrow aimant}(Z, A_{min}) - \delta v_{RICH \rightarrow aimant}(Z, A_{max}) < 0.015 \text{ cm/ns}$$

à comparer à $v_{aimant} \approx 26 \text{ cm/ns}$.

3.2.5 Résolution en masse

De nombreux facteurs contribuent à la dégradation de la résolution en masse, tels que la résolution des chambres à dérive, de la MUSIC IV et du RICH, l'incertitude sur la mesure de la carte de champ ou sur l'algorithme de reconstruction. Dans notre cas, la principale contribution à la résolution en masse est néanmoins la dispersion angulaire : du fait de diffusions coulombiennes multiples au sein du dispositif, le faisceau tend à s'élargir lorsqu'il traverse de la matière. Ainsi, la trajectoire du résidu vue dans MUSIC IV est la somme de la trajectoire de la particule à la sortie de la cible et des diffusions multiples dans la matière entre la cible et MUSIC IV. La dispersion angulaire a principalement lieu dans le RICH, elle a été estimée à environ 1,1 mrad à partir de la différence des distributions angulaires dans la MUSIC IV entre les données avec ou sans RICH (Fig. 3.13). Cette valeur est en très bon accord avec la valeur calculée par la formule [103] :

$$\delta\Theta \approx \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta cp} Z \sqrt{x/X_0}$$

avec β la vitesse du fragment ($\approx 0,87$), p son impulsion ($\approx 93,6 \cdot 10^3 \text{ MeV}/c$), Z sa charge ($= 26$), x l'épaisseur du matériau traversé ($\approx 2 \text{ g/cm}^2$) et X_0 sa longueur de radiation ($\approx 30 \text{ g/cm}^2$) : on obtient alors $\delta\Theta \approx 1,1 \text{ mrad}$. Les chambres à dérive étant situées de part et d'autre du RICH, l'angle mesuré par ces dernières ne correspond alors physiquement pas à

l'angle reconstruit par MUSIC IV. En conséquence, la résolution en masse s'en trouve fortement dégradée. Pour le faisceau, la résolution trouvée est de 1,5 % pour les données avec le RICH contre 0,9 % pour les données sans le RICH, une vitesse constante étant alors prise pour toutes les particules du faisceau.

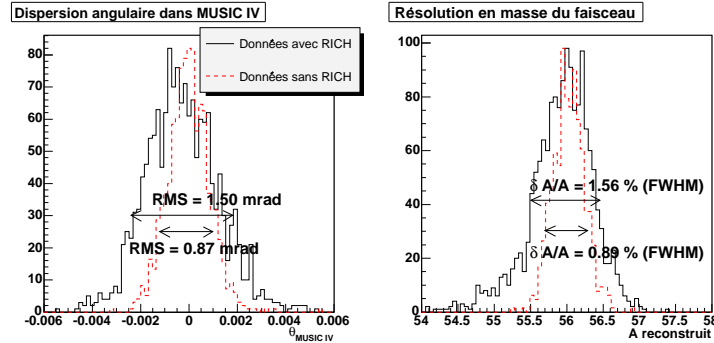


FIG. 3.13 – (gauche) Dispersion angulaire observée dans la MUSIC IV pour le faisceau, pour les données avec ou sans RICH (le centrage est arbitraire). (droite) Résolution en masse du faisceau pour les données avec ou sans RICH.

L'évolution de la résolution en masse en fonction de la masse du fragment est représentée sur la figure 3.14. Le critère de séparation en masse impose que la largeur à mi-hauteur δA des pics de masse soit inférieure à 1, la séparation en masse requiert par conséquent une résolution d'autant meilleure que la masse est importante. La résolution en masse des données avec le RICH est sensiblement constante avec la masse pour $A > 35$ mais la séparation devient plus difficile pour des masses inférieures à cette valeur. Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, la résolution obtenue pour les données sans RICH avec une vitesse fixée constante est assez bonne pour les fragments les plus lourds en raison de l'étroitesse de leur largeur en vitesse ($\Delta\beta = 4.10^{-4}$) : le fait de choisir une vitesse constante dégrade peu leur résolution en masse. En revanche, la résolution est rapidement altérée lorsque la masse diminue et l'identification ne devient plus possible en dessous de $A = 47$, la largeur des distributions en vitesse étant alors plus importante (voir paragraphe 5.2). Notons par ailleurs que l'utilisation du mur de temps de vol ne permet de séparer que des masses inférieures à 15 en raison de la résolution en temps de vol limitée. Ces résolutions ont également été comparées aux résolutions que l'on obtiendrait sans chambre à dérive en faisant « remonter » les trajectoires au centre de la cible. Il apparaît que le fait d'introduire les chambres à dérive dans la reconstruction de trajectoires améliore légèrement la résolution obtenue pour les résidus proches du projectile, mais leur effet se fait davantage ressentir pour des résidus de masse de l'ordre de 40 pour lesquels la séparation des pics de masse devient critique.

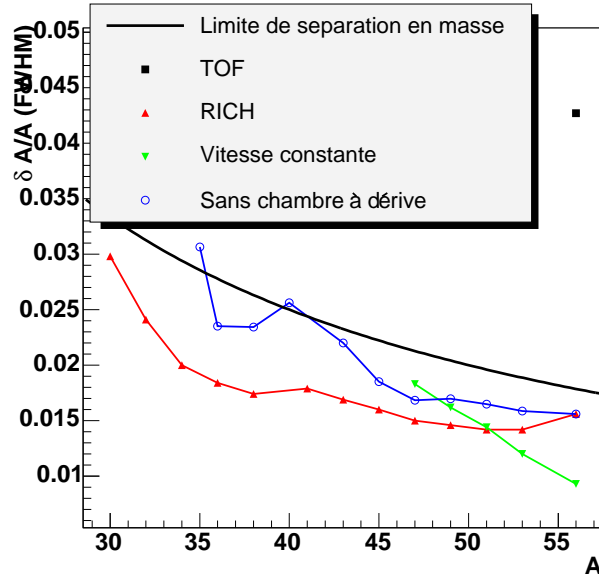


FIG. 3.14 – Évolution de la résolution en masse obtenue en fonction de la masse du fragment. Calcul effectué pour les données avec RICH et les données sans RICH, avec ou sans mesure de la vitesse par le mur de temps de vol. Dans le dernier cas, une valeur constante est prise pour la vitesse.

3.3 Calcul des sections efficaces isotopiques des résidus lourds

La section efficace de production d'un noyau (Z, A) est donnée à partir du nombre de noyaux (Z, A) produits par noyau de fer incident et par atome de la cible par la formule :

$$\sigma(Z, A) = \frac{Y(Z, A)}{N_{at}^{targ}} f^{norm}(Z) f^{sec}(Z, A) \quad (3.7)$$

dans laquelle $Y(Z, A)$ est le nombre de noyaux (Z, A) produits par noyau incident, N_{at}^{targ} est le nombre de noyaux d'hydrogène par unité de surface dans la cible, $f^{sec}(A, Z)$ est un terme prenant en considération les réactions secondaires et $f^{norm}(Z)$ est un facteur de normalisation par élément (ces termes seront explicités par la suite).

3.3.1 Sélection des événements « bien identifiés »

L'équation (3.7) suppose le fragment bien identifié en charge et en masse. L'identification en charge est faite à la fois dans la petite MUSIC et dans la TPC MUSIC IV. Comme nous le verrons par la suite, nous imposons que la charge soit égale dans chacun des deux détecteurs : il faut donc s'assurer que la charge y est déterminée sans ambiguïté. La figure 3.15 représente les spectres en charge de la petite MUSIC et de la TPC MUSIC IV, après soustraction de la cible

vide¹ : nous pouvons voir que le rapport *pic/vallée* est supérieur à 10 pour les deux détecteurs pour $Z \geq 15$. La sélection de la charge du fragment a donc simplement été effectuée en faisant des tranches successives $|Z - i| < 0,5$.

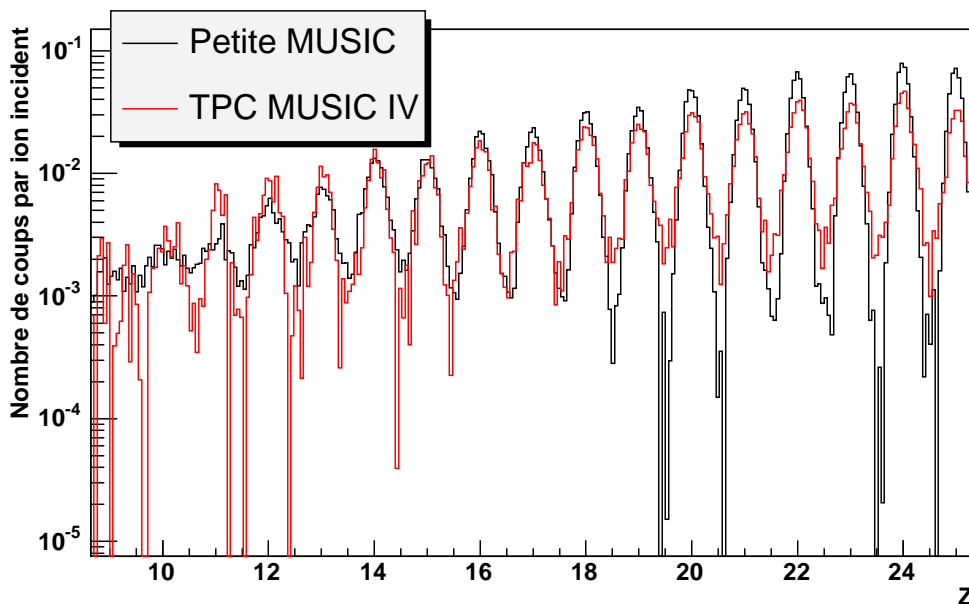


FIG. 3.15 – Charge mesurée dans la petite MUSIC et dans la TPC MUSIC IV, après soustraction de la cible vide et sans coupure.

En ce qui concerne l'identification en masse, l'examen de la vitesse et de la rigidité magnétique du faisceau en fonction de sa position dans la première chambre à dérive nous révèle que la partie droite de ce dernier perd une quantité importante d'énergie au niveau du RICH, qui correspondrait à une quantité de matière de l'ordre de 7 mm d'aluminium, par exemple au niveau du support du radiateur du RICH. La conséquence en est une mauvaise identification en masse de ces noyaux (Fig. 3.16). Tous les calculs des sections efficaces ont donc été menés en sélectionnant la moitié du faisceau avec les chambres à dérive ($x > 0$).

3.3.2 Nombre d'atomes dans la cible N_{at}^{targ}

La mesure de la taille de la cible est estimée à partir des mesures en vitesse effectuées grâce au détecteur Čerenkov. La différence entre la vitesse moyenne du faisceau en cible pleine et en cible vide correspond à la perte d'énergie du faisceau dans l'hydrogène (Fig. 3.17). Le programme de perte d'énergie ATIMA nous permet alors de calculer à quelle épaisseur d'hydrogène cette différence correspond.

¹Il a été montré [23] que l'identification en charge était moins bonne dans la petite MUSIC en cible vide qu'en cible pleine, probablement en raison d'une multiplicité de particules plus grande par événement. Cependant, le calcul des sections efficaces étant effectué après soustraction cible pleine - cible vide, la « bonne identification » de

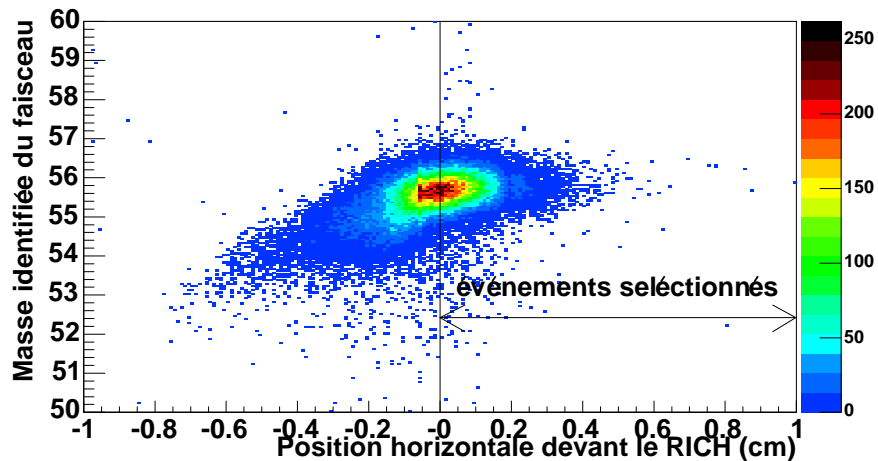


FIG. 3.16 – Dépendance de l'identification en masse du faisceau en fonction de la position mesurée par la première chambre à dérive devant le RICH.

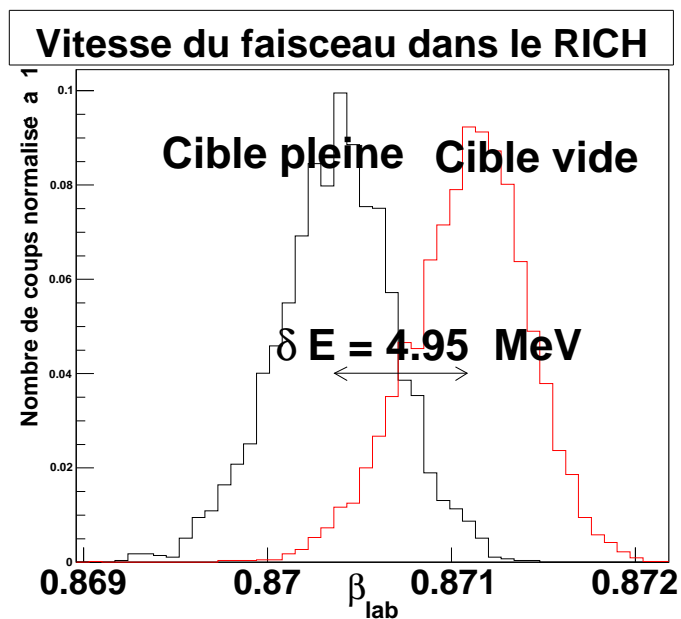


FIG. 3.17 – Distribution de la vitesse du faisceau mesurée par le RICH en cible pleine et en cible vide.

Afin de s'affranchir de l'effet de dérive de la vitesse au cours du temps qui a été observé (qui correspond à une variation de l'énergie du faisceau de 0,8 MeV sur 8 heures), seuls les événements proches en temps du changement cible pleine/cible vide ont été retenus pour le calcul (Fig. 3.18). La perte d'énergie du faisceau dans l'hydrogène est de $\Delta E = 4,95$ MeV.

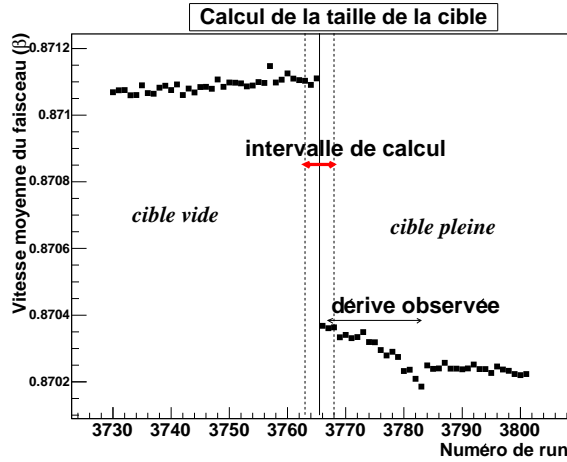


FIG. 3.18 – Variation de la vitesse moyenne du faisceau en fonction du numéro de *run*. La dérive de la vitesse représentée par la flèche correspond à 0,8 MeV sur 8 heures. Les données sélectionnées pour le calcul de la taille de la cible sont comprises entre les traits pointillés.

Nous obtenons ainsi la valeur $\delta x = 88,2$ mg/cm², en accord avec un précédent résultat [104].

L'origine de cette dérive est restée incomprise à ce jour. Elle pourrait provenir d'une variation dans l'énergie du faisceau incident, mais la valeur de 0,8 MeV est très supérieure aux variations de l'énergie du faisceau attendues à GSI. Elle pourrait également provenir d'une mauvaise manipulation lors du remplissage de la cible, mais le temps associé à cette dérive (8 heures) est très supérieur au temps de remplissage de la cible, de l'ordre de 5 mn. Cette dérive nous amène à une incertitude sur la normalisation globale des sections efficaces de l'ordre de 10 %, non prise en compte dans les incertitudes des sections efficaces individuelles.

3.3.3 Détermination du nombre de noyaux produits par faisceau incident

Un noyau (Z, A) détecté dans la MUSIC IV a plusieurs origines possibles :

- une réaction « Fe+p »
- une réaction « Fe+noyau du dispositif »
- une réaction secondaire à partir d'un résidu de la réaction « Fe+p »

Le taux de production $Y^{CP}(Z, A)$ observé en cible pleine est la somme de ces trois contributions. Or, seules les réactions « Fe+p » doivent être comptabilisées pour le calcul des sections efficaces. Une mesure en cible vide nous permet d'avoir la contribution « Fe+noyau du dispositif », $Y^{CV}(Z, A)$. Les réactions secondaires sont, quant à elles, traitées *a posteriori* (voir paragraphe 3.3.4).

la charge doit également être vérifiée après soustraction de la cible vide.

Par ailleurs, les spectres observés présentent également un certain niveau de bruit $k(Z, A)$ à soustraire, lié à la mauvaise détermination de la vitesse de l'ion dans le RICH. Le taux de production d'un élément (Z, A) sans correction des réactions secondaires ni normalisation s'écrit donc :

$$Y(Z, A) = Y^{CP}(Z, A) - Y^{CV}(Z, A) - k(Z, A) \quad (3.8)$$

Soustraction de la cible vide

Les spectres en masse sont obtenus pour chaque élément puis normalisés par le nombre de noyaux incidents, en cible pleine puis en cible vide (Fig. 3.19). Dans les deux cas, on impose que la charge du fragment identifiée dans MUSIC IV soit égale à celle vue par la petite MUSIC. Les taux de production en cible vide correspondent donc à des réactions avant la petite MUSIC (par exemple dans le titane de la cible) ou à des réactions dans le reste du dispositif n'ayant abouti à aucun changement de charge entre les deux MUSIC.

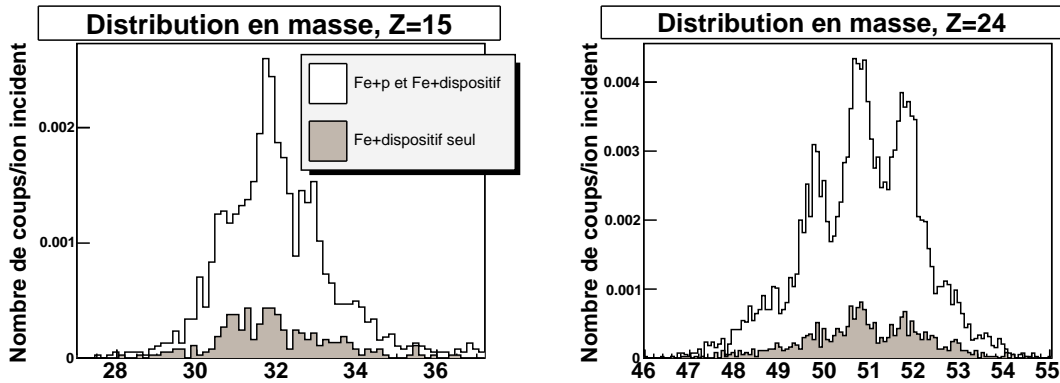


FIG. 3.19 – Distributions en masses normalisées par noyau incident en cible pleine et en cible vide.

Soustraction du bruit

Un bruit constant est observé au niveau des spectres en vitesse du RICH. Ce bruit est d'autant plus important que la charge du fragment est faible, ce qui laisse supposer deux origines possibles :

- la lumière collectée étant moins importante pour les noyaux légers, la reconstruction du rayon des cercles Čerenkov n'est pas toujours possible.
- La multiplicité de particules étant plus grande, le signal peut être brouillé par des particules traversant le RICH en même temps que le résidu lourd observé.

En l'absence de corrélation entre la multiplicité de particules mesurée dans MUSIC IV et la vitesse déterminée par le RICH, la première hypothèse semble être la plus probable.

L'incidence de ce bruit sur la reconstruction des spectres en masse est estimée en simulant un bruit constant sur toute la gamme des vitesses mesurées dans le RICH (Fig. 3.20). Des

masses sont ensuite calculées par la formule (3.6) en utilisant ces événements de bruit, et en les associant aux rigidités et aux charges expérimentales. Les spectres en masse ainsi obtenus sont ensuite multipliés par le niveau de bruit observé (de 1 % pour $Z = 25$ à 20 % pour $Z = 15$), identique en cible pleine et en cible vide, puis soustraits aux spectres expérimentaux obtenus.

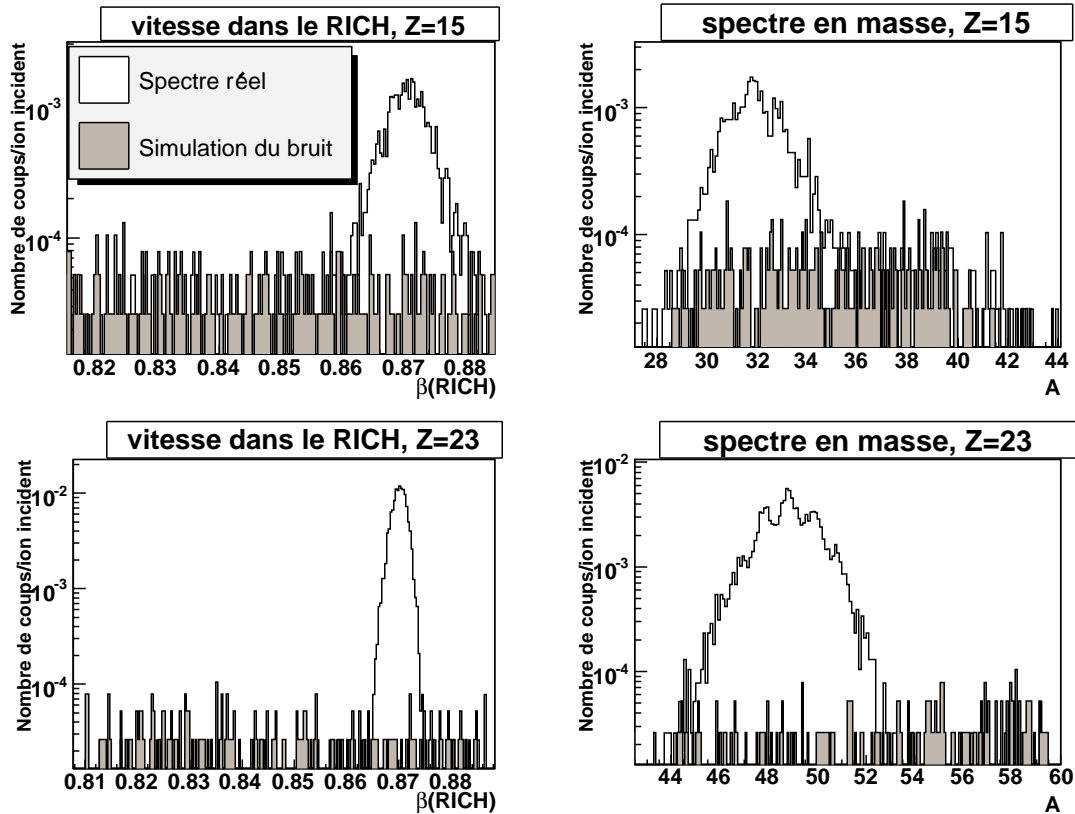


FIG. 3.20 – Simulation du bruit dans les spectres en vitesse (en gris) superposés aux spectres réels (en blanc) pour deux éléments. L’incidence de ce bruit sur les spectres en masse a été calculée (à droite).

Procédure d’ajustement

La résolution en masse étant insuffisante pour séparer sans recouvrement chaque masse, nous avons effectué pour le spectre en masse normalisé de chaque élément des ajustements à partir de somme de gaussiennes par minimisation du χ^2 à l’aide de la procédure MINUIT [106] (Fig. 3.21). En plus de l’amplitude de chaque pic, seuls deux autres paramètres sont laissés libres : la masse reconstruite moyenne du fragment le plus lourd (de façon à prendre en compte un éventuel décalage systématique) et la largeur des gaussiennes (supposée identique pour toutes les gaussiennes d’un même élément). L’aire de chaque gaussienne nous donne alors le taux de production $Y(Z, A)$ des différents isotopes.

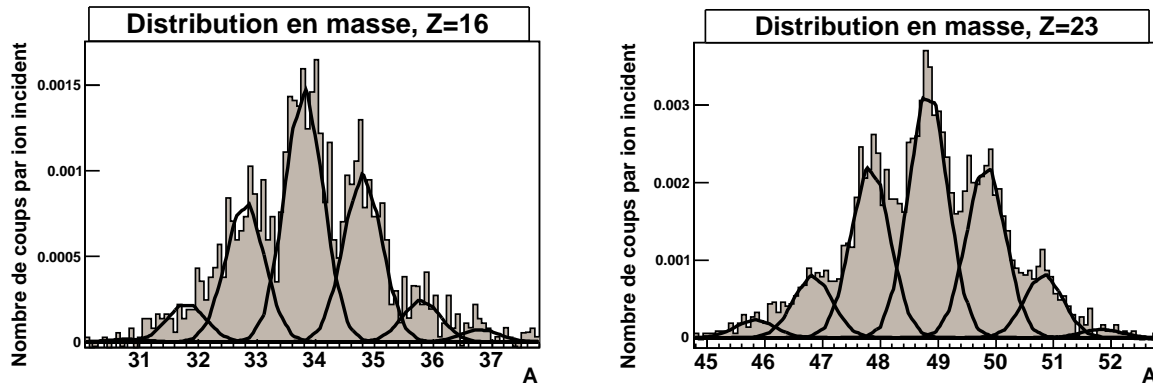


FIG. 3.21 – Ajustement des distributions en masse par une somme de gaussienne pour deux éléments.

3.3.4 Corrections des réactions secondaires

Les résidus de spallation issus de la réaction $^{56}\text{Fe}+p$ peuvent de nouveau interagir avec d'autres noyaux du dispositif. Ces réactions secondaires ont lieu soit dans la cible (double réaction dans la cible), soit dans le reste du dispositif (notamment au niveau du RICH).

Réactions secondaires dans le dispositif

Pour un noyau identifié (Z, A) , la section efficace apparente de production $\sigma_2(Z, A)$ peut être reliée à la section efficace de production du fragment (Z, A) dans la cible $\sigma_1(Z, A)$ en prenant en considération :

- Les réactions « $(Z, A) + \text{noyau du dispositif} \rightarrow (Z', A')$ », venant dépeupler la section efficace de production apparente par rapport à la section efficace de production de l'isotope (Z, A) dans la cible.
- Les réactions « $(Z', A') + \text{noyau du dispositif} \rightarrow (Z, A)$ », ayant l'effet inverse.

Environ 90 % des réactions secondaires entre la cible et la TPC MUSIC IV sont accompagnées d'un changement de charge du noyau entre la petite MUSIC et la TPC MUSIC IV : il est alors possible de les éliminer et de se normaliser élément par élément sur les sections efficaces calculées à l'aide de la petite MUSIC (voir paragraphe 3.3.5). Cependant, les réactions secondaires ne donnant lieu à aucun changement de charge entre les deux MUSIC (principalement des pertes de neutron(s)) ne peuvent être éliminées. Si nous notons $\sigma_2(A, Z)$ la section apparente de production de l'isotope (Z, A) au niveau de la MUSIC IV, $\sigma_1(Z, A)$ la section efficace de production de l'isotope (Z, A) en sortie de la cible, et $p_{\text{reac}}^{\text{disp}}(Z, A)$ la probabilité de réaction de l'isotope (Z, A) dans le dispositif, on obtient :

$$\sigma_2(Z, A) = \sigma_1(Z, A) \times (1 - p_{\text{reac}}^{\text{disp}}(Z, A)) + \sum_{A_i=A+1}^{A_{\text{proj}}} \sum_{Z_i=Z}^{Z_{\text{proj}}} \sigma_1(Z_i, A_i) p_{\text{reac}}^{\text{disp}}((Z_i, A_i) \rightarrow (Z, A))$$

En sélectionnant des charges égales dans la petite MUSIC et dans MUSIC IV, l'équation devient :

$$\sigma'_2(Z, A) = \sigma_1(Z, A) \times (1 - p^{disp}((Z, A) \rightarrow (Z, A'))) + \sum_{A_i=A+1}^{A_{proj}} \sigma_1(Z, A_i) p^{disp}((Z, A_i) \rightarrow (Z, A))$$

L'estimation de la quantité $p^{disp}((Z, A) \rightarrow (Z, A_i))$ peut être effectuée pour $Z=26$ en observant en cible vide le taux de production des isotopes (26,55), (26,54). Cette dernière est voisine de 0.8% pour $\Delta A = 1$ et de 0.2% pour $\Delta A = 2$, les pertes de masse supérieures étant négligées.

Nous faisons alors l'approximation :

$$p^{disp}((Z, A) \rightarrow (Z, A - \Delta A)) = p^{disp}((26, 56) \rightarrow (26, 56 - \Delta A)) \frac{\sigma_{reac}(Z, A)}{\sigma_{reac}(26, 56)}$$

pour l'étendre aux autres masses, où les sections efficaces de réaction σ_{reac} sont estimées avec la formule de Kox [108]. La correction apportée est la plus importante (jusqu'à 7 %) pour les masses les plus faibles de chaque élément (Fig. 3.22) : leur section efficace est en effet affectée par la probabilité de perte d'un neutron par l'élément de masse supérieure, en comparaison beaucoup plus produit. Les masses les plus lourdes de chaque élément doivent en revanche être augmentées de 1 % environ en raison de la probabilité pour ces derniers de perdre 1 neutron.

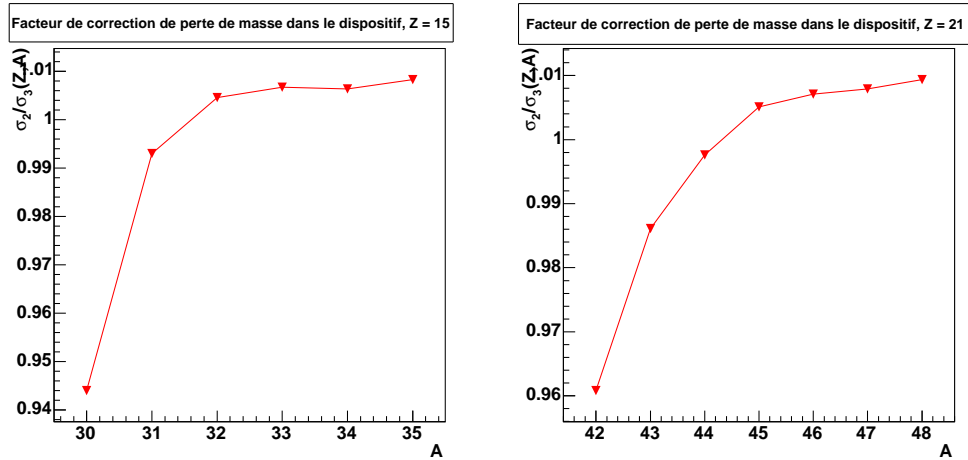


FIG. 3.22 – Facteur de correction des réactions secondaires liées aux pertes de masse dans le dispositif pour deux éléments.

Réactions secondaires dans la cible

Ensuite, la section efficace en sortie de cible σ_1 doit être à son tour corrigée des doubles réactions au niveau de la cible. Plusieurs formalismes, décrits en annexe, ont été utilisés : ces corrections restent néanmoins inférieures à 5 % (Fig. 3.23).

3.3.5 Normalisation à la section efficace dans la « petite » MUSIC

Une section efficace de production représente le taux de production d'un élément par noyau incident. Ce nombre étant absolu, aucune coupure ne doit donc en principe être effectuée dans les événements détectés. Or, au cours des étapes précédentes, nous avons :

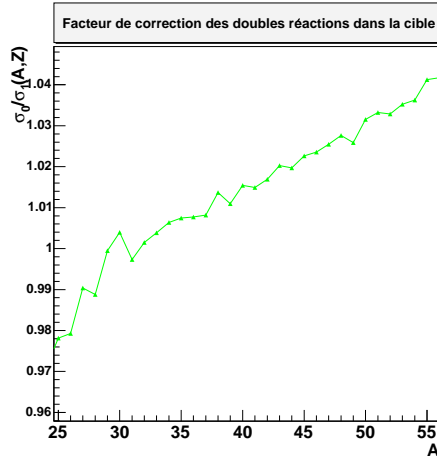


FIG. 3.23 – Facteur de correction des réactions secondaires dans la cible.

- éliminé la moitié du faisceau,
- soustrait la contribution du bruit dans le RICH $k(Z, A)$ aux histogrammes en masse,
- sélectionné les événements sans changement de charge entre la petite MUSIC et la MUSIC IV.

Les sections efficaces obtenues à ce point ne sont donc pas absolues. En revanche, il est possible d'obtenir des sections efficaces en charge $\sigma_{music0}(Z)$ à l'aide de la petite MUSIC sans sélection des événements ni soustraction du bruit. Soit $\sigma_0(Z, A)$ la section efficace de production de l'isotope (Z, A) . Nous noterons $p(Z, A)$ la probabilité qu'il change de charge entre la petite MUSIC et MUSIC IV ou qu'il se trouve dans la moitié du faisceau éliminée (Fig. 3.16) et $\varepsilon(Z, A)$ la probabilité de mauvaise identification de sa vitesse dans le RICH. La section efficace $\sigma_1(Z, A)$ obtenue à ce point est donnée par :

$$\sigma_1(Z, A) = \sigma_0(Z, A) \times (1 - p(Z, A)) \times (1 - \varepsilon(Z, A))$$

En prenant l'hypothèse que, pour un élément Z donné, la probabilité de mauvaise identification de la vitesse est indépendante de la masse du fragment considéré, alors $\varepsilon(Z, A) = \varepsilon(Z)$ n'est rien d'autre que le niveau de bruit observé dans les spectres en vitesse (Fig. 3.20, gauche) et vaut entre 1% pour $Z = 25$ et 20% pour $Z = 15$. Si l'on fait l'hypothèse supplémentaire que le changement de charge entre les deux MUSIC est peu dépendant de A pour un élément donné, alors, compte tenu du fait que la distribution en masse est symétrique par rapport au faisceau, on a : $p(Z, A) = p(Z)$. Or, la section efficace déterminée par petite MUSIC vérifie :

$$\sigma_{music0}(Z) = \sum_A \sigma_0(Z, A)$$

En appliquant les hypothèses faites ci-dessus, il devient alors possible de normaliser la section efficace apparente $\sigma_1(Z, A)$ par le facteur $\sigma_{music0}(Z) / \sum_A \sigma_1(Z, A)$.

3.3.6 Estimation des incertitudes

Compte tenu de la formule (3.7), l'incertitude sur la reconstruction de la section efficace de production d'un élément (A,Z) s'écrit :

$$\left(\frac{\delta\sigma}{\sigma}\right)^2(Z,A) = \left(\frac{\delta f^{norm}(Z)}{f^{norm}(Z)}\right)^2 + \left(\frac{\delta Y(Z,A)}{Y(Z,A)}\right)^2 + \left(\frac{\delta f^{sec}(Z,A)}{f^{sec}(Z,A)}\right)^2 \quad (3.9)$$

La suppression du bruit et de la contribution « cible vide » se fait canal par canal, en calculant les nouvelles erreurs statistiques associées. Les spectres en masse sur lesquels sont effectués les ajustements comprennent donc les erreurs statistiques liées aux spectres « cible vide », « cible pleine », « bruit cible pleine » et « bruit cible vide », sommées quadratiquement. L'erreur sur les paramètres d'ajustement comprend une erreur sur l'amplitude de chaque gaussienne (δA) ainsi qu'une erreur sur sa largeur (δW). Si l'on néglige les termes de covariance entre la largeur de chaque gaussienne, son amplitude, et l'amplitude des gaussiennes « voisines », l'incertitude sur le nombre $N(A,Z)$ d'isotopes (A,Z) mesurés s'écrit $(\delta N/N)^2 \approx (\delta A/A)^2 + (\delta W/W)^2$. Elle varie entre 5 % et 20 %.

Le facteur de normalisation $f^{norm}(Z)$ est défini pour chaque élément comme le rapport entre le nombre d'événements vus par la petite MUSIC et le nombre d'événements vus dans la TPC MUSIC IV avec toutes les coupures. L'erreur associée comprend donc l'erreur statistique de ce rapport (de l'ordre de 1,5 %) ainsi que le fait que cette correction dépend en toute rigueur de A et de Z et non seulement de A . En particulier, la sensibilité du calcul des sections efficaces à la coupure en position sur les chambres à dérive a été testée en recalculant les sections efficaces pour des coupures en position variant de $\pm 600 \mu\text{m}$, soit 3 fois la résolution des chambres à dérive pour $Z = 26$ (Fig. 3.24). Pour $Z = 25$, on observe un léger effet systématique lié au fait que les coupures les plus centrales favorisent les éléments les plus proches du faisceau, moins « étalés » dans l'espace. Cet effet est néanmoins faible devant les fluctuations liées aux autres sources d'erreur, et nous l'avons négligé.

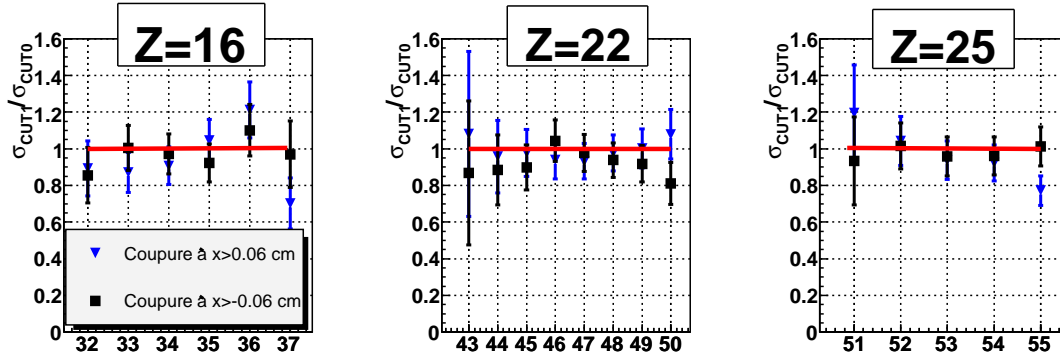


FIG. 3.24 – Rapport des sections efficaces calculées avec différentes coupures en position sur les sections efficaces calculées avec la coupure standard $x > 0$. Les barres d'erreur prennent en compte l'erreur sur l'épaisseur de la cible, l'erreur statistique sur le facteur de normalisation, et l'erreur sur l'ajustement, avec le critère de déclenchement *physique* (voir paragraphe 3.3.7).

L'erreur sur le facteur de correction des réactions secondaires $\delta f^{sec}/f^{sec}$ comprend à la fois l'estimation des sections efficaces de réaction avec Kox, l'erreur des sections efficaces calculées à l'itération précédente ainsi que les approximations de la méthode elle-même : son estimation est donc difficile. Toutefois, une indication peut être obtenue avec les données sans RICH pour lesquelles nous avons une résolution en masse meilleure pour les résidus de charge supérieure à 23 en raison d'une dispersion angulaire plus faible à l'entrée de l'aimant (et ce, même sans détermination de la vitesse) : il est donc possible de déterminer, pour ces éléments, des sections efficaces très peu affectées par les réactions secondaires mais aussi non entachées de bruit. La différence entre les deux mesures nous donne alors une estimation de l'erreur sur la correction des réactions secondaires, la détermination du niveau de bruit et la mauvaise identification en masse. Il apparaît que les mesures sont pour la plupart compatibles

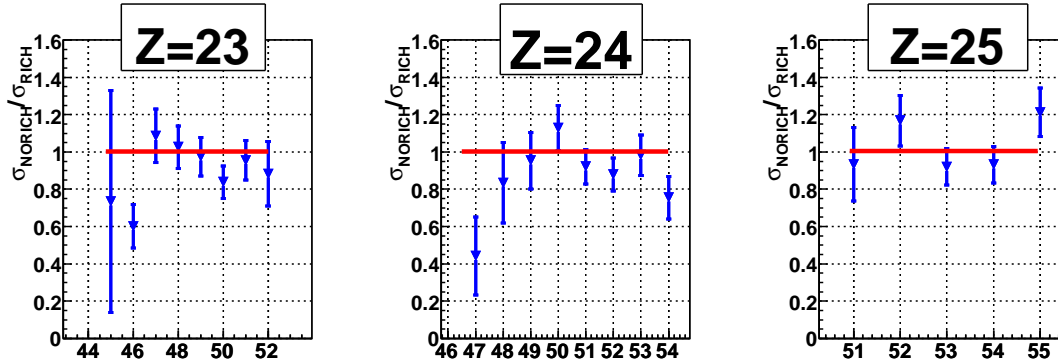


FIG. 3.25 – Comparaison des sections efficaces obtenues pour les données avec ou sans RICH. Dans le deuxième cas, un vitesse fixe est prise pour le calcul de la masse.. Les barres d'erreur prennent en compte l'erreur sur l'épaisseur de la cible, l'erreur statistique sur le facteur de normalisation, et l'erreur sur l'ajustement, avec le critère de déclenchement *physique* (voir paragraphe 3.3.7).

(Fig. 3.25). En prenant les barres d'erreur associées aux autres sources d'incertitude (facteur de normalisation et ajustement), on obtient un χ^2 par degré de liberté entre les points des données avec et sans RICH de 1,33 pour les éléments $Z = 23$ et $Z = 24$. On peut par conséquent penser que $\delta f^{sec}/f^{sec}$ est faible devant les autres contributions à l'incertitude et nous l'avons négligé. Notons enfin que l'élément ^{50}Mn ($Z = 25$, $A = 50$) est seulement identifié pour les données sans RICH, en raison d'une résolution trop faible pour les données avec RICH (Fig. 3.26).

À ces incertitudes individuelles s'ajoute une erreur de normalisation globale, liée à l'incertitude sur la taille de la cible $\delta N_{at}^{targ}/N_{at}^{targ}$. Cette incertitude a été déterminée à partir de l'amplitude de la variation en vitesse moyenne observée dans le RICH sur la figure 3.18.

3.3.7 Efficacité du critère de déclenchement

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.4.3, deux types de déclenchement (*trigger LAND* et *trigger faisceau*) sont ici utilisés. Les sections efficaces sont calculées pour chacun de ces

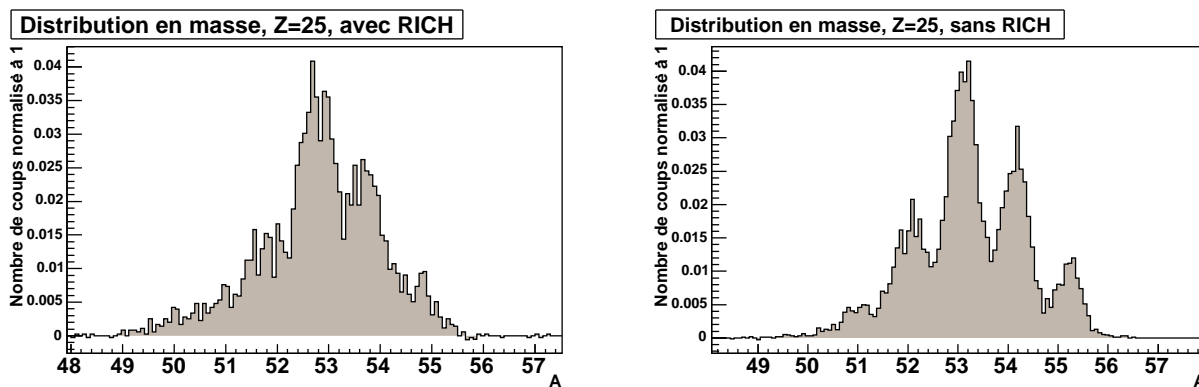


FIG. 3.26 – Comparaison des distributions en masse du manganèse pour les données avec et sans RICH.

deux critères de déclenchement (Fig. 3.27). Les événements les plus périphériques ne sont pas systématiquement accompagnés d'un neutron *détekté* dans LAND, principalement en raison de son acceptance géométrique proche de 50 % (voir paragraphe 4.2.4). Le nombre d'événements physiques détectés étant inférieur au nombre d'événement physiques réels, la section efficace s'en trouve sous-estimée avec le *trigger physique* pour les masses supérieures ou égales à 53. Pour les masses inférieures, les deux types de déclenchement sont compatibles, le *trigger physique* peut donc être considéré comme efficace à 100 % pour $A < 53$.

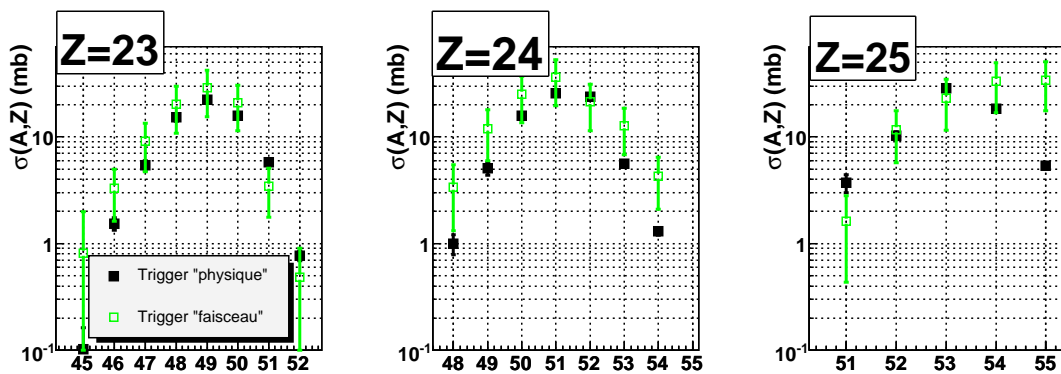


FIG. 3.27 – Comparaison des sections efficaces de production avec un critère de déclenchement *faisceau* ou *faisceau et neutron détecté dans LAND* pour les charges de $Z = 23$ à $Z = 25$.

3.4 Vitesses des résidus dans le référentiel du projectile

La vitesse du résidu dans le référentiel du projectile au repos correspond à la vitesse de recul qu'aurait le résidu en cinématique directe. Elle représente le transfert d'impulsion du proton au noyau. En effet, la désexcitation étant globalement isotrope, la vitesse de recul

moyenne du résidu est principalement reliée à la phase de cascade de la réaction de spallation. En revanche, la largeur des distributions en vitesse est à la fois reliée à la phase de cascade et à la phase de désexcitation.

3.4.1 Principe de la détermination

Étalonnage du RICH

L'étalonnage du RICH [24] nécessite la connaissance de l'indice de réfraction du radiateur n , moyenné dans le domaine de longueur d'onde des photons émis par effet Čerenkov dans le radiateur. Cet indice a été déterminé par une mesure préalable (^{58}Ni à 1 GeV par nucléon) réalisée à l'aide de dégradeurs permettant d'étalonner la vitesse en imposant au faisceau une perte d'énergie connue (Fig. 3.28). La connaissance de n permet alors de relier le rayon r du cercle Čerenkov (projeté sur le plan de détection) avec la vitesse β de l'ion dans le laboratoire à travers la formule (2.1) :

$$r(\beta) = d \tan(\arcsin(n \sin(\arccos(\frac{1}{n\beta}))))$$

Le facteur de normalisation d est déterminé à partir de la vitesse théorique du faisceau en cible vide calculée avec le programme ATIMA [102]. La vitesse mesurée ici est celle du fragment lourd dans le laboratoire au centre du RICH.

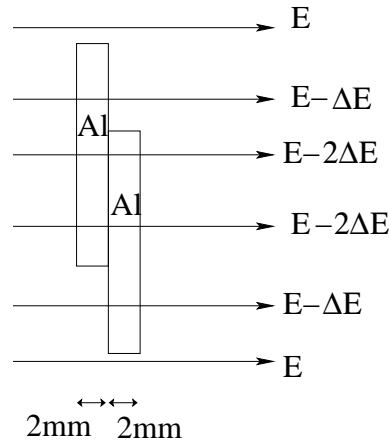


FIG. 3.28 – Principe de fonctionnement du dégradeur : des feuilles d'Aluminium d'épaisseur 2 mm sont placées dans le faisceau (défocalisé). La différence entre les pics obtenus dans le RICH correspondant à E , $E - \Delta E$ et $E - 2\Delta E$ permet alors d'étalonner l'indice de réfraction moyen du radiateur, la perte d'énergie étant calculée avec ATIMA.

Détermination de la vitesse au centre de la cible

Dans l'approximation « cible mince », la réaction sur l'hydrogène a lieu en moyenne au milieu de la cible. En effet, soit Σ la section efficace macroscopique de réaction (probabilité

d'interaction par unité de longueur) et δx l'épaisseur de la cible. La probabilité qu'une réaction ait lieu entre x et $x + dx$ sachant qu'une réaction a eu lieu dans la cible s'écrit :

$$p(\text{reac}(x) | r(\text{cible})) = \frac{e^{-\Sigma x} \Sigma dx}{\int_0^{\delta x} e^{-\Sigma x} \Sigma dx}$$

La longueur moyenne d'interaction est alors :

$$\lambda(\text{reac} | r(\text{cible})) = \frac{\int_0^{\delta x} x e^{-\Sigma x} \Sigma dx}{\int_0^{\delta x} e^{-\Sigma x} \Sigma dx} = \frac{1}{\Sigma} - \delta x \frac{e^{-\Sigma \delta x}}{1 - e^{-\Sigma \delta x}}$$

Dans notre cas, $1/\Sigma \approx 30$ cm, la distance moyenne d'interaction dans la cible d'épaisseur 1,25 cm est alors de 0,62 cm. Il est donc raisonnable de considérer que la réaction a lieu en moyenne au centre de la cible.

La valeur de la vitesse donnée par le RICH doit alors être corrigée de la perte d'énergie du fragment entre le centre de la cible et le milieu du RICH. Nous avons évalué cette perte d'énergie pour l'isotope le plus produit de chaque élément à l'aide du programme ATIMA. La dépendance en masse de la perte d'énergie a été modélisée de façon linéaire à partir de l'examen d'un échantillon de six éléments (Fig. 3.29). Par ailleurs, la dépendance en énergie initiale du

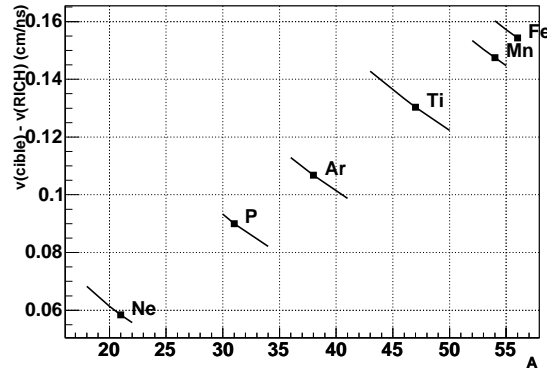


FIG. 3.29 – Perte d'énergie calculée avec ATIMA pour différents isotopes. Les points correspondent aux isotopes les plus produits.

fragment dans le calcul de sa perte de vitesse dans le dispositif a été négligée après vérification de la faible sensibilité du calcul à ce paramètre (Fig. 3.30).

Transformation dans le référentiel du projectile au repos

Une fois remontée au milieu de la cible, la vitesse dans le référentiel du projectile au repos peut être déduite de la transformation de Lorentz :

$$\begin{pmatrix} E_{proj} \\ p_{proj}^{\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_f & -\gamma_f \beta_f \\ -\gamma_f \beta_f & \gamma_f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{lab} \\ p_{lab}^{\parallel} \end{pmatrix}$$

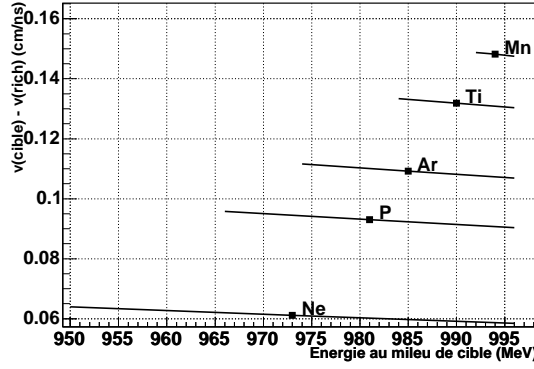


FIG. 3.30 – Perte d'énergie calculée avec ATIMA pour différentes énergies initiales du résidu au milieu de la cible. Les points correspondent à l'énergie des fragments au milieu de la cible après avoir pris en compte leur vitesse de recul.

où β_f et β_{lab} sont respectivement les vitesses du faisceau et du résidu dans le laboratoire au centre de la cible et $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$. En utilisant la relation $\beta = p/E$, on aboutit alors à :

$$\beta_{proj} = \frac{\beta_{lab} - \beta_f}{1 - \beta_{lab}\beta_f}$$

Notons au passage que l'incidence d'une petite variation $\delta\beta_{lab}$ de la vitesse mesurée dans le laboratoire sur la vitesse β_{proj} dans le référentiel du projectile au repos est importante. On a en effet :

$$\frac{d\beta_{proj}}{d\beta_{lab}} = \frac{1 - \beta_f^2}{(1 - \beta_f\beta_{lab})^2}$$

Pour un résidu proche de la vitesse du faisceau, $\beta_{lab} \approx \beta_f$. Cela conduit donc à une variation dans le référentiel du projectile de l'ordre de

$$\delta\beta_{proj} \approx \frac{\delta\beta_{lab}}{1 - \beta_f^2} \approx 4 \times \delta\beta_{lab}$$

Une erreur dans la détermination de la vitesse dans le référentiel du laboratoire ou dans la prise en compte des pertes d'énergie dans le dispositif aboutit donc à une erreur environ quatre fois plus importante lors du passage dans le référentiel du projectile au repos.

3.4.2 Sélection des événements

Le calcul des vitesses moyennes et des largeurs des distributions doit être effectué sur des événements correspondant à une réaction dans l'hydrogène et bien identifiés en charge et en masse. Une sélection est donc effectuée sur les événements provenant de la cible et ne changeant pas de charge entre les deux MUSIC. La possibilité de changement de masse sans changement de charge entre les deux MUSIC, de probabilité inférieure à 1 %, est négligée.

Les réactions dans le dispositif avant la petite MUSIC ne peuvent par ailleurs pas être supprimées : la soustraction de la cible vide est en effet délicate car elle diffère selon que la

réaction secondaire a lieu avant ou après l'hydrogène de la cible (avant la cible, ces réactions peuvent avoir lieu au niveau du scintillateur start ou dans le titane de la cible). En effet, en

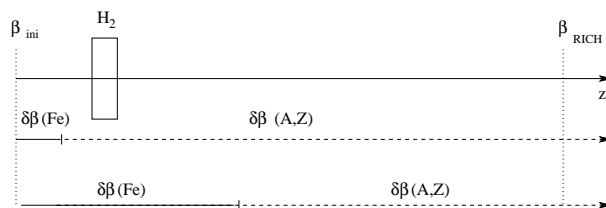


FIG. 3.31 – Représentation de la perte d'énergie d'un fragment (A, Z) avant le RICH en cible pleine, selon qu'il ait été produit *avant* ou *après* l'hydrogène.

cible vide, la vitesse moyenne observée diffère de $\delta\beta(Fe)$ ou de $\delta\beta(Z, A)$ avec la cible pleine, selon la position de la réaction par rapport à l'hydrogène (Fig. 3.31). Cette information étant inaccessible, la mesure de la vitesse moyenne est réalisée sans soustraction de la cible vide. Le taux de réaction dans le dispositif avant la petite MUSIC reste néanmoins faible (0,6 % contre 4 % dans la cible).

3.4.3 Estimation des erreurs

Erreurs des vitesses moyennes

L'erreur sur le calcul de la vitesse moyenne comprend l'erreur commise sur les paramètres d'étalonnage du RICH, l'erreur sur le calcul de perte d'énergie entre la demi-cible et le RICH ainsi que l'erreur statistique.

L'erreur sur les paramètres d'étalonnage a été estimée à 0,15 % pour l'indice de réfraction et 1,2 % pour le facteur de normalisation. Elles conduisent à une incertitude inférieure à 2 % sur les vitesses moyennes dans le système du projectile au repos.

L'erreur sur le calcul de perte d'énergie est principalement liée à la mauvaise identification en masse, l'incertitude liée à l'utilisation d'ATIMA étant négligée. Une mauvaise identification d'une masse conduit à une erreur de l'ordre de 0,025 cm/ns quelle que soit la vitesse, soit une incertitude allant de 50 % pour $A = 56$ à 10 % pour $A = 30$.

L'erreur statistique est la plus importante en raison de la sélection restreinte des événements, elle avoisine 7 % pour les résidus de masse 30.

Erreurs des largeurs des distributions

Comme nous l'avons déjà vu, les distributions de vitesse comportent un certain bruit que l'on doit supprimer avant d'extraire la largeur des distributions. Ce niveau de bruit est inférieur au niveau de bruit observé lors de la détermination des sections efficaces isotopiques, en raison d'une sélection des événements plus restreinte : il varie entre 0,1 % ($A = 55$) et 7 % ($A = 25$), avec une erreur sur sa détermination estimée à 50 % (Fig. 3.32). Cela conduit à une incertitude de l'ordre de 5 % sur les largeurs de distributions.

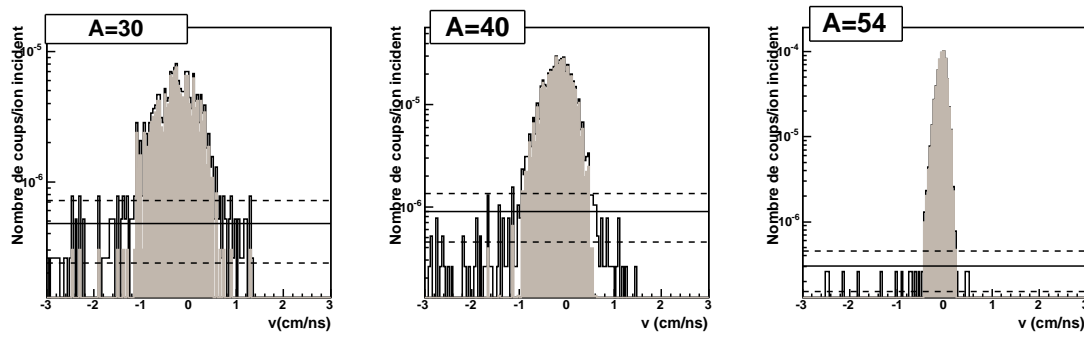


FIG. 3.32 – Spectres en vitesse dans le système du projectile au repos pour des résidus de masse respectivement égale à 30, 40 et 54. Les spectres grisés sont obtenus après soustraction du niveau de bruit, représenté par la ligne horizontale. Les lignes pointillées correspondent aux niveaux de bruits extrêmes considérés pour le calcul de la barre d’erreur.

L’erreur liée à l’identification non complète de la masse a été déterminée en faisant l’approximation : $\sigma_v(A) \approx -0,012 \times A$. L’écart-type de la distribution en masse étant de l’ordre de 0,5 on en déduit une erreur sur les largeurs des distributions en vitesse de l’ordre de 0,06 cm/ns, correspondant à une incertitude allant de 7 % pour $A = 55$ à moins de 1 % pour $A = 30$.

Par ailleurs, la profondeur de réaction dans la cible contribue également à l’élargissement des spectres en vitesse : en effet, la perte d’énergie d’un fragment léger étant plus faible que celle du faisceau, un résidu produit en fin de cible en sortira avec une énergie plus faible qu’un résidu produit en début de cible. Une simulation Monte Carlo révèle que l’élargissement engendré est inférieur à $2,4 \cdot 10^{-3}$ cm/ns, il est donc négligeable devant la largeur de la distribution liée à la dynamique de la réaction.

La contribution de la résolution du RICH peut être estimée en remarquant que la résolution en vitesse est inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre de photons détectés, lui-même proportionnel au carré de la charge du fragment [107]. La largeur de la distribution en vitesse du faisceau mesurée dans le RICH est de $\delta\beta/\beta = 3,7 \cdot 10^{-4}$. La résolution en vitesse attendue pour $Z = 13$ est donc de l’ordre de $7,4 \cdot 10^{-4}$, ce qui est très inférieur à la valeur mesurée dans le laboratoire ($\approx 6,2 \cdot 10^{-3}$).

Notons que nous avons par ailleurs négligé l’effet de l’élargissement lié à la dispersion de la vitesse dans la matière traversée. L’ordre de grandeur de cette dispersion, donné par ATIMA, est de $\delta\beta = 4 \cdot 10^{-5}$ pour le faisceau dans le référentiel du laboratoire. Elle reste donc dans tous les cas assez nettement inférieure à la largeur physique observée ($\delta\beta \approx 7 \cdot 10^{-4}$ dans le laboratoire pour $A = 55$).

Enfin, l’erreur statistique atteint de 4 à 5 % pour les résidus de masse voisine de 30.

3.5 Conclusions sur le dispositif SPALADIN pour les noyaux lourds

Rappelons que l'objectif principal du dispositif SPALADIN n'est pas la mesure des sections efficaces des fragments lourds, pour laquelle le FRS est mieux adapté. Cette étude nous permet néanmoins de tirer un certain nombre de conclusions sur le dispositif SPALADIN :

- le critère de déclenchement LAND est particulièrement efficace pour la détection des résidus ayant perdu au moins trois neutrons (les sections efficaces obtenues avec les *trigger LAND* et *trigger faisceau* sont en effet compatibles pour $A \leq 53$). Il doit être complété par un critère de déclenchement non conditionné pour l'étude des collisions plus périphériques.
- Une mesure de vitesse avec une résolution de l'ordre de $\Delta\beta/\beta = 10^{-3}$ est nécessaire pour l'identification des masses comprises entre 20 et 53. En dessous de $A = 20$, les études de la collaboration S254 ont montré que la résolution en temps de vol était suffisante pour la séparation en masse [109]. Pour le fer, nous avons également pu voir que l'étroitesse des distributions en vitesse pour les éléments très proches du projectile permettait une identification en masse sans mesure de la vitesse.

Par ailleurs, dans l'optique d'améliorer les performances du dispositif pour les expériences futures, les remarques suivantes peuvent être formulées :

- l'identification en vitesse à l'aide d'un détecteur Čerenkov n'est pas compatible avec la volonté de mesures en coïncidences. Un tel détecteur permet certes d'obtenir la vitesse du fragment lourd avec une très bonne résolution, mais il introduit également une importante dispersion angulaire et un taux de réactions secondaires très supérieur au taux de réaction dans la cible, rendant inexploitable l'information sur les particules légères créées dans la cible. Il serait donc préférable de mesurer la vitesse du résidu lourd par des techniques de temps de vol, quitte à perdre un peu en résolution de masse.
- La majeure partie des réactions secondaires pourrait être évitée si l'on était sous vide entre la cible et l'aimant. L'emploi de la « petite » MUSIC n'est en effet plus nécessaire si l'on retire le RICH. En revanche, l'emploi de détecteurs de position en amont de l'aimant améliore sensiblement la résolution en masse : il pourrait néanmoins être suffisant d'en placer un au niveau de la cible.

Chapitre 4

Analyse des fragments légers

Ce chapitre est consacré à l'étude des fragments légers, où *fragment* est ici conventionnellement pris au sens large et comprend à la fois les particules légères (n , p , α) et les fragments de charge supérieure à 3. Nous allons principalement décrire les moyens d'obtention de la multiplicité et des spectres en impulsion des neutrons, ainsi que l'étude des performances du dispositif expérimental pour la détection des fragments légers chargés.

4.1 Simulation GEANT 4

Une simulation GEANT 4 a été réalisée dans le but de quantifier les effets d'acceptance du dispositif SPALADIN [110].

La géométrie implémentée est représentée sur la figure 4.1. Si la plupart des éléments ont été modélisés par des formes simples, le profil de la pièce située à l'entrée de l'aimant (notée *collimateur* sur le plan) est en revanche décrit précisément car cette dernière conditionne grandement l'acceptance du dispositif¹. Le champ magnétique à l'intérieur de l'aimant est, par ailleurs, pris à partir d'une carte de champ magnétique calculée.

Les événements de spallation sont générés au milieu de la cible par différents codes de cascade et de désexcitation. Une transformation de Lorentz est ensuite appliquée aux produits de la réaction pour se placer en cinématique inverse.

Les interactions modélisées dans GEANT 4 considérées dans la simulation sont résumées dans le tableau 4.1. Les diffusions inélastiques des ions sur les noyaux du dispositif ne sont pas traitées, en raison de la faiblesse des modèles noyau-noyau dans GEANT 4, ainsi que de l'important temps de calcul associé. L'effet des réactions secondaires sur les données obtenues doit donc être estimé par ailleurs pour pouvoir comparer les données expérimentales aux simulations.

Il ressort de la simulation que l'acceptance des résidus de spallation est de 100 %. Toutefois, comme nous le verrons par la suite, l'acceptance des particules légères n'est pas de 100 %. En ce qui concerne les particules d'évaporation, l'acceptance est de l'ordre de 80 % pour les α ,

¹Cette pièce a pour rôle de protéger les pièces situées en amont de l'aimant du champ magnétique créé dans ce dernier

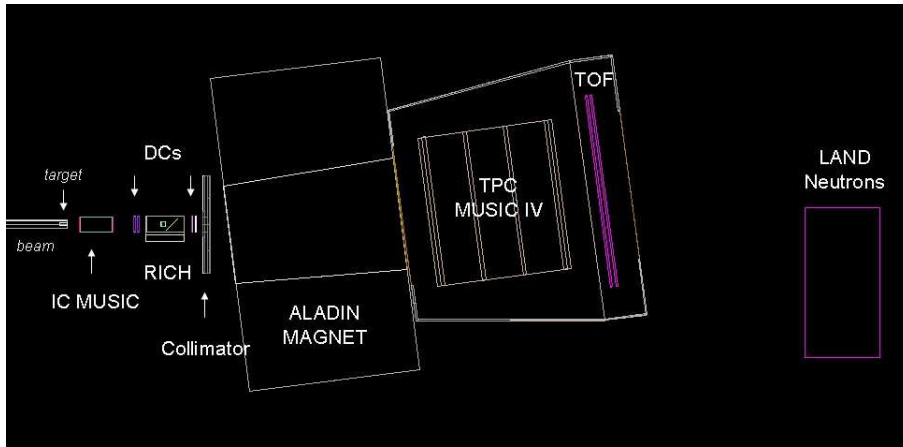


FIG. 4.1 – Géométrie implémentée dans la simulation GEANT 4 du dispositif SPALADIN[110].

50 % pour les neutrons et seulement 20 % pour les protons.

4.2 Analyse des neutrons

4.2.1 Étalonnage en temps de LAND

L'étalonnage en temps des 420 lattes de LAND est effectué à partir des données prises avec des rayons cosmiques. Sachant que leur distribution est uniforme et que leur fréquence est de l'ordre de 600 Hz, les cosmiques permettent l'étalonnage de tout le détecteur en peu de temps (quelques heures). L'étalonnage se fait en plusieurs étapes :

- l'étalonnage des modules TDC est effectué à l'aide d'un module électronique *time calibrator*, en observant le décalage en nombre de canaux observé pour un retard connu. On obtient ainsi la pente de corrélation entre le nombre de canaux et le temps d'arrivée du signal sur un photomultiplicateur donné.
- La synchronisation des deux temps t_1 et t_2 donnés aux bouts d'une même latte est faite à partir de la distribution des différences $t_1 - t_2$: en raison de l'uniformité de la distribution des cosmiques, cette différence doit être centrée sur 0. À l'issue de cette étape, les différences en temps (et donc les positions des particules) sont correctement données (Fig. 4.2, gauche).
- D'une latte à l'autre, les temps $(t_1 + t_2)/2$ doivent également être synchronisés : ceci est fait en reconstruisant les traces (en ligne droite) de chaque particule d'un plan à l'autre. En considérant que la vitesse des cosmiques est approximativement celle de la lumière, il est ainsi possible de déduire le décalage à appliquer à $(t_1 + t_2)/2$ pour obtenir des temps compatibles avec les traces observées. À cette étape, LAND est étalonné dans son ensemble.
- Il reste alors à l'étalonner par rapport au reste du dispositif afin d'obtenir un temps physique à partir du scintillateur *start*. Cela peut être fait à partir de la connaissance de la vitesse du faisceau : les neutrons produits dans la cible ont en effet en moyenne la

Particule	Interaction
n	Diffusion élastique Diffusion inélastique $\rightarrow \sigma$ Fission Capture
p, α	Diffusion multiple Perte d'énergie Diffusion élastique Diffusion inélastique $\rightarrow \sigma + \text{code}$
$ion(Z > 2)$	Diffusion multiple Perte d'énergie Diffusion élastique
$D, T, {}^3He$	Diffusion multiple Perte d'énergie Diffusion élastique Diffusion inélastique $\rightarrow \sigma$
e^-, e^+	Diffusion multiple Perte d'énergie Bremsstrahlung Annihilation (e^+)
γ	Effet photo-électrique Diffusion Compton Production de paires

TAB. 4.1 – Particules et interactions associées dans la simulation. σ signifie que GEANT 4 a recours à des paramétrages issus de tables de sections efficaces. Quand elles sont traitées, les diffusions inélastiques sont modélisées par Bertini+Dresner.

vitesse du faisceau au milieu de la cible et parcourent une longueur de vol connue (ils ne sont pas déviés par l'aimant). Il est donc possible d'en déduire leur temps de vol moyen et d'appliquer un décalage en temps global à tout le détecteur (Fig. 4.2, droite).

L'étalonnage en « énergie » (*i.e.* en lumière collectée) des ADC de LAND peut être fait de la même façon que pour l'étalonnage en temps. En effet, la lumière reçue par chacun des deux photomultiplicateurs d'une même latte s'écrit :

$$\begin{cases} E = E_0 e^{-\lambda x} & , \text{ pour le photomultiplicateur 1} \\ E = E_0 e^{-\lambda(L-x)} & , \text{ pour le photomultiplicateur 2} \end{cases}$$

où E_0 est l'énergie déposée en x par la particule, L est la longueur de la latte et λ est son coefficient d'atténuation. La différence des logarithmes des quantités de lumière reçues par chaque photomultiplicateur nous donne ainsi accès à la position des particules, leur somme nous donne l'énergie déposée indépendamment de la position. Il est donc possible d'appliquer

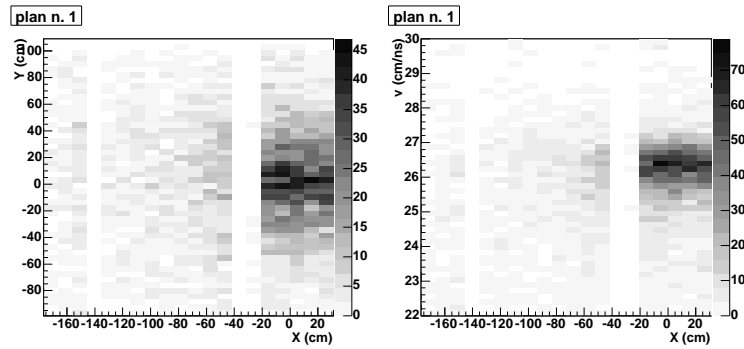


FIG. 4.2 – (gauche) Positions des neutrons reconstruites sur le plan 1 de LAND, données en Y par la différence de temps entre les deux PM et en X par le numéro de la latte. (droite) Vitesses des neutrons reconstruites sur le plan 1 de LAND en fonction de X . L'absence de coups observée entre $X = -40$ cm et $X = -20$ cm est liée au non-fonctionnement de ces lattes.

le même raisonnement que pour les temps en remplaçant ces derniers par le logarithme de l'énergie reçue par chaque photomultiplicateur. Cependant, n'ayant pas utilisé l'information sur l'énergie de manière quantitative, nous nous sommes contentés d'utiliser les paramètres d'étalonnage déterminés pour l'expérience *S254*, l'électronique des ADC n'ayant pas été modifiée entre les deux prises de données.

4.2.2 Identification des neutrons

Les gerbes de neutrons sont reconstruites à partir des coups complets en temps et en énergie dans LAND, c'est-à-dire les coups pour lesquels les 2 ADC et les 2 TDC de la latte considérée ont fonctionné, ce qui représente moins de 10 % des coups totaux. Il s'agit ici d'identifier tous les coups appartenant à la même gerbe de neutrons mais aussi d'éliminer les coups imputables aux particules chargées, les lattes de LAND étant sensibles aux deux types de particules. En pratique, cette procédure est très dépendante des conditions définissant que deux coups appartiennent à la même gerbe, c'est pourquoi elle est appliquée avec trois ensembles de conditions afin de définir un nombre maximal et un nombre minimal de neutrons détectés. L'algorithme utilisé est largement inspiré des développements réalisés pour l'expérience *S254* [111].

Élimination des particules chargées

L'analyse des données de LAND commence par l'identification des particules chargées à l'aide d'un plan de scintillateurs (VETO), placé devant LAND. Les particules provenant de la réaction « $^{56}\text{Fe} + p$ » dans la cible étant déviées par l'aimant en dehors de LAND, les particules chargées détectées par le VETO viennent par conséquent principalement des réactions secondaires avant l'aimant ou au niveau du mur de temps de vol. Ceci est confirmé par l'examen du rapport du nombre de coups liés aux particules chargées sur le nombre total de coups dans les différents plans de LAND (Fig. 4.3). En cible pleine, si l'on élimine les fragments ayant changé de charge entre les deux MUSIC, la contribution des coups liés aux particules chargées dans le

premier plan est de l'ordre de 30 %. En cible vide, si l'on sélectionne les noyaux ayant interagi après la petite MUSIC, ce rapport est presque deux fois plus important (55 %). On peut donc dire que les particules chargées détectées dans LAND proviennent principalement de réactions dans le dispositif, avant ou après la TPC.

À l'énergie du faisceau, un proton peut traverser les dix plans de matière, il est donc susceptible de créer des coups dans les différents plans de LAND qu'il faut éliminer pour ne garder que la contribution des neutrons. L'algorithme d'identification des particules chargées

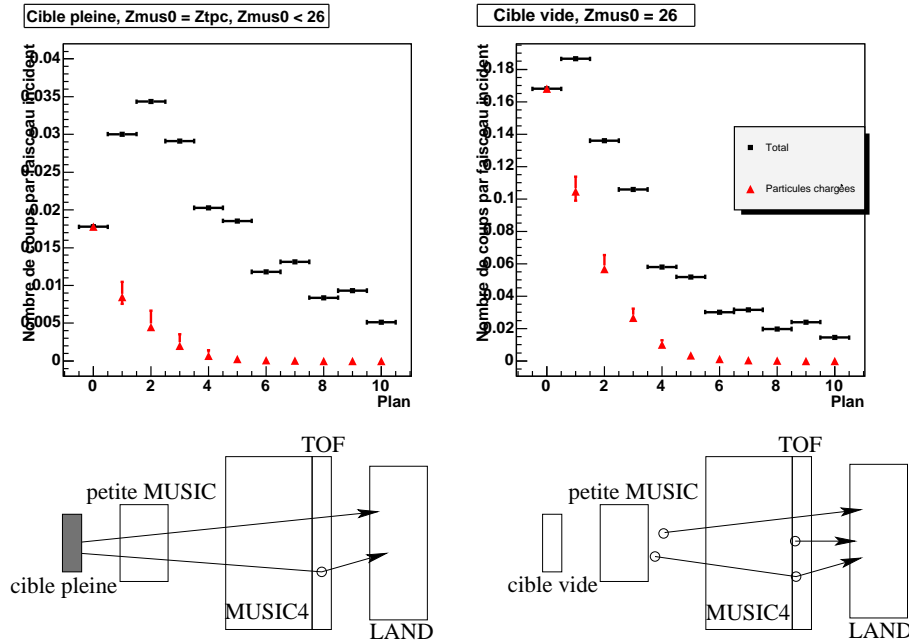


FIG. 4.3 – (haut) Distribution du nombre de coups par plan par noyau incident, en cible pleine et en cible vide. Les coupures et la signification des « barres d'erreur » pour les particules chargées est donnée dans le texte. (bas) Origine possible des particules chargées avec les coupures effectuées en cible pleine et en cible vide.

fonctionne selon le principe suivant :

- pour chaque coup identifié dans le VETO, le premier plan de LAND est inspecté de façon à vérifier si certains coups de ce plan sont corrélés en temps et en position au coup détecté dans le VETO. La trajectoire d'une particule chargée dans LAND étant plutôt rectiligne, seul le coup le plus proche en temps et en position est considéré. S'il existe un coup dans le premier plan de LAND corrélé au premier dans le VETO, il est alors étiqueté comme « coup secondaire ».
- Les coups du deuxième plan sont inspectés de la même manière afin de repérer d'éventuelles corrélations avec le « coup secondaire » du premier plan.
- L'algorithme se poursuit récursivement sur les autres plans et s'arrête lorsqu'aucune corrélation n'est observée sur l'un des plans.

Deux coups sont dits *corrélés* si leur temps et leurs positions associés vérifient :

$$\begin{cases} t_1 - t_0 \in [\Delta t_{min}, \Delta t_{max}] \\ x_1 - x_0 \in [\Delta x_{min}, \Delta x_{max}] \\ y_1 - y_0 \in [\Delta y_{min}, \Delta y_{max}] \end{cases}$$

où les valeurs des paramètres de corrélation Δt , Δx et Δy sont choisies de façon à reproduire de manière réaliste la trajectoire d'une particule chargée dans LAND tout en restant suffisamment larges pour tenir compte de la résolution en temps et en position de LAND. Une indication nous est donnée par la différence en position de deux particules corrélées en temps (Fig. 4.4). Lorsque les lattes des deux plans examinés sont orientées respectivement selon deux directions perpendiculaires, la différence en position de ces particules corrélées en temps a un écart-type de l'ordre de $\sigma = 8$ cm (ceci est valable pour les particules chargées comme pour les neutrons), ce qui nous a conduit à choisir un paramètre de corrélation $\Delta x = 19$ cm ($\approx 2,5 \sigma$). Afin de

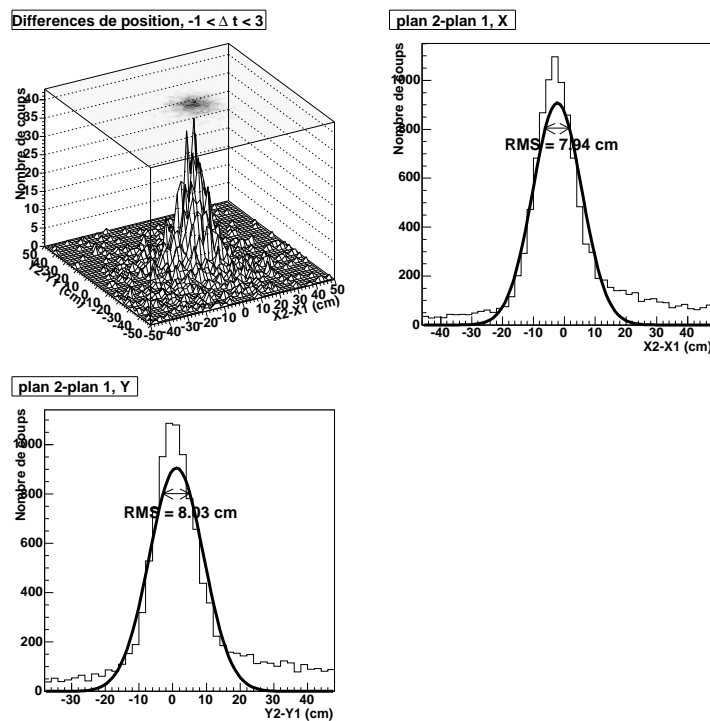


FIG. 4.4 – Différence en position entre les coups du deuxième plan et ceux du premier plan de détection de LAND, pour une différence en temps inférieure comprise entre -1 ns et 3 ns. Aucune sélection n'est faite sur le type de particule ayant généré ces coups (protons ou neutrons).

maximiser le nombre de coups identifiés comme particules chargées, des coupures beaucoup plus larges sont également introduites (Tab. 4.2). Différentes combinaisons de ces coupures sont ensuite appliquées successivement dans l'algorithme de reconstruction des gerbes des particules chargées : elles sont récapitulées dans le tableau 4.3. Les écarts entre les différentes procédures sont représentés par les barres d'erreur de la figure 4.3.

Par ailleurs, un traitement spécial doit être appliqué à certaines lattes du centre du VETO

	Δt (ns)	Δx (cm)	Δy (cm)
cut_{mini}	[-1,3]	[-19,19]	[-19,19]
cut_{moy1}	[-7,4]	pas de sélection	[-19,19]
cut_{moy2}	[-7,4]	[-19,19]	pas de sélection
cut_{maxi}	[-7,4]	pas de sélection	pas de sélection

TAB. 4.2 – Valeur des tests en temps et en position appliqués pour définir une *corrélation* entre deux coups de deux plans successifs.

procédure	type de particule	critère de corrélation
minimisante	chargées	cut_{mini}
	chargées	[-30,30] sur le VETO
	chargées	cut_{maxi}
	neutrons	moyenne portée
standard	neutrons	longue portée
	chargées	cut_{mini}
	chargées	[-30,30] sur le VETO
	neutrons	cut_{mini}
	chargées	$cut_{moy1} + cut_{moy2}$
maximisante	neutrons	$cut_{moy1} + cut_{moy2}$
	neutrons	moyenne portée
	neutrons	longue portée
	neutrons	cut_{mini}

TAB. 4.3 – Succession des coupures appliquées pour la recherche de gerbes, pour la procédure standard et pour celles minimisant et maximisant le nombre de neutrons. La définition des coupures est donnée dans le tableau 4.2. Pour les neutrons, voir l'explication au paragraphe 4.2.2.

car deux lattes du premier plan de LAND ne fonctionnaient pas pendant l'expérience. Il faut alors considérer des gerbes discontinues dans lesquelles un plan intermédiaire est inefficace. Cela est particulièrement visible par l'examen de la longueur moyenne des gerbes des particules chargées (Fig. 4.5). Lorsque l'on impose des gerbes continues, leur longueur est quasi-nulle lorsque les lattes du plan suivant ne fonctionnent pas. Ceci est corrigé en étendant la recherche des corrélations au plan suivant pour les lattes concernées. On observe alors que la longueur moyenne des gerbes des particules chargées devient presque indépendante de leur position au niveau du VETO.

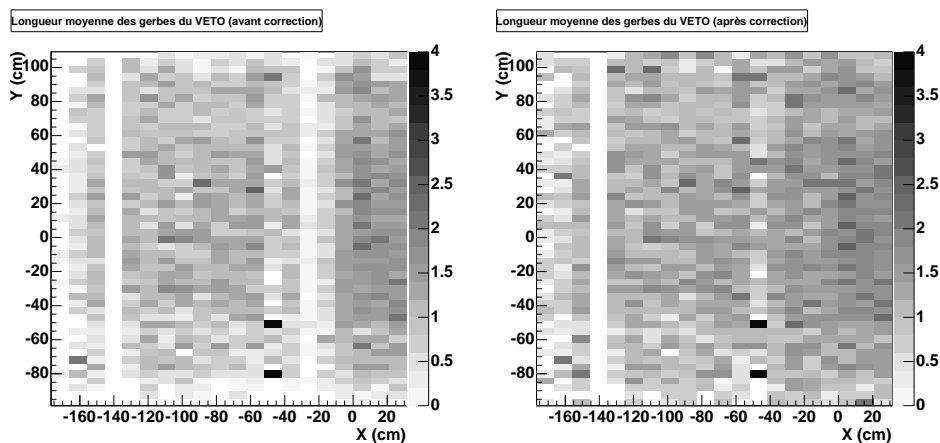


FIG. 4.5 – Longueur moyenne des gerbes créées par les particules chargées en fonction de leur position dans le plan de VETO. La correction mentionnée consiste à chercher les corrélations avec le deuxième plan lorsque les lattes du premier plan ne fonctionnent pas (cas des lattes situées entre -40 et -20). L'axe z du graphique représente la longueur moyenne des gerbes, en nombre de plans.

Reconstruction des gerbes de neutrons

La reconstruction des gerbes de neutrons est effectuée dans le même esprit que la reconstruction des gerbes des particules chargées. Trois procédures sont appliquées afin d'encadrer le nombre moyen de gerbes reconstruites.

La procédure standard (Tab. 4.3) consiste dans un première étape à vérifier, pour tous les coups du premier plan de détection, si certains coups du deuxième plan sont corrélés en temps et en position. Pour *chacun* de ces coups secondaires, on poursuit récursivement la recherche des corrélations sur les autres plans.

Cette étape ne prend cependant pas en compte le fait que l'efficacité de chaque plan n'est pas de 100 % et que certaines lattes ne fonctionnent pas. Par conséquent, dans un second temps, des corrélations de plus longue portée sont examinées sur les coups restants. Deux possibilités se présentent pour que l'on déclare deux coups comme corrélés :

- les deux coups sont situés à une distance inférieure à trois plans (*moyenne portée*). On vérifie alors s'ils sont compatibles en temps et en position transverse. Pour qu'il soit

physiquement possible que ces coups proviennent d'une même particule, il est également nécessaire que la différence de temps entre les deux coups soit supérieure (à la résolution en temps près) à d/c où d est la distance entre les deux coups et c est la vitesse de la lumière. Les coups vérifiant ces conditions sont alors attachés à la même gerbe.

- Les coups sont situés à une distance supérieure à 3 plans (*longue portée*). Dans ce cas, on vérifie si l'impulsion associée au deuxième coup (calculée grâce à la connaissance de son temps et de sa position) reste inférieure à l'impulsion associée au premier coup, à la résolution en vitesse près.

Plusieurs tests sont effectués pour assurer la cohérence des résultats. Une première indication nous est donnée par l'énergie visible déposée dans LAND par événement, notée E_{vis} . Elle est définie par la formule :

$$E_{vis} = \sum_{hits} a \times \sqrt{a_i \cdot ADC_i^t \times a_j \cdot ADC_j^b} e^{\lambda l}$$

où ADC_t et ADC_b représentent les signaux mesurés par les ADC en chaque bout de latte où le coup a été détecté, λ est le coefficient d'atténuation de la lumière dans le plastique, l est la longueur de la latte et a_i et a_j sont les paramètres d'étalonnage des ADC i et j . Du fait de l'additivité de la variable E_{vis} , l'étude de sa dépendance avec le nombre de coups nous permet de voir si le nombre d'empilements dans un même latte est négligeable ou non. Nous pouvons voir (Fig. 4.6) que pour un nombre de coups supérieur à 14, la variation du nombre de coups avec l'énergie visible dévie d'un comportement linéaire, ce qui laisserait penser que l'on commence alors à observer des empilements en proportion significative de ces événements. Ces derniers représentent cependant moins de 3 % des événements pour lesquels au moins un neutron a été détecté.

Une autre variable d'intérêt est le nombre de coups par gerbe de neutrons. Dans notre cas, il vaut approximativement 2 pour les 3 procédures (Fig. 4.7). Ce nombre moyen de coups par gerbe doit théoriquement être indépendant du nombre de gerbes de neutrons, puisque les neutrons ont tous sensiblement la même énergie. Nous observons que c'est effectivement le cas puisque la variation du nombre moyen de coups par gerbe reste inférieure à 20 %, même si nous pouvons voir qu'une dépendance se fait sentir pour la procédure minimisant le nombre de neutrons pour une multiplicité reconstruite supérieure à 5.

Enfin, le développement de l'algorithme de reconstruction des gerbes s'est appuyé sur un programme de visualisation des gerbes, événement par événement, afin de repérer visuellement certaines anomalies (coups associés à la même gerbe à tort, effet des lattes ne fonctionnant pas, localisation et profondeur des coups associés aux particules chargées) (Fig. 4.8).

Détermination des multiplicités de neutrons

La multiplicité de neutrons peut être déterminée événement par événement à partir du comptage du nombre de gerbes neutroniques. Comme pour l'analyse des résidus lourds, la contribution des neutrons provenant de réactions dans le dispositif seul est éliminée par soustraction de la contribution de la cible vide, après normalisation par le nombre de noyaux incidents.

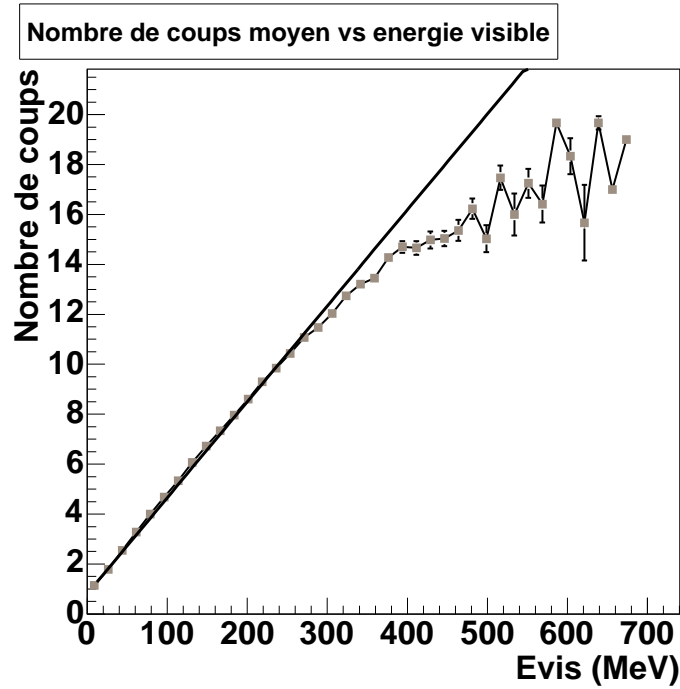


FIG. 4.6 – Nombre de coups liés aux gerbes de neutrons et détectés dans LAND, en fonction de l'énergie visible associée.

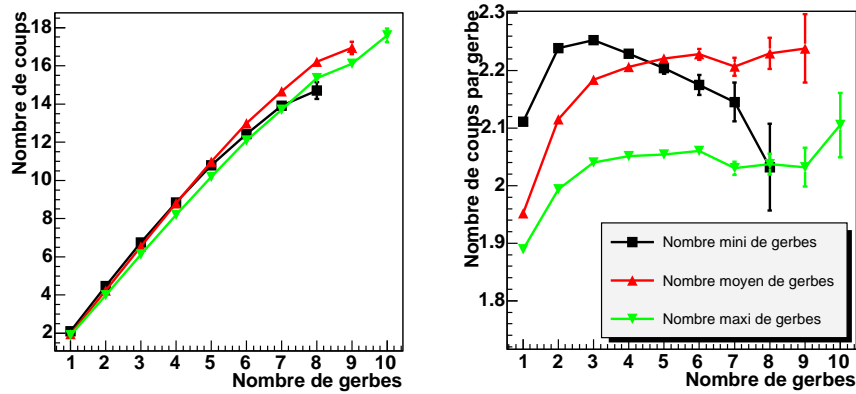


FIG. 4.7 – (gauche) Nombre de coups liés aux gerbes de neutrons détecté dans LAND en fonction du nombre de gerbes reconstruites avec les différentes procédures. (droite) Nombre moyen de coups par gerbe de neutrons en fonction du nombre de gerbes reconstruites avec les différentes procédures.

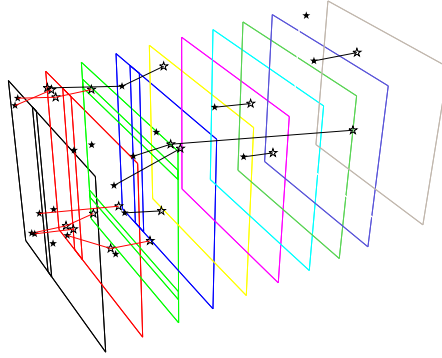


FIG. 4.8 – Visualisation des gerbes liées aux particules chargées (en rouge) et aux neutrons (en noir) dans les différents plans de LAND, pour 11 événements (données expérimentales). Les bandes verticales et horizontales correspondent aux lattes ne fonctionnant pas sur les premiers plans. Les étoiles représentent les différents coups de chaque gerbe. Le premier plan (en noir) correspond au VETO, les autres (en couleur) représentent les différents plans de détection de LAND.

Une remarque doit être faite concernant les réactions secondaires des particules du faisceau sur le mur de temps de vol et conduisant au déclenchement de LAND. La réaction ayant lieu *après* l'identification en charge et en masse, ces particules sont identifiées comme des noyaux de fer. Soit p_{reac}^{disp} et p_{reac}^{cible} les probabilités de réaction dans le dispositif et dans la cible (Fig. 4.9). Nous noterons p_{reac}^{tof} la probabilité de réaction dans le mur de temps de vol et ε^{tof} la probabilité de déclenchement de LAND pour une réaction ayant eu lieu dans le mur de temps de vol. En cible pleine, la probabilité d'observer un noyau ^{56}Fe ayant déclenché LAND est donnée par :

$$p_{CP}(\text{Fe}) = (1 - p_{reac}^{cible}) \times (1 - p_{reac}^{disp}) \times p_{reac}^{tof} \varepsilon^{tof}$$

En cible vide, on a :

$$p_{CV}(\text{Fe}) = (1 - p_{reac}^{disp}) \times p_{reac}^{tof} \varepsilon^{tof}$$

D'où la différence :

$$p_{CP}(\text{Fe}) - p_{CV}(\text{Fe}) = -p_{reac}^{cible} \times (1 - p_{reac}^{disp}) \times p_{reac}^{tof} \varepsilon^{tof}$$

Ainsi, la soustraction « cible pleine - cible vide » donne une valeur négative pour les fragments de charge 26 (nous n'identifions pas la masse des résidus pour les données considérées pour l'analyse des neutrons). Nous devons donc faire une sélection sur les résidus de spallation de charge inférieure ou égale à 25.

Il convient également de contrôler le biais apporté sur l'ensemble des événements analysés par le critère de déclenchement : en effet le *trigger physique* étant défini par un signal dans trois photomultiplicateurs de LAND, il favorise les événements pour lesquels au moins 1 neutron a

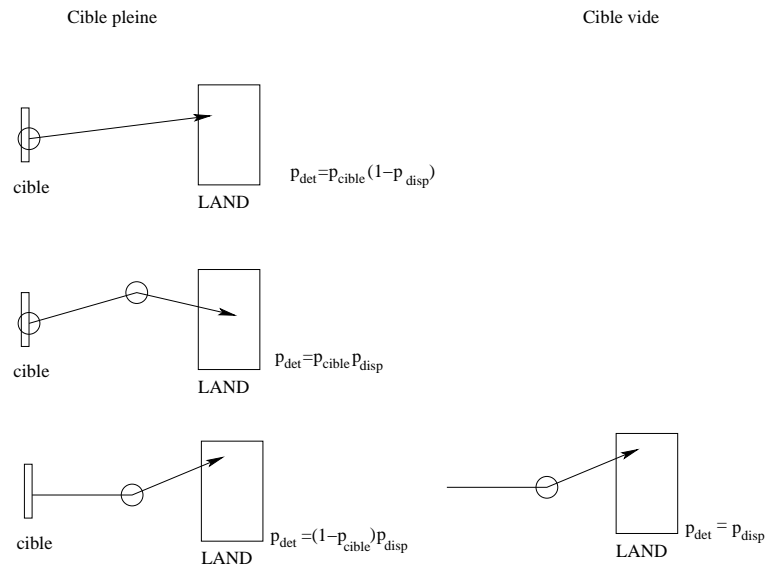


FIG. 4.9 – Illustration des possibilités de déclenchement de LAND en cible pleine (gauche) ou cible vide (droite).

été détecté. Nous pouvons ainsi voir sur la figure 4.10 (droite) que pour $Z \geq 23$, la probabilité de ne détecter aucun neutron est largement sous-estimée par le *trigger physique* par rapport au *trigger faisceau*, ce qui a pour conséquence une surestimation de la multiplicité moyenne de neutrons. En revanche, en dessous de $Z = 23$, la voie de désexcitation sans neutron détecté représente moins de 20 % des autres voies de désexcitation, ce qui fait que la multiplicité moyenne de neutrons est peu biaisée par le type de critère de déclenchement utilisé.

4.2.3 Efficacité de LAND

L'efficacité du détecteur LAND a été estimée en 1992 par une expérience dédiée utilisant un faisceau de deutérium projeté sur une cible de plomb [93]. Lors de la dissociation d'un noyau de deutérium, le proton est dévié par l'aimant ALADIN et détecté dans un scintillateur. La réponse de LAND aux neutrons en coïncidence est alors examinée pour chacun de ces protons détectés. L'efficacité de LAND ainsi déterminée est de l'ordre de 90 % pour les neutrons de 1 GeV. Par ailleurs, l'utilisation des données de cette expérience avait également mis en évidence que le nombre de neutrons reconstruit par événement ne pouvait guère être connu avec une incertitude inférieure à 1 neutron [112], avec les algorithmes alors utilisés. Dans notre cas, il n'est malheureusement pas possible de tester de façon absolue notre algorithme de reconstruction de gerbes de neutrons. C'est la raison pour laquelle nous avons mis en place un certain nombre de tests de cohérence ainsi qu'un programme de visualisation, décrits dans le paragraphe précédent.

De même, l'efficacité de LAND durant l'expérience SPALADIN est difficilement vérifiable. Par rapport à la configuration de 1992, une vingtaine de lattes ne fonctionnaient pas, ce qui correspond à environ 17 % de coups non détectés. Cependant, on peut penser que la probabilité

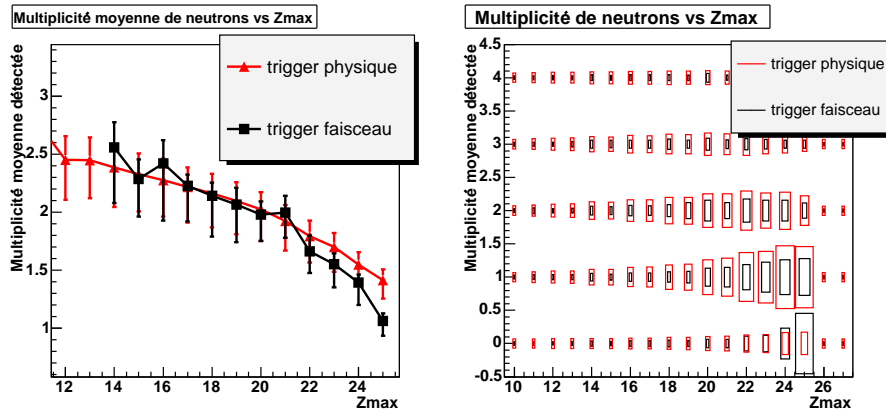


FIG. 4.10 – (gauche) Moyenne par élément de la multiplicité de neutrons détectés avec LAND, calculée avec les coupures explicitées dans le texte. Les barres d’erreur représentent les différentes procédures utilisées pour reconstruire les gerbes de neutrons. Les critères de déclenchement sont détaillés au chapitre 2. (droite) Distribution par élément de la multiplicité de neutrons détectés avec LAND, pour les deux critères de déclenchement. L’aire de chaque carré est proportionnelle au nombre de coups.

pour qu’une gerbe générée dans LAND ne soit détectée dans aucun des plans suivants est très faible : il faudrait en effet que le chemin suivi par la gerbe ne rencontre que des lattes ne fonctionnant pas, ce qui est très peu probable compte tenu de l’alternance de lattes orientées verticalement et horizontalement. En outre, le fait de trouver une multiplicité moyenne proche de 1 pour $Z = 25$ va également dans le sens d’une très bonne efficacité étant donné que l’acceptance géométrique est de l’ordre de 50 % et que la masse moyenne des résidus de charge 25 est 54.

4.2.4 Acceptance géométrique des neutrons

L’acceptance géométrique des neutrons dépend de leur impulsion dans le centre de masse de la réaction. Du fait de la cinématique inverse, les neutrons de faible énergie dans ce repère seront entraînés aux angles avant et auront donc une chance de détection plus forte. Deux effets viennent « couper » l’acceptance des neutrons (voir schéma 4.11) :

- l’ouverture physique de l’aimant dans le sens vertical n’est que de 50 cm. De ce fait, les neutrons produits avec une composante verticale de l’impulsion trop importante ne pourront pas être détectés.
- Le placement de LAND par rapport à la cible fait que presque la moitié du flux de neutrons est éliminée dans le plan dispersif. Ce placement a été choisi afin d’éviter que le faisceau ne percute LAND.

Les coupures engendrées sur les impulsions dans le référentiel du projectile au repos peuvent être calculées analytiquement après passage du référentiel du laboratoire dans le référentiel du projectile au repos. On obtient alors des conditions sur les vitesses dans le potentiel du

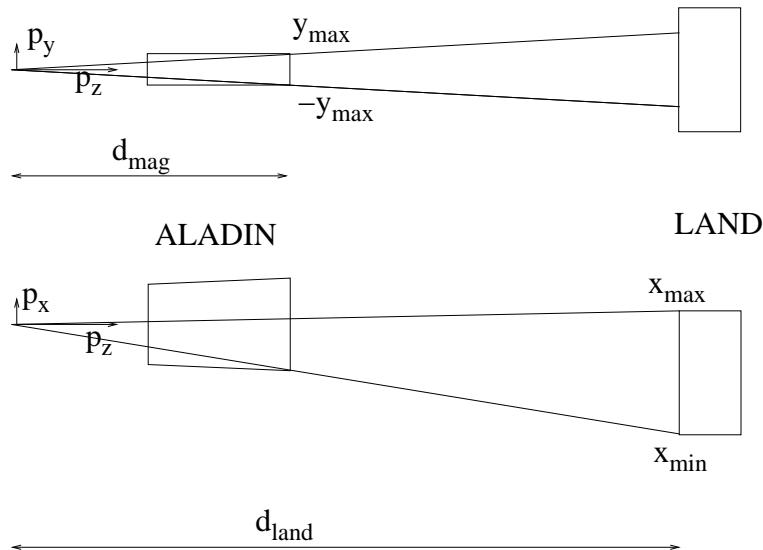


FIG. 4.11 – Schéma représentatif des effets d'acceptance sur les neutrons, dans le plan vertical et dans le plan horizontal (dispersif). Les dessins sont à l'échelle.

projectile au repos du type :

$$\beta_y + (y_{max}/d)\gamma_f\beta_{||} < (y_{max}/d)\gamma_f\beta_f$$

où β_f et γ_f sont respectivement la vitesse et le facteur de Lorentz associés au faisceau et $\beta_{||}$ est la vitesse longitudinale du neutron. La simulation GEANT 4 montre que les neutrons pour lesquels la coupure est la plus importante sont ceux dont la composante longitudinale de l'impulsion est la plus grande dans le référentiel du projectile au repos, en majorité issus de la cascade (Fig. 4.12). Par ailleurs, nous pouvons voir que seules les impulsions comprises entre -120 MeV/c et 20 MeV/c (en x), et entre -80 MeV/c et 80 MeV/c (en y), pourront être reconstruites avec une efficacité de presque 100 %.

Le pourcentage de neutrons de cascade et d'évaporation est donné dans le tableau 4.4. Le nombre de neutrons de cascade est presque égal au nombre de neutrons issus de l'évaporation. Toutefois, on voit que par le filtre expérimental, on favorise naturellement la détection des neutrons d'évaporation par rapport à ceux de cascade (d'un facteur 6 environ).

	Proportion de neutrons émis (%)	dont détectés (%)
cascade	50,1	11,2
évaporation	49,4	62,2

TAB. 4.4 – Proportion des neutrons de cascade ou d'évaporation émis par le code INCL4+Gemini (colonne 1). Parmi ces neutrons, pourcentage de neutrons détectés dans le dispositif (colonne 2).

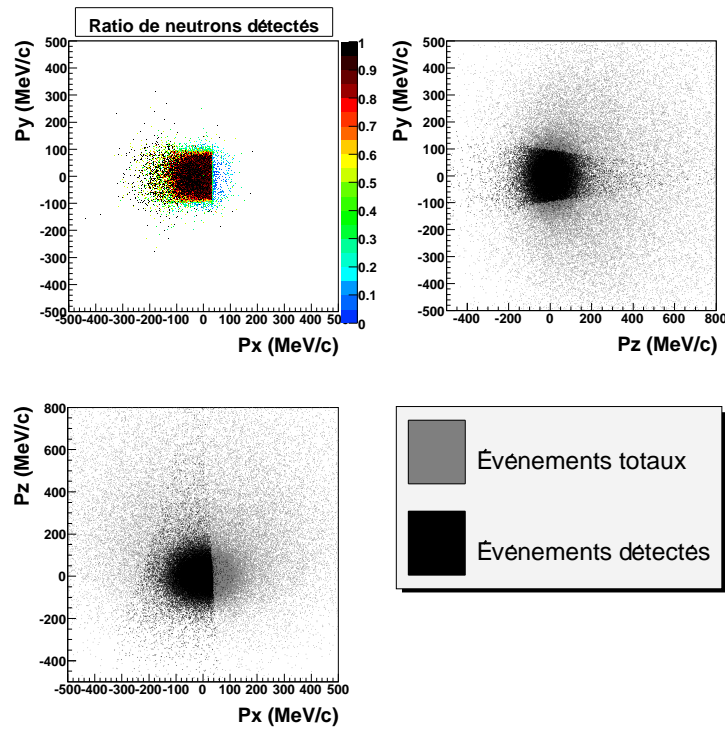


FIG. 4.12 – Impulsions dans le référentiel du projectile au repos détectées dans LAND sans coupure géométrique. Les distributions observées ont été générés à l'aide de INCL4+GEMINI.

4.2.5 Obtention des spectres des neutrons

Dans le cas d'un noyau excité à l'équilibre statistique, la connaissance de la distribution des impulsions des neutrons d'évaporation nous permet d'accéder à une température effective du noyau, d'après la théorie de Weisskopf (voir paragraphe 1.3.1). Cette distribution peut être obtenue expérimentalement à partir de la donnée des positions et des vitesses des neutrons. Idéalement, il faudrait considérer le temps associé au premier coup de chaque gerbe mais dans ce cas, les spectres en impulsion obtenus sont tributaires des effets de détection liés au fait que certaines lattes ne fonctionnent pas. En effet, lorsqu'une latte d'un plan i est défectueuse, les lattes du plan suivant $i + 1$ voient un excès de coups primaires au niveau de la position de la latte défectueuse, puisque les neutrons ayant généré une gerbe au plan i ne sont pas identifiés dans ce même plan mais dans le plan suivant.

Afin de nous affranchir de ce problème, nous avons travaillé à partir des impulsions qu'il est possible d'associer à *chaque coup*. En effet, de par la méthode d'analyse pour la reconstruction des gerbes, les impulsions associées à chaque coup d'une même gerbe sont similaires (Fig. 4.4). L'impulsion transverse d'un coup est conservée par la transformation de Lorentz. Elle peut s'écrire :

$$\begin{cases} p_x = x/z \times M\beta_{\parallel}\gamma \\ p_y = y/z \times M\beta_{\parallel}\gamma \end{cases}$$

où (x, y, z) sont les coordonnées du coup dans le repère de référence, M est la masse du neutron en MeV, β_{\parallel} sa vitesse longitudinale et γ le facteur de Lorentz.

Pour étudier la cinématique du neutron selon l'axe longitudinal z , il est commode d'introduire la variable *rapidité*, notée y , définie par :

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1 + \beta_{\parallel}}{1 - \beta_{\parallel}}\right)$$

Soit y la rapidité du neutron dans le référentiel du projectile au repos. Si l'on *booste* ce repère avec une rapidité y_f , la nouvelle rapidité du neutron sera alors simplement :

$$y' = y + y_f$$

Le fait de changer de repère décale donc la distribution de rapidités sans en changer la forme. Par ailleurs, pour $\beta_{\parallel} \ll 1$, $y = \beta_{\parallel} + \mathcal{O}(\beta_{\parallel}^3)$, si bien qu'à un facteur additif près, la vitesse des neutrons d'énergie cinétique faible dans le référentiel du projectile au repos est directement donnée par y . La corrélation entre l'impulsion transverse et la rapidité nous permet ainsi de visualiser directement la distribution en impulsion des neutrons dans le référentiel du projectile au repos. Sur la figure 4.13, nous pouvons ainsi voir qu'expérimentalement, environ 10 % des neutrons sont identifiés avec des rapidités faibles (*i.e.* émis vers l'avant en cinématique directe) : ce sont vraisemblablement des neutrons de cascade. Quantitativement, ceci est en assez bon accord avec les 15 % de neutrons de cascade attendus par la simulation GEANT 4 (voir tableau 4.4).

Notons qu'en ce qui concerne la coordonnée transverse, l'étendue des distributions est très dépendante de l'orientation du plan considéré (Fig. 4.14) : le spectre en impulsion est coupé à

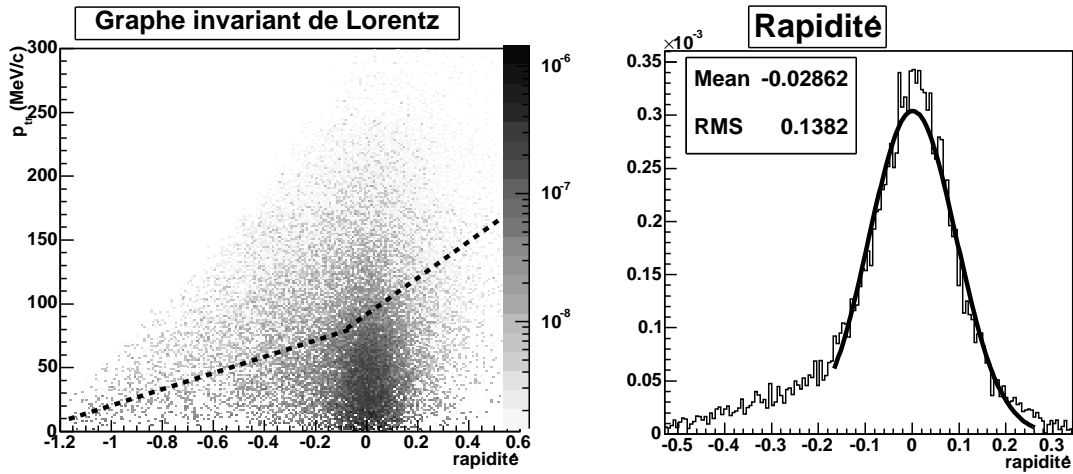


FIG. 4.13 – (gauche) Graphe invariant de Lorentz représentant l'impulsion transverse des neutrons en fonction de leur rapidité dans le référentiel du projectile au repos. Au-dessus des pointillés, l'acceptance n'est pas de 100 %. Les sélections sont explicitées aux paragraphes 4.2.2. (droite) Projection de la rapidité sur une dimension. Un ajustement gaussien est effectué autour de la rapidité du faisceau.

la moitié pour les lattes horizontales, alors que ce sont les « ailes » qui sont coupées pour les lattes verticales. Nous avons choisi de travailler avec le deuxième plan de détection (impulsion selon l'axe dispersif), qui, en outre, ne présente pas de latte défectueuse dans la zone de fort comptage. Par ailleurs, pour que les spectres de neutrons ne soient pas contaminés par des particules chargées qui n'auraient pas pu être identifiées dans le VETO, en majorité localisées près du passage du faisceau, nous avons restreint la sélection en x à $p_x < 0$. Une température effective du noyau peut être extraite à partir de la largeur de la distribution à l'aide du raisonnement explicité en annexe D. Nous obtenons la valeur de 2,8 MeV (Fig. 4.15), qui est proche de la température moyenne attendue avec les codes de cascade. Comme nous le verrons au chapitre 5, l'évolution de cette température effective est particulièrement intéressante lorsqu'elle est étudiée en fonction de variables corrélées à l'énergie d'excitation.

4.3 Analyse des fragments légers chargés

L'analyse des fragments légers chargés est effectuée en coïncidence avec la charge du résidu pour l'étude de la désexcitation du pré-fragment. Les données inclusives sont également intéressantes pour les applications, en particulier pour l'étude de l'endommagement des matériaux lié à la forte production d'hélium.

4.3.1 Acceptance géométrique des fragments légers

L'acceptance des fragments légers chargés est conditionnée par la taille du collimateur de la plaque de garde de l'aimant. Afin d'éviter les problèmes d'identification, de réactions

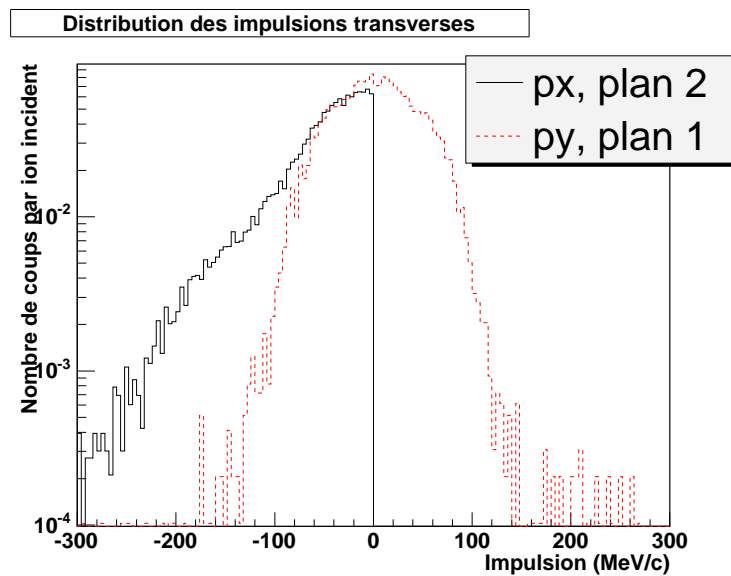


FIG. 4.14 – Distributions des impulsions des neutrons selon l’axe dispersif (x) ou vertical (y) reconstruites dans LAND, sur les plans 1 et 2. Les positions selon l’axe vertical sont sélectionnées entre -60 cm et 60 cm, et les positions en x sont prises négatives. Les spectres sont normalisés entre -80 MeV/ c et 0 MeV/ c

secondaires et d’efficacité de détection des particules ne passant pas dans ce collimateur, nous avons choisi d’appliquer une coupure sur ces dernières à partir de la position à l’entrée de l’aimant donnée par la reconstruction de la trajectoire de la particule.

Les coupures engendrées dépendent du type de particule considéré. Elles ont été estimées pour référence à partir de la simulation GEANT 4, avec les codes INCL4(+clusters)+GEMINI (Tab. 4.5). Les nombres entre parenthèses correspondent à l’ordre de grandeur des différences observées en employant les codes INCL4+GEM.

4.3.2 Reconstruction en charge des fragments légers

La charge des fragments légers est à la fois identifiée au niveau des compteurs proportionnels de la TPC MUSIC IV et au niveau du mur de temps de vol. Pour une charge déterminée dans la TPC, nous pouvons observer que la dispersion en amplitude dans le mur de temps de vol suit une distribution de Landau (Fig. 4.16). Cela a pour conséquence une identification en charge particulièrement mauvaise dans le mur de temps de vol pour les fragments de charge égale à 3,4..., dont les spectres en charge sont fortement contaminés par les particules de charge égale à 1 ou 2 dont les taux de comptage sont beaucoup plus importants. Nous observons également qu’environ 5 % des particules de charge 2 ou 3 dans la TPC sont identifiées comme des charges 1 ou 2 dans le mur de temps de vol. Leur rigidité magnétique étant cohérente avec la charge détectée dans la TPC, nous avons donc choisi de travailler avec la charge déterminée dans la TPC exclusivement, ce qui nous permet en outre de nous affranchir de la prise en compte

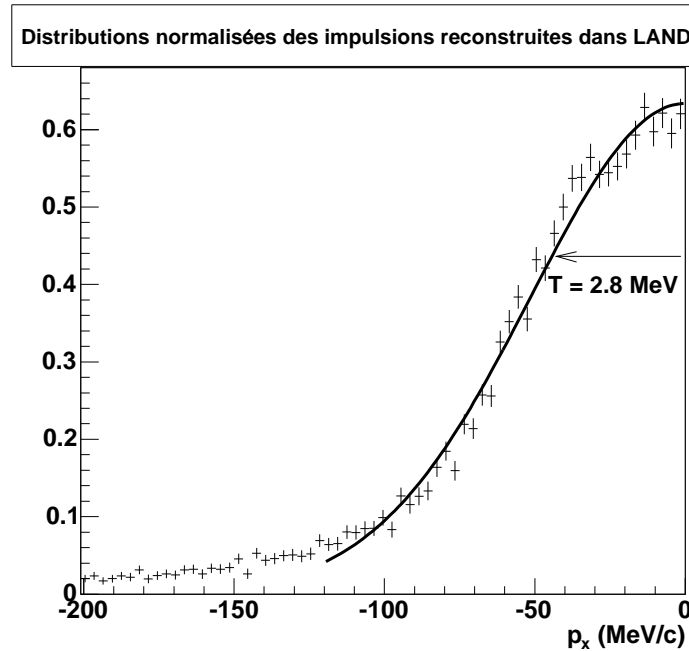


FIG. 4.15 – Distribution des impulsions des neutrons selon l’axe dispersif (x) reconstruites dans LAND, sur le plan 2, pour des rapidités comprises entre $-0,2$ et $0,2$ (voir Fig. 4.13). Les positions selon l’axe vertical sont sélectionnées entre -60 cm et 60 cm. L’ajustement est effectué entre -120 MeV/ c et 0 MeV/ c par une gaussienne de moyenne fixée à 0 . La température est donnée par le carré de l’écart-type de la distribution divisé par la masse du neutron.

Z	A	ε_{evap} (%)	ε_{casc} (%)	ε_{tot} (%)
0	1	64 (3)	11 (2)	37 (2)
1	1	43 (2)	14 (1)	23 (3)
1	2	70 (0.5)	16	39
1	3	83 (1)	34	58
2	3	74 (1)	21	45
2	4	92 (3)	36	89
$Z \geq 3$		> 97%		

TAB. 4.5 – Acceptance géométrique des particules de cascade et d’évaporation, calculée avec INCL4(+clusters)+GEMINI. Les nombres entre parenthèses correspondent aux différences caractéristiques observées avec les codes INCL4+GEM

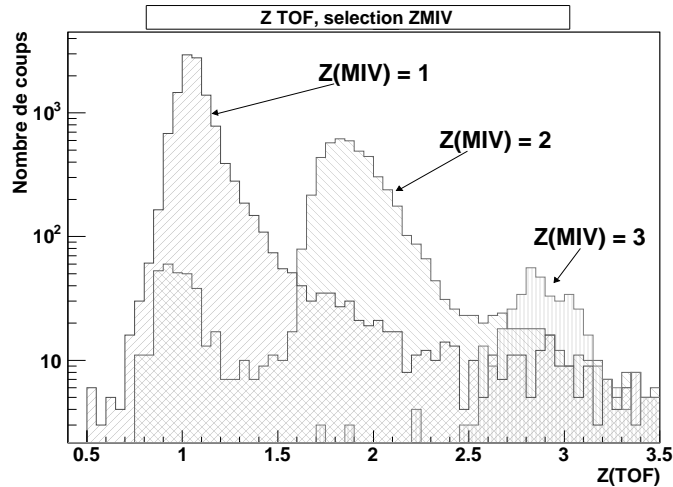


FIG. 4.16 – Spectre en charge dans le mur de temps de vol pour des charges sélectionnées dans les compteurs proportionnels. $Z(MIV)$ représente la charge déterminée dans la TPC MUSIC IV, $Z(TOF)$ la charge identifiée dans le mur de temps de vol.

de l'efficacité du mur de temps de vol. Cette efficacité est en effet d'autant plus difficile à prendre en considération qu'elle dépend de la position de la particule en raison du mauvais fonctionnement de certaines lattes du mur de temps de vol.

4.3.3 Reconstruction en masse des fragments légers

La reconstruction en masse des fragments légers se distingue de celle des résidus lourds par le fait que les chambres à dérive et le RICH ne donnent aucune information pour des fragments de charge inférieure à 10. Dans le cas où le fragment léger est accompagné d'un résidu lourd, l'itération sur l'impulsion du fragment léger se fait en prenant la position du résidu lourd correspondant à la cible. Dans le cas contraire où aucun résidu de charge supérieure à 10 n'est vu, le point de convergence de l'itération est pris au centre de la cible. Par ailleurs, la vitesse est déterminée par la mesure du temps de vol (TOF). L'étalonnage en temps de vol n'est pas encore achevé dans nos données, aussi, les spectres en masse des légers ne sont-ils pas présentés ici.

4.3.4 Efficacité de reconstruction des fragments légers

Efficacité plan à plan

L'efficacité relative des plans de détection des particules chargées dans la TPC peut être déterminée afin de repérer d'éventuelles déficiences d'efficacité sur certains demi-plans de compteurs proportionnels. La reconstruction des trajectoires dans la MUSIC IV est effectuée à partir de trois ou quatre coups compatibles en amplitude et en position dans les différents plans de compteurs proportionnels, à gauche ou à droite de la cathode (voir paragraphe 3.2.1). Lors-

qu'une trace est reconstruite à partir de trois plans seulement, cela signifie qu'un des plans a été inefficace. On peut donc définir l'inefficacité d'un plan i par rapport aux autres plans par :

$$1 - \varepsilon(i) = \frac{N_{traces}(i \text{ manquant})}{N_{traces}(total)}$$

Les efficacités ainsi obtenues sont présentées sur la figure 4.17. Il apparaît que les différentes sections de compteurs proportionnels ont toutes des comportements similaires mis à part la section gauche du compteur proportionnel n° 1 qui a une efficacité légèrement plus faible. Ceci est à relier à un gain observé dans les spectres en amplitude légèrement plus faible.

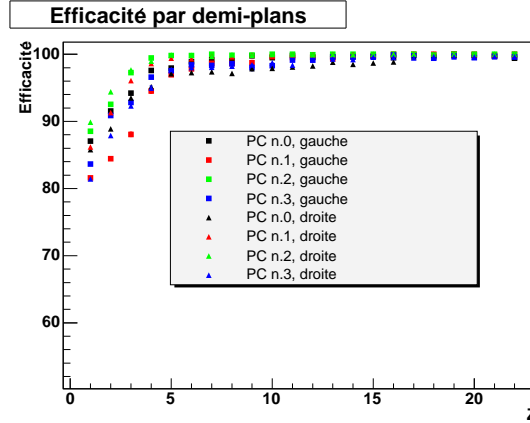


FIG. 4.17 – Efficacité par demi-plan de compteurs proportionnels.

Si l'on suppose que tous les plans sont indépendants, cette inefficacité par plan peut nous permettre de déterminer une efficacité ε de reconstruction de trace. Sachant qu'une trace peut être reconstruite dès lors que 3 ou 4 des plans de compteurs proportionnels ont été efficaces, on obtient :

$$\varepsilon = \prod_i \varepsilon(i) + \sum_i (1 - \varepsilon(i)) \prod_{j \neq i} \varepsilon(j)$$

où les indices i et j courent sur les différents plans. Les efficacités ainsi obtenues sont de l'ordre de 90 % pour les particules de charge 1 et de 95 % pour les particules de charge 2.

Efficacité absolue

L'hypothèse d'indépendance de l'efficacité de chacun des plans peut être testée à l'aide du mur de temps de vol, « extérieur » à la TPC.

Pour ce faire, nous avons sélectionné dans le mur de temps de vol des coups bien identifiés en charge et en position dans les deux plans de détection (*i.e.* $Z_{back} = Z_{front}$ et $x_{back} \approx x_{front}$, où Z est la charge identifiée dans chacun des plans et x est la position selon l'axe dispersif). Nous avons ensuite examiné s'il existait une trace dans la TPC qui pointait vers chacun de ces coups (Fig. 4.18).

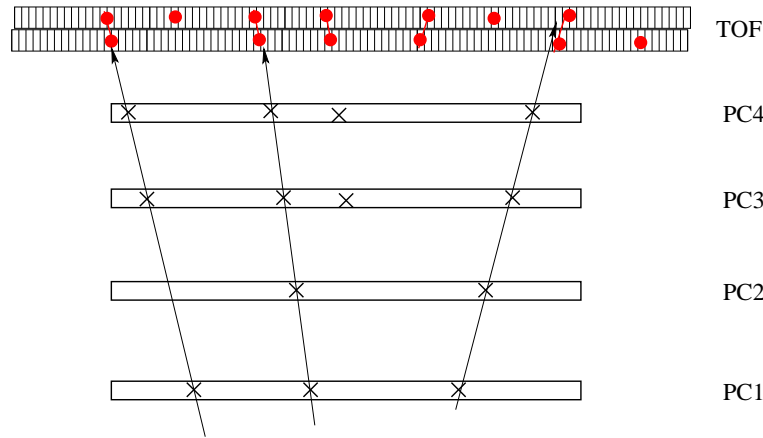


FIG. 4.18 – Illustration du principe de détermination de l'efficacité de MUSIC IV.

On obtient alors l'expression de l'efficacité dans la TPC pour une charge donnée :

$$\varepsilon(Z) = 1 - \frac{n_{\text{indet}}(Z)}{n_{\text{tot}}(Z)}$$

où n_{indet} et n_{tot} sont respectivement le nombre de coups non détectés dans la TPC et le nombre de coups totaux de charge Z . Une complication vient cependant du fait que la charge n'est pas toujours bien identifiée dans le mur de temps de vol, comme nous l'avons vu plus haut. Nous souhaitons calculer l'efficacité de détection pour des charges identifiées dans la MUSIC. Or, lors du comptage des traces non détectées dans la TPC, nous ne pouvons pas connaître la charge de ces fragments dans ce même détecteur ! Il est néanmoins possible de contourner le problème en exprimant le nombre de coups non détectés dans MUSIC IV selon l'expression :

$$n_{\text{indet}}(Z_{MIV}) = \sum_{Z_i=1}^{26} n_{\text{indet}}(Z_{TOF} = Z_i) \times p(Z_{MIV} | Z_{TOF} = Z_i)$$

où $n_{\text{indet}}(Z_{TOF} = Z_i)$ est le nombre de coups non détectés de charge Z_i dans le mur de temps de vol, et $p(Z_{MIV} | Z_{TOF} = Z_i)$ est la probabilité que la charge $Z_{TOF} = Z_i$ soit identifiée comme Z_{MIV} dans la MUSIC IV. Cette probabilité peut être estimée à partir de la comparaison des spectres en charge des deux détecteurs pour les traces bien identifiées. L'efficacité obtenue est représentée sur la figure 4.19. Nous observons une efficacité de 44 % pour les fragments de charge 1, de 78 % pour ceux de charge 2, et de 83 % pour ceux de charge 3. Au-delà, l'efficacité est supérieure à 94 %. La valeur beaucoup plus faible de l'efficacité trouvée avec cette méthode nous permet donc de conclure que les efficacités des différents plans de détection ne sont pas indépendantes. Cet effet pourrait par exemple être lié au traitement électronique du signal des *flash ADC*. Il reste à le comprendre dans le détail pour les futures expériences de SPALADIN.

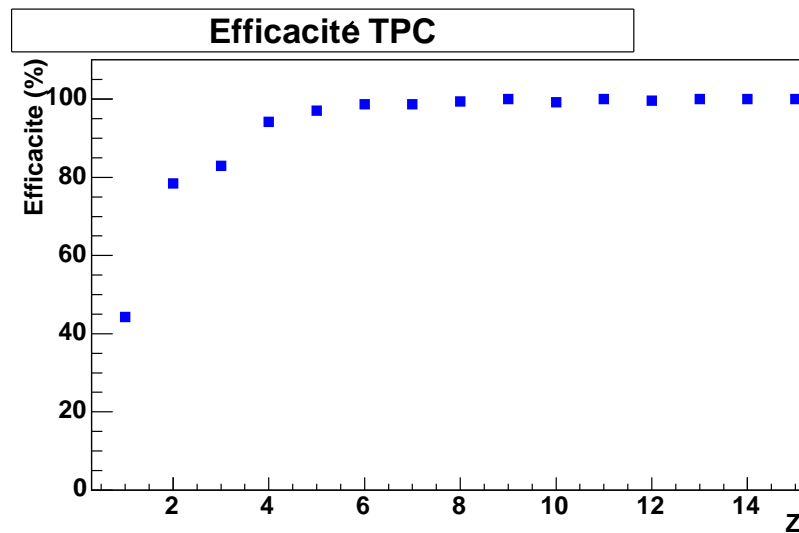


FIG. 4.19 – Efficacité de MUSIC IV déterminée par rapport au mur de temps de vol.

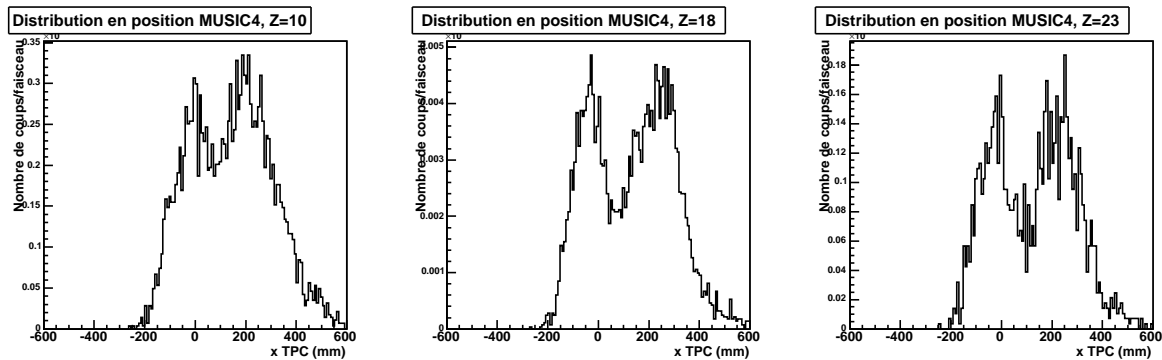


FIG. 4.20 – Position des fragments de charge égale à 2 dans la TPC MUSIC IV pour 3 charges du résidu lourd mesuré en coïncidence.

Zone morte

L'analyse de la position des fragments légers révèle qu'il existe autour de la position du faisceau et des fragments lourds une zone pour laquelle l'efficacité de détection des fragments légers est plus faible (Fig. 4.20).

Cette observation concerne uniquement les particules de charge inférieure ou égale à 2 ayant sensiblement la même rigidité magnétique que le faisceau : les deutons et les α . Pour l'estimer, nous avons effectué le rapport entre la distribution en position observée dans la MUSIC, par rapport à une distribution rectangulaire, attendue théoriquement si l'on effectue la projection d'une sphère sur un axe. La hauteur de la distribution rectangulaire est prise égale à la hauteur de la distribution observée entre -50 mm et 0 mm, du côté où le faisceau ne passe pas. Cette correction est de l'ordre de 18 %, et varie entre 5 % (résidu de charge 10) et 33 %

(résidu de charge 24). Elle s'ajoute à celle effectuée sur la détermination de l'efficacité de la TPC par rapport au mur de temps de vol, cette dernière ayant été faite pour des positions éloignées du faisceau.

Une explication possible de cette observation serait que le signal d'amplitude du résidu lourd masque celui de la particule légère lorsque ces derniers sont très proches en position dans le plan dispersif (et donc en temps de dérive). Le fait que l'efficacité de détection des fragments légers dans cette zone soit d'autant plus faible que la charge du fragment lourd augmente irait également dans ce sens. Cependant, nous observons un effet sensiblement identique pour les α et pour les deutons (alors que l'on s'attendrait à ce que le trou soit plus faible pour les α), si bien que l'explication est peut-être plus complexe.

4.4 Conclusions sur le dispositif SPALADIN pour les fragments légers

Au vu de cette analyse, certaines conclusions peuvent être tirées sur le dispositif SPALADIN concernant les fragments légers :

- LAND peut nous permettre d'accéder à une multiplicité moyenne de neutrons et à leur impulsion. La détection des neutrons est néanmoins limitée par leur acceptance géométrique, et par la forte contamination des particules chargées. Pour ce dernier point, il apparaît comme crucial que toutes les lattes du VETO et des premiers plans de LAND fonctionnent correctement.
- Comme nous l'avons déjà signalé pour les résidus lourds, LAND est un critère de déclenchement particulièrement efficace. Toutefois, afin d'éviter des déclenchements parasites, il faut chercher à diminuer le nombre de réactions secondaires des particules du faisceau sur le mur de temps de vol ou sur la paroi de la salle d'expérience.
- Il est techniquement possible d'identifier les protons au niveau de la TPC MUSIC IV. Toutefois, il est nécessaire de rapprocher la cible de l'aimant pour augmenter leur acceptance géométrique. Par ailleurs, des modifications délicates doivent être apportées au programme de reconstruction des traces de la TPC MUSIC IV (modification des seuils...) afin d'augmenter l'efficacité de détection des particules de charge unitaire tout en générant un minimum de traces parasites. Il faut également garder à l'esprit que les protons de cascade contribuent au tiers des protons observés dans la TPC.
- L'identification en charge est bonne dans la TPC, même pour les fragments de charge unitaire. L'identification en masse est également techniquement possible par la reconstruction de la rigidité magnétique des fragments légers, associée à la mesure de leur temps de vol au niveau du TOF. Cependant, les prises de données effectuées pour obtenir une référence en temps commune à toutes les lattes du mur n'ont pas permis de balayer tout le détecteur, rendant ainsi son étalonnage en temps très délicat [23]. Par ailleurs, le non-fonctionnement d'une dizaine de lattes complique notablement le calcul de l'efficacité du TOF, qui serait nécessaire si l'on souhaitait obtenir les sections efficaces isotopiques des fragments légers.

- Comme pour l'étude sur les résidus, une simplification du dispositif à l'entrée de l'aimant permettrait de diminuer la production de particules créées lors de réactions secondaires.

Chapitre 5

Résultats

L'analyse de l'expérience SPALADIN que nous avons décrite dans les chapitres précédents a trois objectifs :

- s'assurer du bon contrôle du dispositif en comparant nos données inclusives avec celles du FRS [20]. En outre, il était important de caractériser les performances du dispositif et d'en repérer les dysfonctionnements afin de les corriger dans les futures expériences SPALADIN.
- Estimer si la mesure des résidus en coïncidence avec les particules de désexcitation dans SPALADIN peut nous permettre de tester la cascade avec suffisamment de sensibilité.
- Appréhender le mécanisme de désexcitation en fonction de la violence de la collision. En particulier, nous avons cherché à comprendre pourquoi les codes de calcul reproduisaient en général mal la production des résidus légers par rapport au projectile.

Ce chapitre est composé de trois parties, correspondant à peu près à chacun de ces trois objectifs. La première partie est consacrée aux résultats inclusifs (sections efficaces et vitesse des résidus lourds). Les sections efficaces isotopiques et les distributions en vitesses avaient déjà été obtenues et comparées aux codes de spallation dans [20]. Nos résultats recoupant en grande partie ceux du FRS [20], nous ne ferons que les exposer et rappellerons les conclusions qui avaient été tirées sur les codes de calcul. Cette analyse nous a surtout permis de caractériser et de contrôler les performances et les limites de SPALADIN mais nous avons également obtenu des résultats supplémentaires tels que la section efficace de production d'hélium. La seconde partie est dédiée à la recherche d'observables permettant de caractériser le pré-fragment en fin de cascade. Le but était ici à la fois d'offrir un test pour la cascade mais aussi de définir le mieux possible le pré-fragment pour en étudier la désexcitation le plus indépendamment possible de la phase de cascade. La dernière partie est, quant à elle, consacrée à l'étude de la désexcitation du pré-fragment proprement dite.

5.1 Sections efficaces

Les sections efficaces de production des fragments lors de la réaction $^{56}\text{Fe}+p$ à diverses énergies ont déjà fait l'objet de nombreuses études, principalement pour leurs applications en astrophysique mais aussi pour toutes les raisons évoquées au premier chapitre. Parmi

ces études, on pourra citer les mesures de Webber et al. [87, 88, 89], effectuées auprès de l'accélérateur Bevalac, à Berkeley et de l'accélérateur Saturne à Saclay, pour divers systèmes légers sur des cibles d'hydrogène, d'hélium et de carbone. Pour le fer, les mesures ont été effectuées à cinq énergies entre 330 et 1615 MeV par nucléon. Les sections efficaces de production des éléments¹ ont été mesurées pour les éléments de charge supérieure à 12, et une cinquantaine de sections efficaces isotopiques ont été obtenues avec une incertitude de l'ordre de 5-10 % à l'énergie de 573 MeV par nucléon.

Un très grand nombre de mesures en cinématique directe ont également été effectuées par R. Michel et al. [84, 85] depuis les années 1980, sur un ensemble de cibles s'étendant du carbone à l'or. Du fait de la relative simplicité des dispositifs utilisant la cinématique directe, les mesures ont pu être effectuées à de nombreuses énergies (allant de quelques centaines de MeV à plusieurs GeV) de façon à étudier l'évolution de la production des différents isotopes en fonction de l'énergie incidente, encore appelée « fonction d'excitation ». Environ une cinquantaine de sections efficaces isotopiques ont été mesurées pour le fer à plusieurs énergies.

Parmi ces travaux, nous pouvons également citer les sections efficaces en charge obtenues en 1997 par Zeitlin et al. pour tous les fragments allant de $Z = 12$ à $Z = 25$, et sur diverses cibles (CH_2 , C, Al, Cu et Pb) [90].

Enfin, l'étude la plus complète des sections efficaces de production a été effectuée auprès du séparateur de fragments FRS à GSI [20]. Les sections efficaces isotopiques y ont été obtenues pour cinq énergies (0.3, 0.5, 0.75, 1.0 et 1.5 GeV) pour les éléments allant de l'oxygène ($Z = 8$) au cobalt ($Z = 27$). L'analyse de cette expérience a ensuite été étendue aux fragments de charge comprise entre 3 et 8 pour les données à 1 GeV par nucléon [113]. Globalement, les données du FRS sont en accord avec les sections efficaces précédemment mesurées, à quelques sections efficaces isotopiques près. Nous ne nous comparerons donc qu'aux données du FRS.

5.1.1 Sections efficaces de production des éléments

Les sections efficaces en charge obtenues avec SPALADIN sont représentées sur la figure 5.1. Nous pouvons voir que les sections efficaces diminuent lorsque l'on s'éloigne du projectile, puis croissent à nouveau pour $Z < 10$. Ceci s'explique par le fait que les fragments de charge inférieure à 10 sont émis en majorité en coïncidence avec un résidu plus lourd. Ainsi, si l'on s'intéresse aux sections efficaces de production des résidus de spallation seuls (soit encore, le plus gros fragment pour chaque événement, que nous pouvons obtenir grâce à la mesure en coïncidence), nous pouvons voir que leur section efficace diminue continuellement.

L'effet pair-impair est ici très visible, comme cela avait déjà été remarqué par Zeitlin et al. [90] : la section efficace des résidus de charge Z paire est en effet du même ordre de grandeur que la section efficace du résidu de charge $Z + 1$ et est très supérieure à celle de charge $Z - 1$. Cela illustre le fait que les réactions aboutissant à un résidu de spallation comportant un nombre pair de protons, donc davantage lié, sont favorisées.

Ces sections efficaces sont comparées aux données du FRS [20, 113]. Nous pouvons observer que les données sont compatibles pour tous les éléments sauf pour le carbone et l'azote, pour

¹Par abus de langage, nous parlerons aussi de *sections efficaces en charge*.

lesquels nous observons une section efficace divergeant de 2 à 2,5 σ des données du FRS [113].

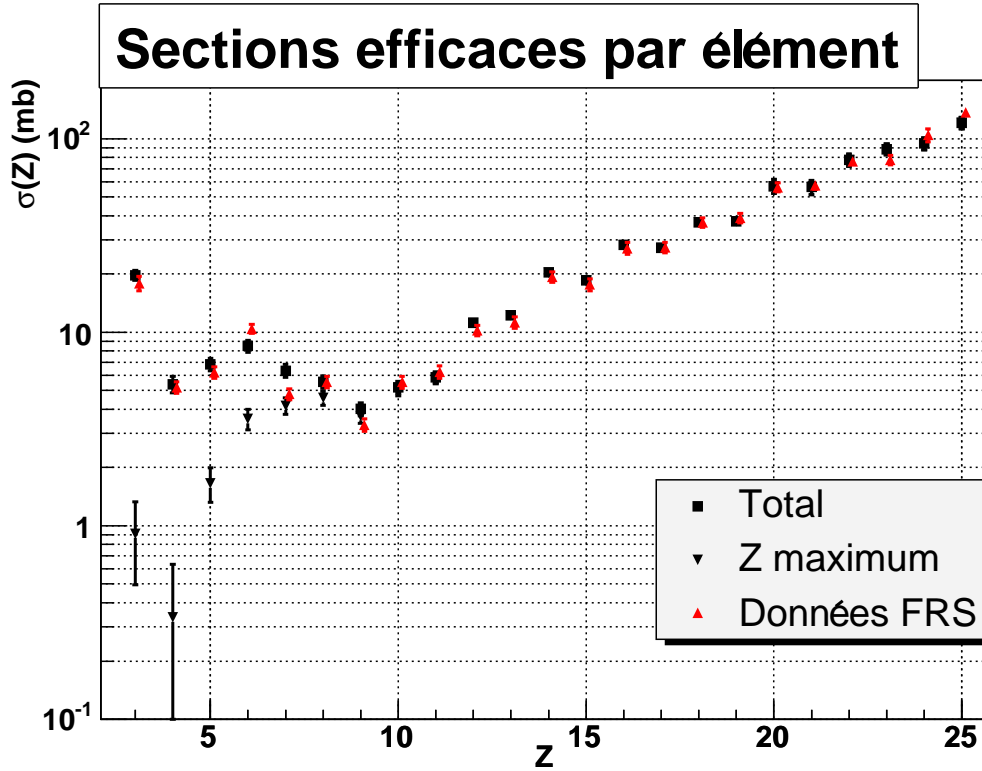


FIG. 5.1 – Sections efficaces en charge déterminées à l’aide de SPALADIN, comparées aux données obtenues au FRS [20, 113]. La section efficace de production de la charge maximale détectée dans chaque événement est également représentée.

5.1.2 Section efficace totale de réaction

Le fait de mesurer pour chaque événement la charge du plus gros fragment nous permet de mesurer sans ambiguïté la section efficace totale de réaction par la formule :

$$\sigma_{reac} = \sum_{Z_{max}=1}^{26} \sigma(Z_{max})$$

où $\sigma(Z_{max})$ est la section efficace de production correspondant à l’ensemble des événements dont la charge du plus gros fragment est Z_{max} . Lors de mesures purement inclusives, il n’est pas possible de savoir si les fragments de masse intermédiaire sont des résidus de spallation, ou s’ils sont émis en coïncidence avec un fragment plus lourd. Dans le dernier cas, la fait de les prendre en compte dans le calcul de la section efficace totale de réaction reviendrait à comptabiliser deux fois le même événement. Nous pouvons observer qu’en dessous de $Z = 8$, la contribution des résidus de spallation devient négligeable, si bien que l’approximation $\sigma_{reac} \approx \sum_{Z>8} \sigma(Z)$

(faite dans [20]) est tout à fait justifiée. En prenant les valeurs mesurées au FRS pour $Z = 26$ ($\sigma_{FRS}(Z = 26) = 68, 1 \pm 1,9 \text{ mb}$)², nous trouvons une section efficace totale de réaction de

$$\sigma_{reac} = 777 \pm 79 \text{ mb},$$

en accord avec la valeur $\sigma_{reac} = 783 \pm 83 \text{ mb}$ de [20]. Notons que la plus grande contribution à la barre d'erreur obtenue est de loin l'incertitude sur la détermination de la taille de la cible, que nous avons estimée à 10 %. Les autres sources d'erreur sont par ailleurs quasiment négligeables (de l'ordre de 2 %) notamment en raison de l'absence de corrections en acceptance.

5.1.3 Sections efficaces isotopiques

Comparaison aux données du FRS

L'obtention des sections efficaces isotopiques avec SPALADIN est nettement plus délicate car la résolution en masse n'est pas suffisante pour séparer chaque masse sans recouvrement et des corrections importantes ont par ailleurs dû être apportées aux taux de comptage, en particulier en raison de l'importance des réactions secondaires pour les données prises avec le RICH³ (voir chapitre 3). Nous avons déterminé ces sections efficaces pour les éléments de charge supérieure à 15 (Fig. 5.2), le rapport *signal/bruit* dans le RICH devenant trop faible pour les charges inférieures. Nos données pour les masses supérieures ou égales à 53 sont obtenues avec le *trigger faisceau*, et avec le *trigger physique* sinon. Elles sont calculées à partir des données sans RICH pour les charges de 23 à 25, et à partir des données avec RICH pour les éléments de charge inférieure.

L'accord entre les données de SPALADIN et celles du FRS est quantitativement bon, même si nous pouvons voir qu'il se dégrade pour les sections efficaces faibles (fragments de charge faible ou, pour un élément donné, isotopes riches ou pauvres en neutrons). Dans notre analyse, cela pourrait être dû à une sous-estimation de la barre d'erreur liée à l'ajustement des distributions en masse par une somme de gaussiennes. Par ailleurs, nous mesurons moins d'isotopes, en raison d'un bruit important observé sur les ailes des distributions, ne permettant pas de faire des ajustements convergents.

Nous pouvons également voir que le rapport A/Z du maximum des distributions isotopiques est inférieur au rapport A/Z du ⁵⁶Fe (symbolisé par une flèche pour chaque élément). Ceci est à relier à la barrière coulombienne, qui favorise l'évaporation des neutrons par rapport aux particules chargées. Notons que l'étude menée au FRS [20] avait également montré que pour des résidus de charge inférieure à 15, cette observation devenait de moins en moins vraie, ce qui suggère que l'émission des neutrons devient comparativement moins favorisée pour les réactions très violentes amenant le pré-fragment à des énergies d'excitation plus fortes.

²Rappelons qu'en raison de déclenchements parasites du *trigger LAND*, la section efficace de production des isotopes du fer n'a pas pu être déterminée avec SPALADIN.

³Le RICH était nécessaire pour l'obtention des sections efficaces isotopiques, ce qui explique pourquoi les corrections en réactions secondaires (et donc les barres d'erreur) sont plus importantes que pour les sections efficaces en charge.

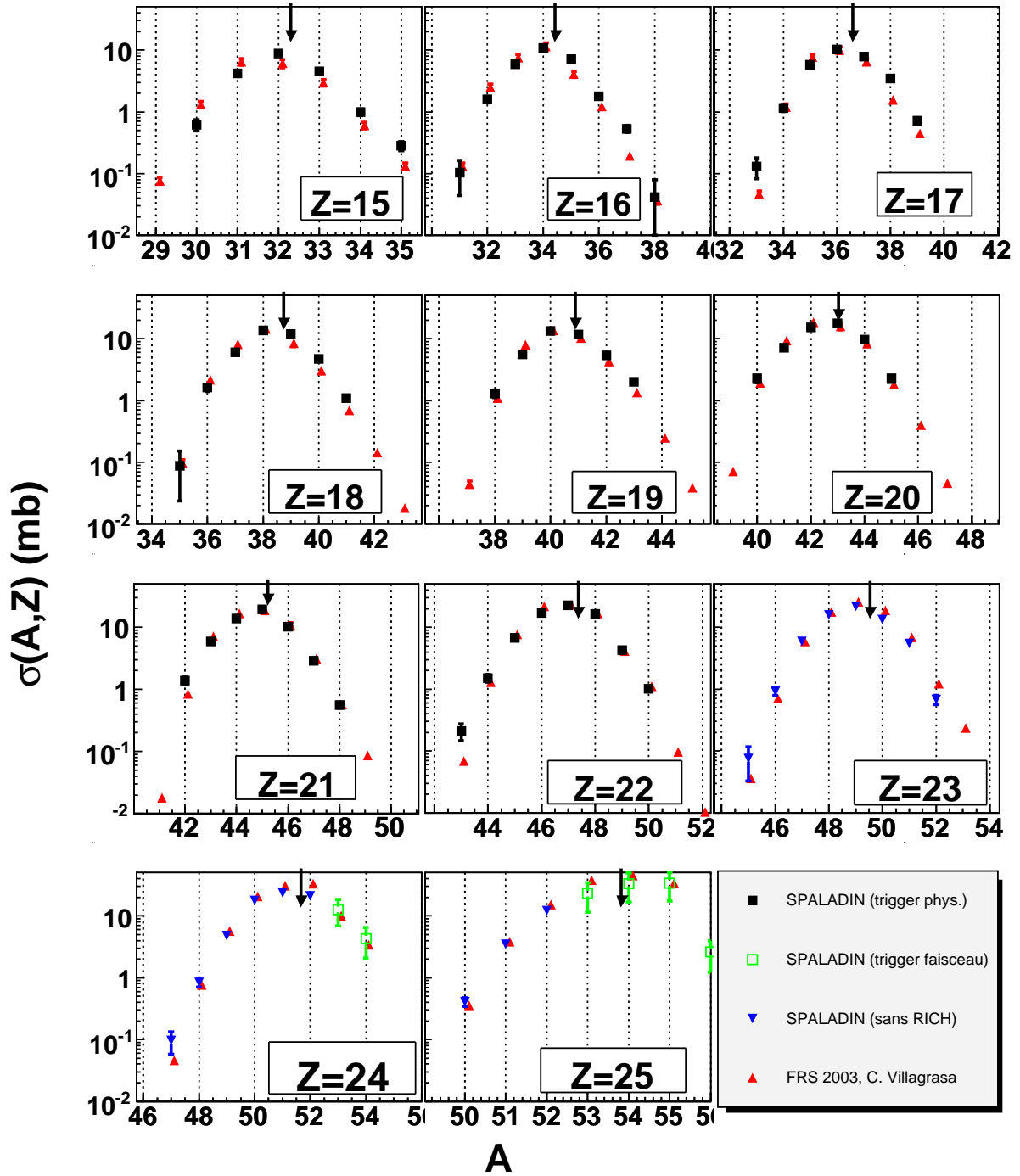


FIG. 5.2 – Comparaison des sections efficaces isotopiques mesurées avec SPALADIN à celles mesurées auprès du FRS [20]. Les différents types de points utilisés pour SPALADIN correspondent à différents moyens d’obtention de ces sections efficaces, explicités dans le chapitre 3. La flèche indique, pour chaque élément, la masse correspondant au rapport A/Z du ^{56}Fe .

Comparaison aux codes de calcul

La comparaison des sections efficaces expérimentales avec différents codes de cascade et de désexcitation a été menée par C. Villagrasa [20]. L'accord des sections efficaces mesurées avec SPALADIN avec celles du FRS vient corroborer les observations faites sur les codes de cascade faites dans [20], à savoir :

- l'utilisation de la cascade Bertini amène à une sous-estimation de la production des fragments lourds et à une surestimation de la production des fragments légers. Cela va dans le sens d'une énergie d'excitation à la fin de la cascade de Bertini trop élevée.
- L'utilisation de INCL4 ou ISABEL permet de reproduire correctement les résidus proches du projectile, là où la désexcitation joue très peu. On peut ainsi raisonnablement penser que ces deux cascades modélisent correctement la réaction, au moins pour de larges paramètres d'impacts.

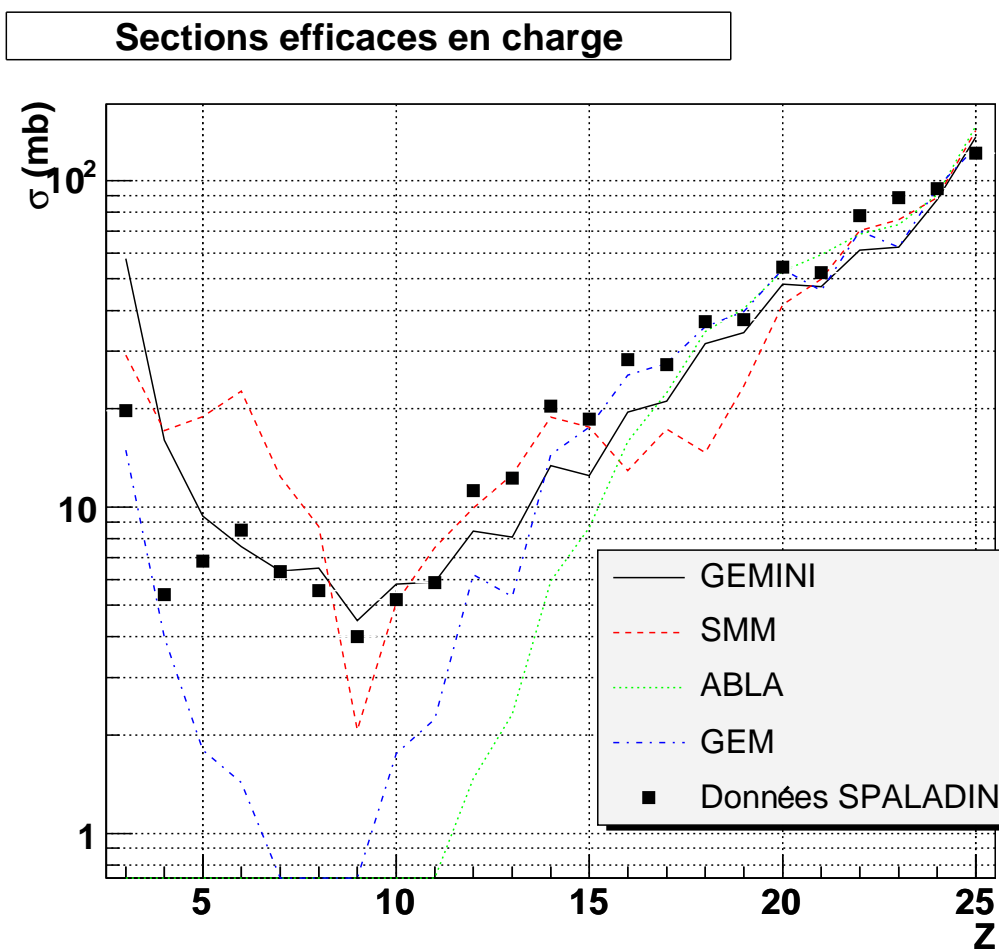


FIG. 5.3 – Comparaison des sections efficaces en charge mesurées avec SPALADIN aux codes de désexcitation GEMINI, SMM, ABLA et GEM, associés au code de cascade INCL4.

Des conclusions sur les modèles de désexcitation peuvent également être tirées :

- Le maximum des distributions isotopiques est correctement reproduit avec GEM ou GEMINI, mais il est prédit pour un rapport A/Z trop faible avec ABLA⁴. Cela irait dans le sens d’une émission de neutrons trop grande par rapport aux particules chargées dans ce modèle.
- ABLA et, dans une moindre mesure, GEM, sous-estiment largement les sections efficaces des fragments de charge inférieure à 15 (Fig. 5.3). En particulier, ABLA n’offre pour l’instant pas la possibilité de canaux de désexcitation conduisant à l’émission de fragments de charge supérieure à 2, qui explique la forte production des éléments de charge comprise entre 3 et 8 (Fig. 5.1).
- GEMINI, combiné à INCL4 ou ISABEL, reproduit relativement correctement les données inclusives.

Les données en coïncidence obtenues par la suite vont nous permettre de mieux comprendre ces observations et d’étayer les hypothèses émises ci-dessus.

5.1.4 Section efficace de production d’hélium

Un élément clé du développement des cibles de spallation ou des réacteurs hybrides est la fenêtre séparant le vide de l’accélérateur de la cible de spallation. Cette fenêtre est en effet soumise aux réactions de spallation engendrées par le faisceau. Les dommages engendrés ont deux origines différentes :

- le déplacement des atomes dans le réseau cristallin du métal est provoqué par les particules légères émises, mais surtout par le recul des résidus de spallation. Cet effet peut être estimé à partir de la connaissance des taux de production et des vitesses des fragments émis lors de la réaction de spallation [20]. Il entraîne une modification des propriétés structurelles du matériau.
- La production d’hélium peut entraîner un gonflement du matériau ainsi que sa fragilisation, en particulier si les bulles d’hélium s’accumulent au niveau des joints de grains. Cet effet est d’autant plus visible que la quantité d’hélium produite est importante dans notre cas, puisque sa section efficace de production est de l’ordre de grandeur de la section efficace totale de la réaction $^{56}\text{Fe}+p$.

Nous comprenons dès lors l’enjeu de la connaissance de la section efficace de production d’hélium. Dans le cadre d’une grande campagne d’irradiation, la section efficace totale de production d’hélium 3 et 4 a été mesurée par spectrométrie de masse par Michel et al. aux énergies de 0.6, 0.8, 1.2, 1.6 et 2.6 GeV [84] (Fig. 5.4). Ces données révèlent en outre que la production d’hélium 3 contribue à environ 10 % de la section efficace de production d’hélium.

D’autres mesures ont ensuite été effectuées à l’aide du dispositif expérimental NESSI [114], constitué de deux détecteurs 4π concentriques permettant la détection des neutrons et des particules chargées. Une première valeur de la section efficace de production d’hélium à 1,2 GeV a été obtenue dans [114]. Une correction concernant l’efficacité géométrique de détection a ensuite été appliquée dans [115], aboutissant à la section efficace $\sigma_{He}(1,2 \text{ GeV})=600\pm 50 \text{ mb}$, incom-

⁴Le rapport A/Z est en revanche bien reproduit par ABLA pour des noyaux plus lourds tels que le plomb ou l’uranium.

patible avec la valeur de Michel et al. [84] (Fig. 5.4). En plus du détecteur 4π , l'utilisation de télescopes a permis d'avoir une autre mesure de la section efficace ($\sigma_{He}(1,2 \text{ GeV})=580\pm 74 \text{ mb}$) mais également d'identifier la contribution de l'hélium 3 (11 %) et de l'hélium 6 (0,5 %) à la section efficace totale. Par ailleurs, il a été montré que la distribution en énergie des particules d'hélium s'étendait bien au-delà de 50 MeV, ce qui correspond à des énergies intermédiaires entre la cascade et la désexcitation, que nous interprétons dans notre approche comme des particules de fin de cascade (voir la note de bas de page n° 3 du chapitre 1). Ces particules sont émises préférentiellement aux angles avant, ce qui indique que le noyau émetteur n'est pas encore totalement thermalisé. Cette contribution a été évaluée à 48 % pour l'hélium 3 et à 9 % pour l'hélium 4 [115].

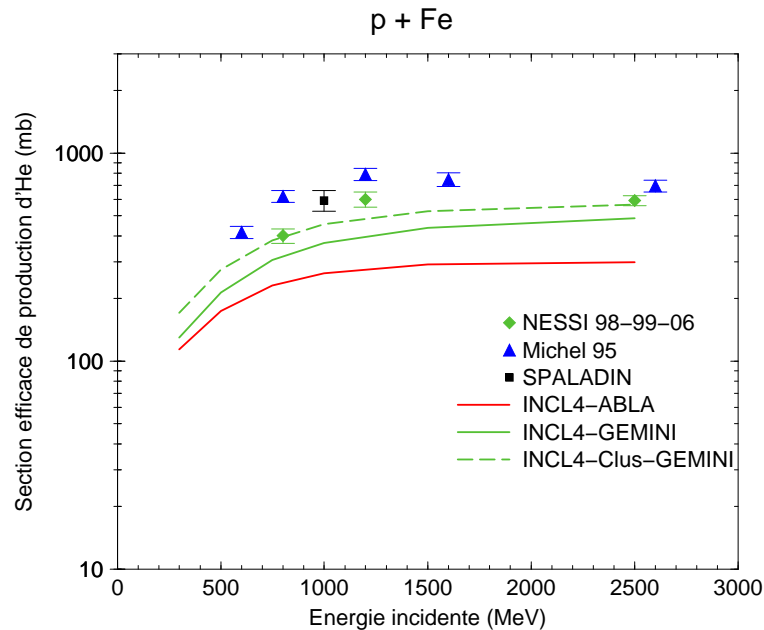


FIG. 5.4 – Section efficace de production d'hélium pour la réaction $Fe+p$ à différentes énergies. Les données expérimentales sont tirées de [84] et [115] et sont comparées à différentes associations de codes de calcul.

La section efficace de production d'hélium peut être mesurée à 1 GeV avec le dispositif SPALADIN. Rappelons que nous avons dû, pour l'obtenir, appliquer les corrections suivantes (voir paragraphe 4.3) :

- correction de l'acceptance géométrique du dispositif, de l'ordre de 17 %, dépendant des codes de spallation utilisés dans la simulation. En particulier, la prise en compte de la possibilité de former des particules composites dans la cascade est cruciale puisque nous ne les détectons qu'avec une très faible efficacité en raison de l'effet de la cinématique inverse. Nous avons estimé l'effet du filtre expérimental pour différents codes et avons trouvé des différences de l'ordre de 5 %.
- Correction de la zone morte située autour du faisceau, et dépendante de la charge du plus gros fragment. Cette correction est de l'ordre de 14 %.

- Correction des réactions secondaires, de l'ordre de 2 %.
- Correction de l'efficacité de la TPC, de l'ordre de 20 %.

Compte-tenu de ces corrections, nous obtenons une section efficace de production d'hélium (${}^3\text{He}+{}^4\text{He}+{}^6\text{He}$) de

$$\sigma_{He}(1 \text{ GeV}) = 598 \pm 67 \text{ mb.}$$

Cette valeur s'inscrit plutôt dans la tendance des données de NESSI [115], même si elle n'est pas non plus complètement incompatible avec les mesures de Michel et al. [84].

La comparaison avec différents codes de désexcitation (associés à INCL4) montre que de façon systématique, les codes de calcul sous-estiment la production d'hélium. L'implémentation de la formation de particules composites dans INCL, décrite au chapitre 1, améliore sensiblement l'accord entre les données et les modèles, qui restent néanmoins 20 % en dessous des données (Fig. 5.4).

Enfin, on peut remarquer sur la figure 5.4 que la section efficace d'hélium donnée par ABLA est nettement au-dessous de celle donnée par les autres codes. Nous reviendrons sur ce point lors de l'étude en coïncidence de la désexcitation du pré-fragment.

5.2 Vitesse des résidus de spallation

La connaissance de la vitesse est une donnée nécessaire pour l'évaluation des dommages engendrés dans le réseau cristallin que nous avons évoqués au paragraphe précédent. L'étude de la vitesse des résidus de spallation nous indique par ailleurs l'impulsion transférée par le proton au noyau. Elle constitue un test particulièrement puissant pour la dynamique implémentée dans les codes de cascade car l'impulsion du noyau final est donnée par l'impulsion du proton initial diminuée de l'impulsion de toutes les particules émises. La désexcitation étant isotrope, l'étude de la vitesse moyenne des résidus de masse A donnée revient à tester si les particules ont été éjectées durant la cascade avec une impulsion moyenne correctement modélisée.

La vitesse des résidus de spallation a été déterminée à partir de la méthode décrite au chapitre 3. Ces spectres avaient également été obtenus dans [20], mais à partir de la mesure de la rigidité magnétique, et non par une mesure à l'aide d'un détecteur Čerenkov (voir chapitre 2), ce qui offre un point de comparaison intéressant. Par ailleurs, de fortes différences entre les vitesses expérimentales et les codes de calcul avaient été observées dans [20].

Vitesses moyennes de recul

Les vitesses moyennes de recul sont représentées en fonction de la masse du résidu sur la figure 5.5. Elles sont comparées aux données FRS [20], au calcul INCL4+GEMINI, et à la systématique de Morrissey [78], décrite au paragraphe 1.4.3.

Nous pouvons voir que point par point, les données de SPALADIN sont pour la plupart compatibles avec celles du FRS. Rappelons que la contribution principale aux barres d'erreur provient des effets de correction de perte d'énergie dans la matière alors que dans le cas du FRS, l'effet principal provient du fait que les distributions en vitesse reconstruites ne sont pas complètes. Une pente de corrélation de l'ordre de 25 % plus importante en valeur absolue

peut être observée. Cet effet systématique pourrait être lié à l'une des sources d'erreur telle que l'estimation de la perte d'énergie entre la cible et le RICH. Par exemple, une mauvaise estimation de la quantité de matière entre le milieu de la cible et le milieu du radiateur du RICH pourrait mener à un tel effet, l'erreur sur la perte d'énergie étant alors différente pour les fragments lourds et les fragments légers.

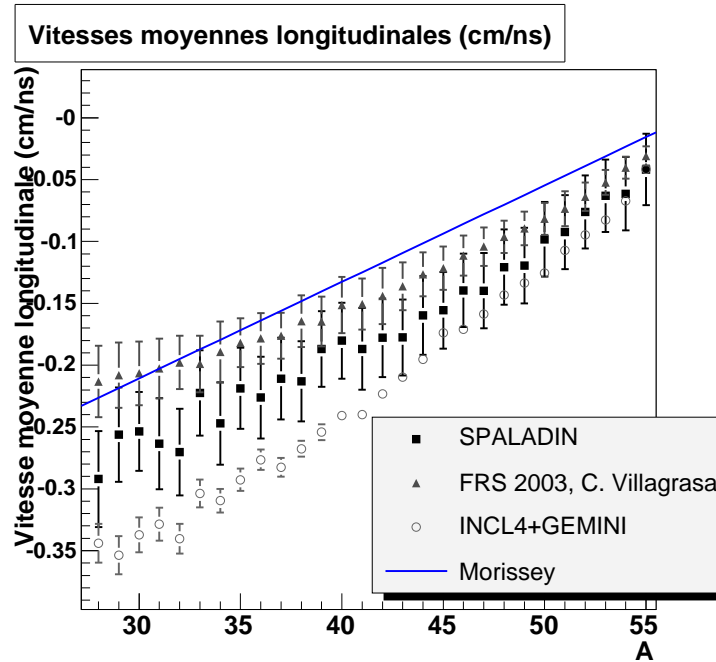


FIG. 5.5 – Vitesse moyenne des résidus en fonction de leur masse dans le référentiel du projectile au repos. Les distributions sont coupées à 2 RMS. Ces vitesses sont comparées aux données FRS, au code INCL4+GEMINI et à la systématique de Morrissey [78].

Par ailleurs, les données expérimentales semblent indiquer un désaccord, à la fois avec la systématique de Morrissey et avec le code INCL4+GEMINI. Le désaccord avec les codes est particulièrement important pour les résidus légers (la conclusion est globalement la même avec ISABEL et avec d'autres codes de désexcitation tels que ABLA ou GEM [20]). Deux facteurs pourraient l'expliquer :

- Pour un pré-fragment donné, la masse du résidu à la fin du code de désexcitation pourrait être trop importante. L'écart observé serait néanmoins que 4-5 masses pour les fragments de masse 30 ce qui contredit le bon accord des codes avec les données expérimentales pour les sections efficaces de production des charges supérieures à 15. Nous pouvons donc rejeter cette hypothèse.
- Les hypothèses sur lesquelles est basée la cinématique de la cascade pourraient ne pas être suffisamment rigoureuses.

Dans le deuxième cas, le fait que INCL4 prenne une vitesse constante des particules dans le potentiel nucléaire pourrait avoir une influence sur la vitesse de recul du noyau. *A priori*,

lorsqu'un nucléon arrive sur le bord⁵ du potentiel, il ressent moins l'effet attracteur de ce dernier, ce qui doit être compensé par la diminution de son énergie cinétique, par conservation de son énergie totale. C'est pourquoi des calculs ont très récemment été effectués afin d'inclure l'effet du ralentissement des nucléons au bord du noyau dans le tirage du résultat de la collision nucléon-nucléon [116]. Cette correction consiste à retrancher à l'énergie cinétique du nucléon le potentiel du noyau au point de l'interaction, avant de traiter l'interaction. Cette énergie est ensuite « rendue » à l'énergie cinétique des nucléons après l'interaction. En ce qui concerne le calcul de la vitesse moyenne des résidus, l'effet de cette correction (difficile à comprendre intuitivement) est de réduire la vitesse moyenne de recul du noyau de l'ordre de 20 % en norme, ce qui rapproche le calcul des données expérimentales. Ainsi, même si l'on peut estimer que cette correction n'est pas tout à fait satisfaisante intellectuellement, elle montre au moins que l'approximation faite dans INCL4 d'une vitesse constante influence notablement les vitesses moyennes calculées, trop élevées par rapport aux données.

Largeur des distributions

Les largeurs de distributions des vitesses sont représentées sur la figure 5.6 et sont comparées aux données du FRS, au code INCL4+GEMINI et aux formules de Goldhaber [76] et Morrissey [78] (paragraphe 1.4.3). Nous pouvons voir que globalement, les données sont en bon accord, et qu'elles sont également correctement reproduites par l'association INCL4+GEMINI et par les systématiques de Goldhaber et de Morrissey. L'importance de nos barres d'erreur est principalement liée au fait que nous observons un bruit important dans les spectres en vitesse (voir chapitre 3).

Soulignons que, contrairement aux vitesses moyennes, la largeur des spectres en vitesse est ici à la fois reliée à la phase de cascade et à celle de désexcitation. Les informations sur les codes données par les largeurs de vitesses expérimentales en sont donc plus difficiles à extraire.

5.3 Détermination des caractéristiques du pré-fragment

Nous recherchons des observables corrélées à la nature du pré-fragment en fin de cascade et qui soient le moins dépendantes possible du modèle de désexcitation. Le but est en réalité double :

- si les observables filtrées considérées dépendent fortement du code de cascade, nous disposons ainsi d'un test sur ce dernier.
- Le fait de caractériser le pré-fragment nous permet ensuite d'étudier sa désexcitation de la façon la plus décorrélée possible de la phase de cascade.

À la fin de la cascade, le pré-fragment est caractérisé par sa charge, sa masse, son moment angulaire et son énergie d'excitation. Nous ne pouvons pas avoir accès expérimentalement à son moment angulaire. Par ailleurs, pour les mesures en coïncidence, nous utilisons les données sans mesure de la vitesse par le RICH, si bien que nous ne pouvons pas non plus accéder à

⁵Par « bord », il faut ici comprendre « vers l'extérieur du noyau » et non pas « proche du niveau de Fermi ».

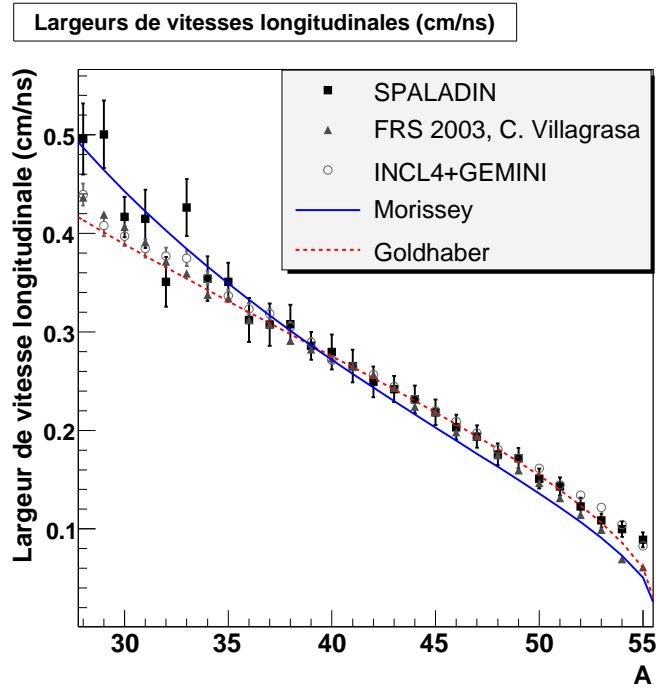


FIG. 5.6 – Largeur des vitesses des résidus en fonction de leur masse dans le référentiel du projectile au repos, comparées aux données FRS, au code INCL4+GEMINI, ainsi qu’aux systématiques de Goldhaber [76] et de Morrissey [78]. La courbe correspondant au modèle de Goldhaber est tracée avec un facteur $\sigma_0 = 103 \text{ MeV}/c$.

l'information sur la masse du pré-fragment. En revanche, la mesure de la charge du résidu et des particules associées nous permet d'avoir une estimation de sa charge et, comme nous le verrons, la multiplicité de particules ainsi que la largeur des spectres en neutrons nous permet d'avoir une estimation de son énergie d'excitation.

La démarche adoptée consiste à comparer les données aux modèles filtrés à l'aide de GEANT 4. L'avantage est que les données ainsi présentées ne sont pas corrigées des effets du dispositif, ce qui, sinon, les rendrait dépendantes des codes utilisés pour la simulation. L'inconvénient est que les valeurs obtenues sont en revanche dépendantes du filtre de l'expérience (et ne peuvent donc pas être directement comparées à d'autres expériences). Par ailleurs, afin de mesurer l'influence du code de désexcitation, nous avons effectué les calculs pour un échantillon de quatre d'entre eux (GEMINI, SMM, ABLA et GEM), permettant de donner un ordre de grandeur de l'incertitude associée.

5.3.1 Reconstruction de la charge du pré-fragment

Idéalement, la charge du pré-fragment devrait être reconstruite en sommant, pour chaque événement, les charges de toutes les particules de désexcitation. En raison des effets d'acceptance et d'efficacité ainsi que de la non-prise en compte des protons⁶, cela n'est néanmoins pas possible dans notre expérience. L'information la plus complète sur la charge du pré-fragment à laquelle nous pouvons accéder expérimentalement est donnée par la variable Z_{bound} , introduite dans les expériences d'ions lourds avec ALADIN afin de caractériser la centralité de la collision. Elle est définie pour chaque événement par :

$$Z_{bound} = \sum_{i \in \{i | Z(i) \geq 2\}} Z(i)$$

où l'indice i court sur les différentes particules détectées dans un événement. Cette variable nous permet d'avoir une indication sur la charge du pré-fragment car le filtre cinématique fait que les charges que nous additionnons correspondent essentiellement à des particules de désexcitation. Nous pouvons observer une corrélation relativement bonne entre Z_{bound} et la charge du pré-fragment, représentée sur la figure 5.7, où le filtre expérimental comprend les effets d'acceptance, les effets d'efficacité et les effets de contamination des particules de désexcitation par les particules de cascade. Pour des pré-fragments de charge supérieure ou égale à 22 (soit $Z_{bound} > 15$), la variable Z_{bound} est un bon indicateur de la charge du pré-fragment et ce, quel que soit le code de désexcitation utilisé. En dessous de cette valeur, l'information donnée par Z_{bound} est beaucoup moins corrélée à la charge du pré-fragment. Cela pourrait s'expliquer par le fait que lors de collisions violentes, le nombre de canaux de désexcitation devient plus important, si bien que les effets d'efficacité et d'acceptance du dispositif se font alors davantage ressentir. En particulier, le nombre moyen de protons émis (et non détectés) est également plus important pour ces réactions.

Nous pouvons alors étudier les sections efficaces de production de Z_{bound} (dans la limite $Z_{bound} > 15$) afin de le comparer avec INCL4, associé à différents codes de désexcitation. Les

⁶Rappelons que plus de 75 % des protons traversent la plaque de garde de l'aimant et que parmi eux, environ le tiers proviennent de la phase de cascade (voir Tab. 4.5).

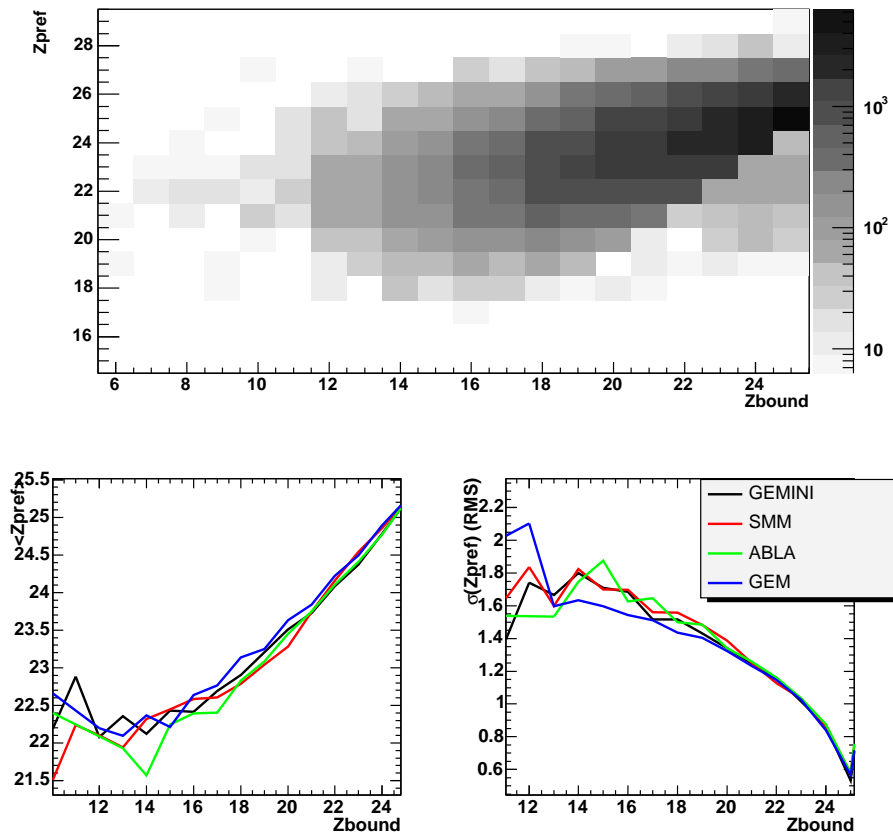


FIG. 5.7 – (haut) Corrélation entre la charge du pré-fragment et la variable Z_{bound} reconstruite après filtrage GEANT 4 (événements simulés par INCL4+GEMINI). (bas) Comparaison des moyennes et largeurs de ces corrélations pour différents codes de désexcitation associés à INCL4.

résultats sont présentés sur la figure 5.8. L'accord est raisonnable au-dessus de $Z = 15$, compte

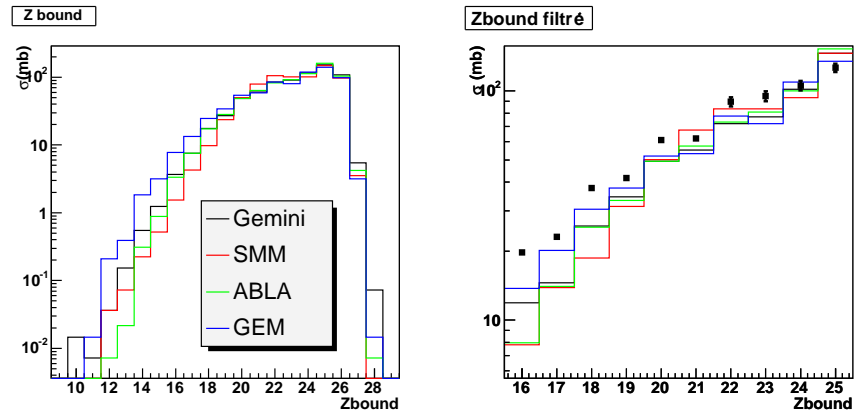


FIG. 5.8 – Distribution reconstruite et simulée de Z_{bound} . (gauche) Avant filtre expérimental. (droite) Après le filtre expérimental, comparé aux données expérimentales, dans le domaine où la charge du pré-fragment est fortement corrélée à Z_{bound}

tenu de l'incertitude liée à la dépendance du modèle de désexcitation utilisé. La comparaison avec les autres codes de cascade pour un code de désexcitation donné (ABLA) montre par ailleurs que la sensibilité de cette variable au modèle de cascade n'est pas tellement plus forte que sa sensibilité au modèle de désexcitation (Fig. 5.9, droite). En particulier, le comportement de Bertini (sous-estimation des fragments proches du projectile et bonne prédiction des charges inférieures à 20) est davantage lié au fait que l'énergie d'excitation importante dans Bertini conduit à l'éjection de davantage de particules dans la phase d'évaporation (dont l'efficacité de détection n'est pas de 100 %), ce qui a pour effet de peupler les sections efficaces des Z_{bound} plus petits et de dépeupler celles des Z_{bound} les plus grands. Cet effet du filtre expérimental peut difficilement être décorrélié des différences des sections efficaces en charge du pré-fragment entre les différents codes de cascade, au final assez faibles (Fig. 5.9, gauche). En outre, le fait d'avoir une information sur les protons exploitable devrait augmenter notablement cette sensibilité [117].

Ainsi, comme l'on pouvait s'y attendre, la non-prise en compte des protons de désexcitation fait que la variable Z_{bound} ne nous permet pas de tester les codes de cascades avec suffisamment de sensibilité. En revanche le fait que cette variable soit corrélée avec la charge du pré-fragment (Fig. 5.7) nous indique qu'elle peut être utilisée afin de caractériser la violence de la collision, à l'instar de ce qui est fait dans les expériences d'ions lourds à ALADIN.

5.3.2 Reconstruction de l'énergie d'excitation du pré-fragment

L'énergie d'excitation du pré-fragment à l'issue de la cascade est une donnée clé pour comprendre le phénomène de spallation. En particulier, sa connaissance nous permet de tester le mécanisme de désexcitation en fonction de la violence de la collision. Idéalement, l'énergie d'excitation du pré-fragment doit être reconstruite par calorimétrie en mesurant événement par

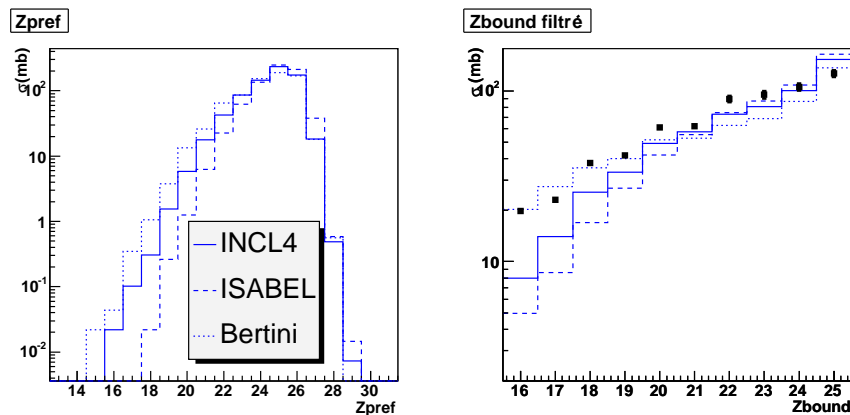


FIG. 5.9 – (gauche) distribution de la charge des pré-fragments pour différents codes de cascade, sans filtre expérimental. (droite) distribution de Z_{bound} après filtre expérimental pour différents codes de cascade, associés à ABLA.

événement l'énergie emportée par les différentes particules de désexcitation. Cette méthode, employée par exemple dans la collaboration ISIS [118, 119] n'est pas applicable dans le cadre de cette expérience pour trois raisons majeures :

- environ 75 % des protons passent par la plaque de garde d'ALADIN, dont le tiers provient de la cascade. L'efficacité de MUSIC IV pour les fragments de charge unitaire n'étant par ailleurs que de 43 %, nous avons choisi de travailler sans les protons.
- Environ 50 % des neutrons sont perdus pour des raisons géométriques.
- L'efficacité pour les ions He n'est que de l'ordre de 80 %.

Pour les expériences futures, une géométrie différente en amont de l'aimant et une amélioration de l'efficacité de reconstruction de l'hélium dans la MUSIC IV devraient rendre cette méthode envisageable.

Il est néanmoins possible d'avoir une estimation de l'énergie d'excitation au travers de la détermination des multiplicités des particules d'évaporation (voir par exemple [120, 73]) ou à l'aide de la largeur des spectres en impulsion des neutrons [121].

Reconstruction de la multiplicité de particules

Les particules détectées dans le dispositif étant principalement des particules liées à la phase de désexcitation, leur multiplicité est un indicateur de l'énergie d'excitation du pré-fragment. Comme précédemment, la dépendance de la multiplicité des particules avec l'énergie d'excitation est étudiée au travers du filtre expérimental GEANT 4. Les résultats de cette corrélation sont présentés sur la figure 5.10. Nous pouvons remarquer qu'en raison de la faible multiplicité moyenne de neutrons détectés (notée M_n), l'ajout de la multiplicité des fragments de charge strictement supérieure à 1 (notée M_{LCP} , pour *Light Charged Particles*) apporte une bien meilleure corrélation avec l'énergie d'excitation. La largeur des distributions en énergie

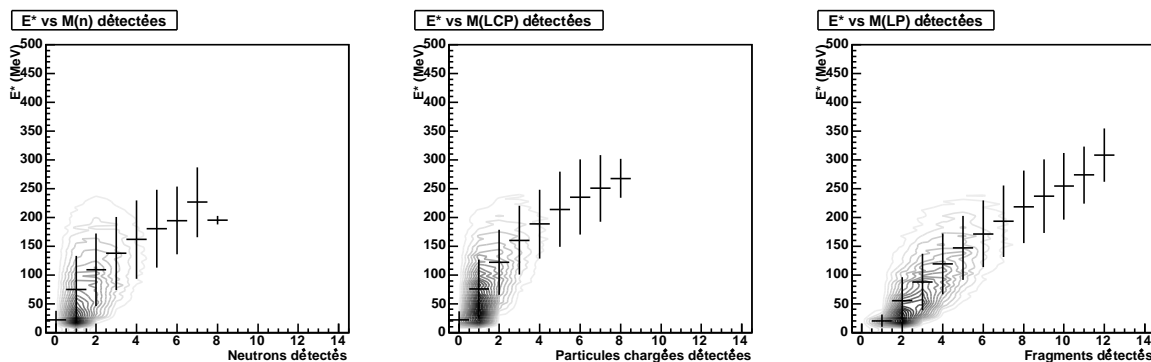


FIG. 5.10 – Corrélation simulée entre l'énergie d'excitation et le nombre de neutrons (gauche), de particules chargées ($Z > 1$, milieu) et de particules totales détectées (neutrons+ $Z > 1$, droite). Les événements sont simulés par les codes INCL4(+clusters)+Gemini et sont passés au travers du filtre expérimental GEANT 4. Les points sur les trois figures correspondent aux valeurs moyennes de l'énergie d'excitation pour une multiplicité donnée, les traits verticaux représentant l'écart-type des distributions.

d'excitation pour une multiplicité « totale⁷ » de particules donnée ($M_{LP} = M_n + M_{LCP}$) reste néanmoins de l'ordre de 50 MeV.

Pour pouvoir appliquer des coupures sur nos différentes variables afin de comprendre le mécanisme de désexcitation, il est nécessaire que la corrélation entre ces variables et l'énergie d'excitation soit peu dépendante du modèle de désexcitation utilisé. C'est effectivement le cas comme nous pouvons le voir sur la figure 5.11 représentant la corrélation entre l'énergie d'excitation et la multiplicité « totale » de particules pour différents codes de désexcitation. Comme nous le verrons par la suite, une analyse plus fine des multiplicités des différentes particules montre que le type des particules évaporées dépend très fortement du modèle de désexcitation mais que leur nombre total varie peu.

Comme pour la variable Z_{bound} , nous pouvons également tester les sections efficaces de production associées aux différentes multiplicités de particules (Fig. 5.12). Nous observons un très bon accord des multiplicités expérimentales avec la cascade INCL4 et une dépendance relativement faible au modèle de désexcitation. Si l'on compare maintenant aux autres codes de cascade pour un même code de désexcitation, nous pouvons voir que le filtre expérimental a pour effet de réduire considérablement les différences entre les codes de cascade (Fig. 5.13). Les données expérimentales ne permettent donc pas d'estimer la justesse de l'énergie d'excitation donnée par les codes de cascade. En revanche, le fait qu'en l'absence de filtre expérimental, les multiplicités données par le code Bertini soient beaucoup plus grandes que les multiplicités obtenues avec INCL4 et ISABEL, confirme que cette variable est un bon indicateur de l'énergie d'excitation du pré-fragment, beaucoup plus forte dans le code Bertini.

⁷Dans toute la suite, on appellera abusivement *multiplicité totale* de particules la somme de la multiplicité de neutrons et de fragments de charge supérieure ou égale à 2.

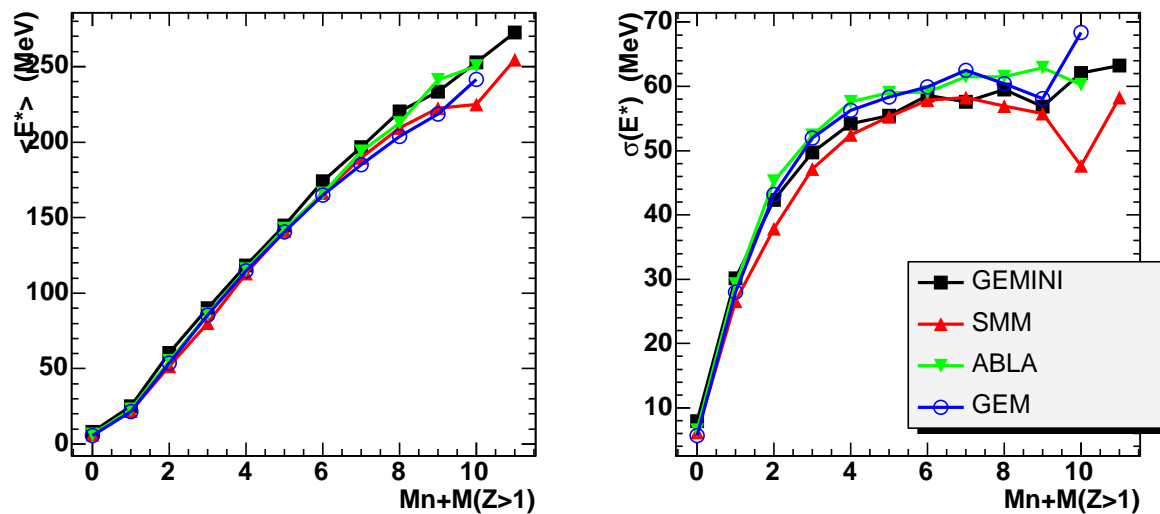


FIG. 5.11 – Relation entre l'énergie d'excitation moyenne et la multiplicité « totale » de particules (gauche : moyenne, droite : RMS), pour la cascade INCL4, couplée à ABLA, GEMINI, SMM ou GEM. Les calculs sont filtrés au travers de GEANT 4.

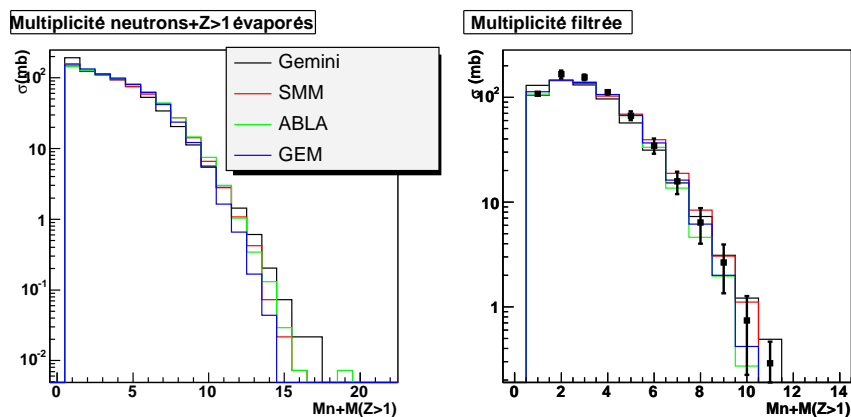


FIG. 5.12 – Distribution des multiplicités de neutrons et de particules de charge strictement supérieure à 1 pour la cascade INCL4 associée à différents codes de désexcitation. (gauche) Avant filtre GEANT 4. (droite) Après filtre GEANT 4, comparé aux données expérimentales. Les barres d'erreur comprennent l'erreur statistique ainsi que l'erreur provenant de la détermination du nombre des neutrons dans LAND.

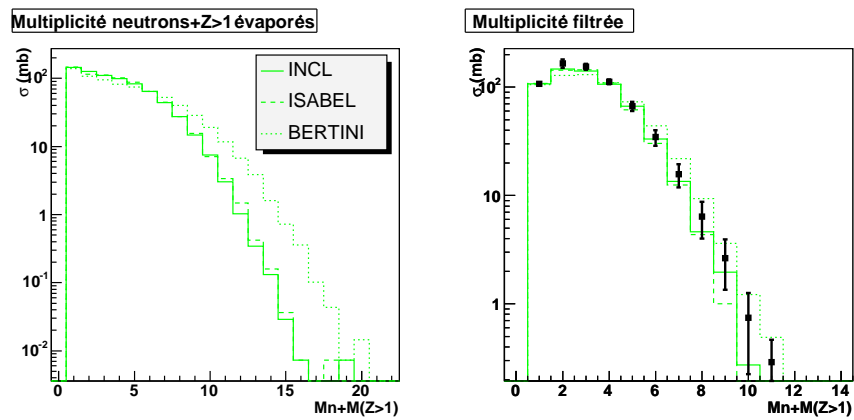


FIG. 5.13 – Distribution des multiplicités de neutrons et de particules de charge strictement supérieure à 1 pour les cascades INCL4, Bertini, ISABEL associées au code de désexcitation ABLA. (gauche) Avant filtre GEANT 4. (droite) Après filtre GEANT 4, comparé aux données expérimentales. Les barres d’erreur comprennent l’erreur statistique ainsi que l’erreur provenant de la détermination du nombre des neutrons dans LAND.

Détermination d’une température « effective » du noyau

Nous cherchons à avoir un ordre de grandeur de la température⁸ du noyau émetteur de neutrons de façon à vérifier la cohérence entre cette température « effective » et l’énergie d’excitation déterminée à partir de la multiplicité de particules (le but n’est pas ici d’étudier précisément la relation entre l’énergie d’excitation du noyau et sa température).

Pour des neutrons dont le spectre en énergie suit une maxwellienne, on peut montrer que la largeur des distributions en impulsion des neutrons est gaussienne et que leur largeur nous permet d’accéder à une température effective du noyau (voir annexe D). Expérimentalement, les spectres de neutrons obtenus sont néanmoins affectés par les coupures en acceptation décrites au paragraphe 4.2.4. Les ajustements gaussiens doivent par conséquent être effectués sur les régions pour lesquelles l’acceptance est proche de 100 % ($-120 \text{ MeV}/c \leq p_x \leq 0 \text{ MeV}/c$ ou $-80 \text{ MeV}/c \leq p_y \leq 80 \text{ MeV}/c$). Nous avons étudié à l’aide de la simulation GEANT 4 la température reconstruite à partir d’ajustements gaussiens sur les distributions en impulsion des neutrons p_x après le filtre expérimental, en fonction de la température reconstruite de la même manière avant le filtre (Fig. 5.14). Nous pouvons voir qu’il n’existe pas d’effet systématique dans la relation reliant les températures reconstruites avant et après le filtre expérimental.

Par ailleurs, la relation entre l’énergie d’excitation et la température déterminée après le filtre expérimental est montrée sur la figure 5.15 pour les codes de désexcitation GEMINI, SMM, ABLA et GEM (qui, rappelons le, ont une modélisation différente du paramètre de densité de niveau a dans la formule $E^* = a \times T^2$). On peut ainsi voir que l’évolution de l’énergie

⁸Nous définissons ici la température du noyau par la formule : $T = \sigma^2(p_x)/(2m_n)$, où m_n est la masse du neutron et $\sigma(p_x)$ est la largeur de la distribution en impulsion des neutrons selon l’axe dispersif (voir chapitre 4 et annexe D). Du fait d’émissions séquentielles et de la non prise en compte de la largeur de vitesse du pré-fragment, cette température ne correspond pas rigoureusement à la température du pré-fragment.

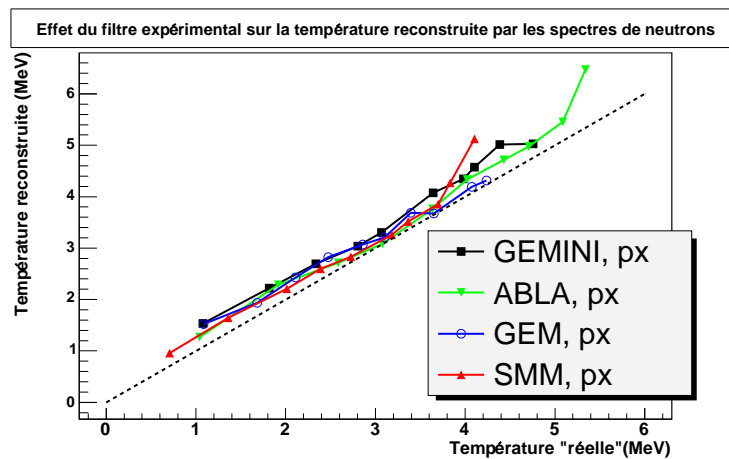


FIG. 5.14 – Corrélation entre la température du noyau reconstruite à partir de la largeur de l'impulsion des neutrons selon l'axe dispersif après le filtre expérimental en fonction de celle reconstruite par la même méthode avant le filtre expérimental. Chaque point correspond à un intervalle de 20 MeV en énergie d'excitation. Le code de cascade utilisé est INCL4.

d'excitation avec la température au carré est relativement linéaire pour des températures inférieures à 3 MeV. Au-delà, cette évolution devient beaucoup plus irrégulière et dépendante du code de désexcitation : elle varie globalement entre $E^* = 5 \times T^2$ et $E^* = 12 \times T^2$.

Expérimentalement, les distributions d'impulsion ont été obtenues pour plusieurs coupures en multiplicité (neutrons et $Z > 1$) (Fig. 5.16). Comme attendu, il apparaît que leur largeur augmente lorsque l'on augmente la multiplicité « totale » de particules. L'association de cette étude avec la corrélation entre l'énergie d'excitation et la multiplicité « totale » des particules (Fig. 5.11) nous permet de confronter les énergies d'excitation déterminées à partir de ces deux méthodes (Tab. 5.1). Nous pouvons voir que l'énergie d'excitation obtenue par la mesure de la largeur des spectres de neutrons est globalement plus faible que celle obtenue à partir de la multiplicité « totale » de particules. Plusieurs facteurs nous font préférer la détermination de l'énergie d'excitation par la multiplicité « totale » de particules :

- certains effets expérimentaux tels que la résolution de détection de LAND ne sont pas pris en compte dans la détermination de la largeur des spectres en impulsion.
- Les spectres observés sont le résultat d'une cascade d'évaporation. La température que nous observons n'est donc pas la température du noyau primaire mais une température moyennée sur l'ensemble de cette cascade. En particulier, pour un noyau léger tel que le fer, la contribution des particules chargées d'évaporation est quasiment aussi importante que celle des neutrons. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.3.1, cette émission séquentielle a pour effet d'élargir les spectres observés.

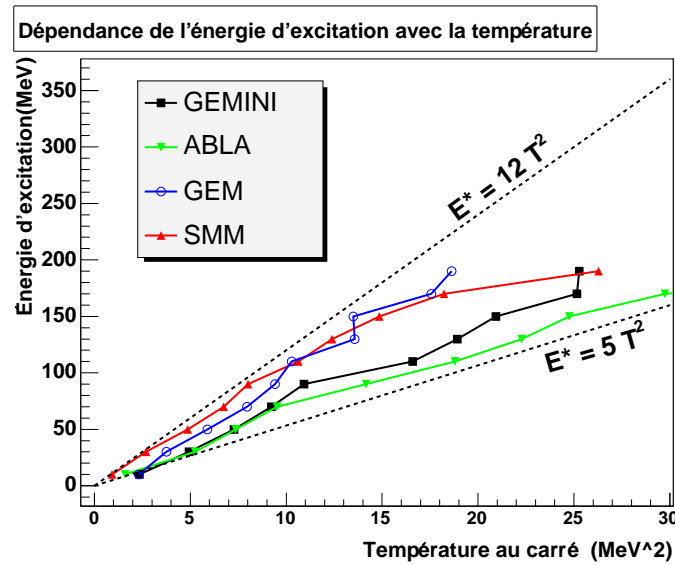


FIG. 5.15 – Dépendance de l'énergie d'excitation avec la température du noyau au carré pour différents codes de désexcitation. La température est reconstruite à partir de la largeur des impulsions des neutrons d'évaporation, donnée par les différents codes de désexcitation associés à INCL4, après filtre expérimental.

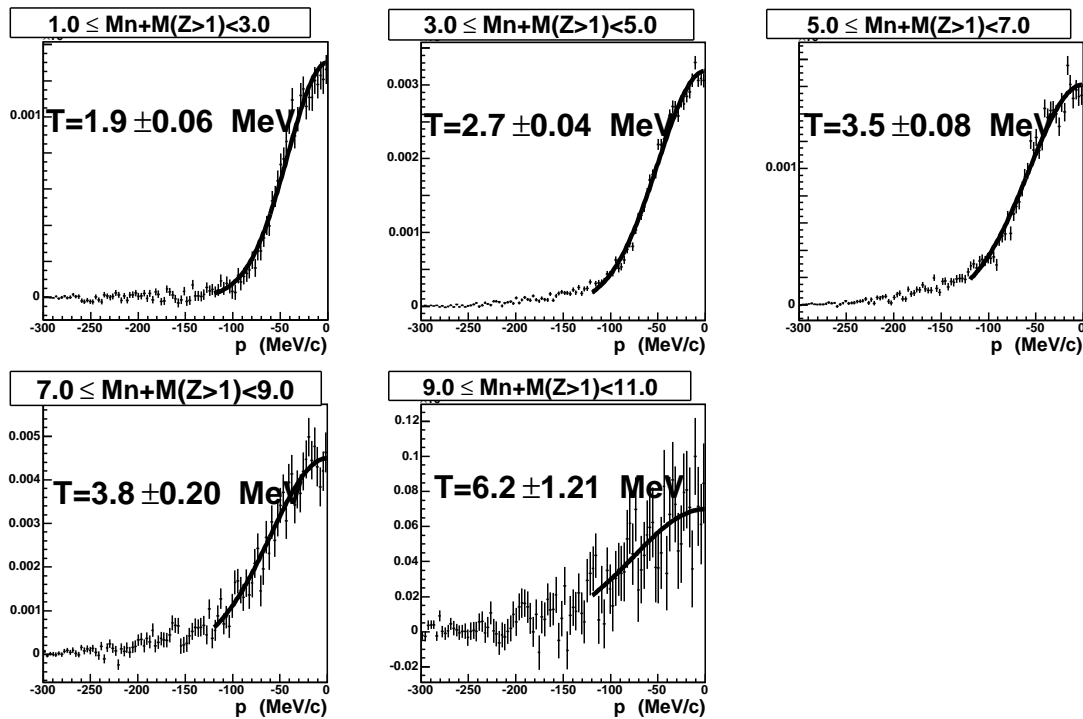


FIG. 5.16 – Distributions normalisées des spectres en impulsion des neutrons reconstruite dans LAND selon l'axe dispersif pour différentes coupures en multiplicité « totale » de particules détectées (neutrons et particules de charge strictement supérieure à 1).

Mn+M($Z > 1$)	E^* (MeV) (INCL)	$a \times \langle T \rangle^2$ (MeV)
1-3	0-80	30 ± 12
3-5	80-140	62 ± 26
5-7	140-190	104 ± 43
7-9	190-225	122 ± 51
9-11	225-275	326 ± 130

TAB. 5.1 – Ordre de grandeur des énergies d’excitation associées à chaque coupure en multiplicité « totale » de particules détectées (neutrons et particules de charge strictement supérieure à 1). Dans la deuxième colonne, les énergies d’excitation sont déterminées à partir de la corrélation entre l’énergie d’excitation moyenne donnée par INCL4 en fonction de la multiplicité « totale » de particules (Fig. 5.11). Dans la dernière colonne, l’énergie d’excitation est calculée à partir de la formule $E^* = aT^2$, où a est pris égal à $8,5 \pm 3,5$ et où T est calculé à partir d’ajustements sur les spectres de neutrons (voir texte).

Détermination de E^* par l’utilisation de variables combinées ?

La détermination de l’énergie d’excitation du pré-fragment à partir de la multiplicité de neutrons et de particules de charge supérieure ou égale à 2 n’est certainement pas la meilleure car elle n’utilise pas toute l’information dont nous disposons (telle que la charge du résidu ou la répartition neutrons/particules chargées). Il faudrait pour cela utiliser la technique dite d’analyse en composantes principales (ACP) [122] qui, pour un code de désexcitation donné, permet d’accéder à la combinaison des variables expérimentales la mieux corrélée à l’énergie d’excitation. Par faute de temps, nous nous sommes contentés de tester la dépendance de l’énergie d’excitation avec le couple (M_n, M_{LCP}) d’une part (à l’instar de [123]), et avec le couple $(M_n + M_{LCP}, Z_{max})$ d’autre part, où Z_{max} est la charge du plus gros fragment. Les résultats de la dépendance observée avec GEMINI sont présentés sur la figure 5.17.

Nous pouvons voir apparaître des lignes d’« iso- E^* » correspondant approximativement aux combinaisons linéaires $X_1 = (3 * Mult(n) + 4 * Mult(LCP))$ et $X_2 = (2 * Mult(LP) - Z_{max})$.

Ces variables sont donc *a priori* davantage corrélées à l’énergie d’excitation dans le cadre de l’utilisation de GEMINI. Cependant, le fait de mettre un poids un peu plus fort sur les particules chargées que sur les neutrons apporte également une certaine dépendance de la corrélation au modèle de désexcitation (Fig. 5.18, à comparer avec Fig. 5.11). Comme nous le verrons par la suite, ceci est lié au fait que, si la multiplicité « totale » des particules est relativement peu dépendante du modèle de désexcitation, leur nature (neutrons, $\alpha...$) l’est en revanche beaucoup plus. Par ailleurs, la distribution des fragments lourds prédite par les codes étant très différente d’un code de désexcitation à l’autre, nous observons également une dépendance de la corrélation entre l’énergie d’excitation et la variable $((26 - Z_{max}) + 2 * Mult(LP))/3$ au modèle utilisé.

Or, notre approche n’a pas tant pour but de reconstruire le plus précisément possible l’énergie d’excitation du pré-fragment (comme le permet l’ACP pour un code de désexcitation

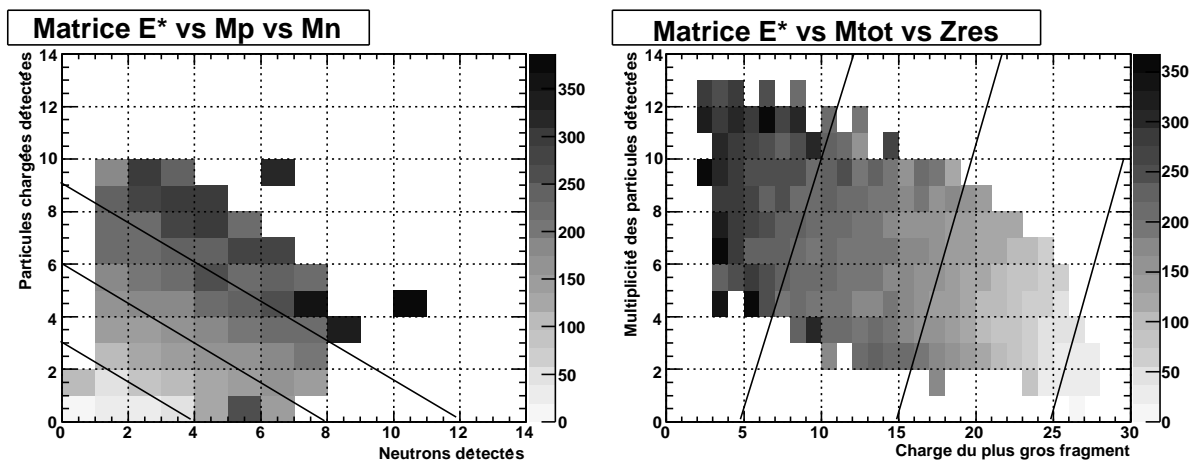


FIG. 5.17 – (gauche) Corrélation simulée entre l'énergie d'excitation (Axe Z), la multiplicité de neutrons détectés (Axe X) et la multiplicité de particules chargées détectées (Axe Y). (droite) Corrélation entre l'énergie d'excitation (Axe Z), la charge du plus gros fragment (Axe X) et la multiplicité « totale » des particules détectées (Axe Y). Les traits représentent les combinaisons linéaires choisies entre les observables X et Y afin d'obtenir une variable davantage corrélée à l'énergie d'excitation. Les événements sont simulés par les codes INCL4(+clusters)+GEMINI et sont passés au travers du filtre expérimental GEANT 4.

donné) que de comparer les variables expérimentales avec plusieurs codes de calcul pour différentes coupures en énergie d'excitation. Pour cela, l'estimateur de E^* doit être le plus indépendant possible du modèle de désexcitation afin de ne pas introduire un biais dans l'estimation de E^* par le code de calcul : nous avons donc choisi de travailler avec la multiplicité « totale » de particules (neutrons et $Z \geq 2$).

Conclusion

Au vu de l'analyse que nous avons faite, la variable Z_{bound} et la multiplicité « totale » de particules sont tous les deux de bons indicateurs de la violence de la collision (caractérisée soit par la charge du pré-fragment, soit par son énergie d'excitation) car ils sont relativement indépendants du modèle de désexcitation utilisé. En ce sens, ces variables permettent de mieux caractériser le pré-fragment pour en étudier la désexcitation, comme nous allons le faire dans la partie suivante. En revanche, le filtre expérimental et l'impossibilité de disposer d'une information sur les protons exploitable, font que ces variables reconstruites ne sont pas suffisamment sensibles aux prédictions des modèles de cascade pour pouvoir les discriminer.

5.4 Étude de la désexcitation du pré-fragment

L'obtention de variables caractérisant le pré-fragment nous permet de contraindre ce dernier afin d'en étudier sa désexcitation. Nous allons dans un premier temps étudier l'émission

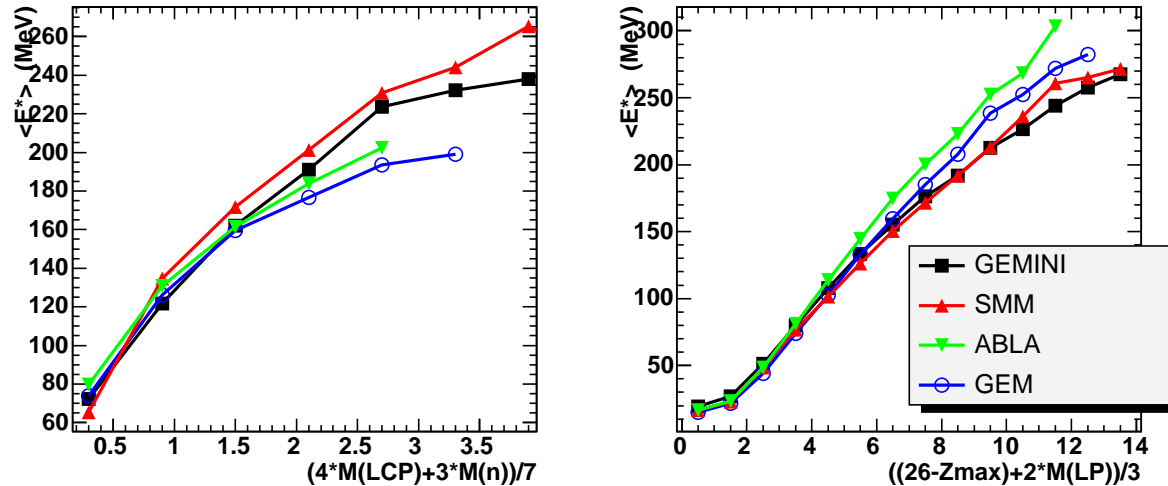


FIG. 5.18 – Représentation de la dépendance de l'énergie d'excitation avec les variables $X = (4 * \text{Mult}(n) + 3 * \text{Mult}(LCP)) / 7$ (gauche) et $X = ((26 - Z_{\text{max}}) + 2 * \text{Mult}(LP)) / 3$ (droite) pour les codes de désexcitation GEMINI, SMM, ABLA et GEM, associés à INCL4 et après le filtre GEANT 4.

des différentes particules de désexcitation en fonction de la violence de la collision caractérisée par Z_{bound} . Nous nous intéresserons ensuite à l'émission des fragments de masse intermédiaire afin d'en comprendre le mécanisme d'émission.

Nos données expérimentales seront comparées à différents codes de désexcitation, tous associés à INCL4. Même si nous avons vu au paragraphe précédent qu'il n'était pas possible de tester le code de cascade avec nos données, plusieurs arguments nous ont conduit au choix de INCL4 pour le reste de l'étude :

- pour le fer, les sections efficaces expérimentales des résidus proches du projectile (là où la désexcitation joue peu) sont particulièrement bien reproduites. L'utilisation d'un code de cascade tel que Bertini, qui conduit en moyenne à une énergie d'excitation plus grande du pré-fragment, a pour effet de dépeupler les sections efficaces des résidus proches du projectile.
- Pour le fer, la distribution en énergie d'excitation du pré-fragment donnée par ISABEL est très similaire à celle donnée par INCL4.

5.4.1 Émission des différentes particules

Nature des particules émises en fonction de la charge du pré-fragment

Sur la figure 5.19, la multiplicité moyenne des particules détectées est représentée en fonction de la variable Z_{bound} . Nous pouvons observer que, quelle que soit la violence de la collision, le mode de désexcitation principal reste l'émission de particules légères : neutrons, α et probablement protons, non mesurés ici. La multiplicité moyenne des neutrons semble atteindre

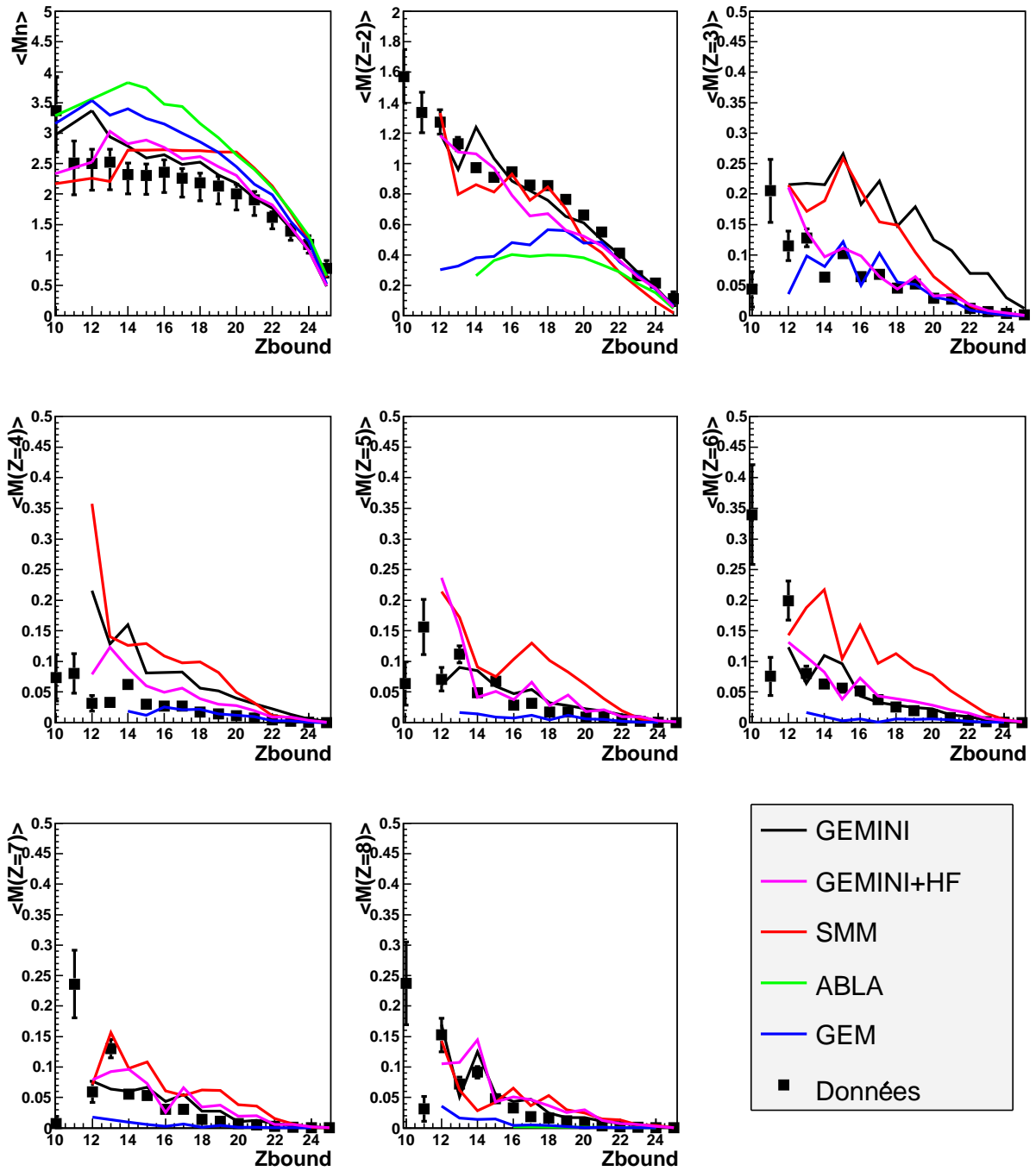


FIG. 5.19 – Représentation des multiplicités de particules émises en fonction de Z_{bound} . Les points correspondant aux codes ne sont tracés que lorsque le nombre d'événements pour une valeur de Z_{bound} donnée est supérieur à 30.

un plateau à une valeur proche de 2 pour $Z_{bound} < 20$, alors que l'émission des autres particules augmente continuellement lorsque la violence de la collision augmente. La multiplicité moyenne des fragments de masse intermédiaire reste inférieure à 0,2. On a ainsi en moyenne 10 particules α émises pour un noyau de lithium. Un autre fait remarquable concerne l'effet pair-impair observé pour les fragments de charge 3 et 5. On observe en effet que les pré-fragments avec un Z_{bound} impair ont une probabilité plus grande d'émettre des fragments de charge 3 que les pré-fragments avec un Z_{bound} pair. Cela pourrait être une indication que les cassures sont essentiellement binaires, avec seulement deux fragments de charge supérieure à 3 dans leur état final. En effet, dans ce cas, l'effet observé signifie simplement que la probabilité d'avoir deux noyaux de charge impaire dans leur état final est globalement faible.

La comparaison aux codes de calcul est également instructive car ces données, plus contraignantes que les données inclusives, permettent de discriminer les différents codes de désexcitation. Pour ABLA, on observe que la production de neutrons suit globalement la même tendance que les valeurs expérimentales mais que la production de neutrons est trop importante en valeur absolue. Cela vient confirmer le fait que les distributions isotopiques données par ABLA sont centrées sur une valeur $\langle A \rangle$ trop faible [20] : ceci est révélateur du fait que l'évaporation de neutrons est surestimée avec ABLA. La production de particules α est également très mal reproduite car elle est largement sous-estimée pour $Z_{bound} < 22$. Ainsi, on peut penser que pour les réactions centrales, ABLA ne modélise pas correctement la compétition entre neutrons et particules α .

Des conclusions similaires s'appliquent pour GEM, qui est néanmoins légèrement plus proche des données. En revanche, l'émission des fragments de masse intermédiaire est très bien reproduite pour les charges 3 et 4, avec en particulier l'effet pair-impair pour $Z = 3$. Au-delà, la production des fragments de masse intermédiaire devient systématiquement sous-estimée dans GEM.

Le cas de GEMINI est exactement contraire à celui de GEM. Il prédit en effet correctement la production des neutrons et des particules d'hélium mais nettement moins bien celle des noyaux de lithium et de béryllium. La production des fragments de charge supérieure est néanmoins correctement reproduite en valeur absolue, même si l'effet pair-impair est beaucoup moins visible que dans les données. Rappelons que pour les fragments de charge inférieure ou égale à 2, GEMINI utilise le formalisme de Hauser-Feshbach et que par défaut, il utilise le modèle de l'état transitoire pour les fragments de charge supérieure ou égale à 3.

Le modèle de l'état transitoire étant connu pour surestimer la production de lithium et de béryllium, nous avons également testé GEMINI en imposant l'utilisation de Hauser-Feshbach jusqu'à $Z = 4$ inclus (noté GEMINI+HF sur la figure 5.19). Nous pouvons alors observer que pour $Z = 3$ et $Z = 4$, GEMINI+HF se rapproche de nos données sans que les prédictions sur les autres fragments ne soient trop modifiées.

Enfin, le comportement de SMM est très différent des autres codes de désexcitation. La multiplicité de neutrons est d'abord surestimée pour les grands paramètres d'impact puis sature, ce qui peut s'expliquer par l'ouverture de nouveaux canaux de désexcitation, largement surestimés avec SMM (d'un facteur 4 environ). En revanche, quantitativement, l'émission de fragments de charge 2 est correctement reproduite par SMM.

Discussion sur l'évaporation de particules légères

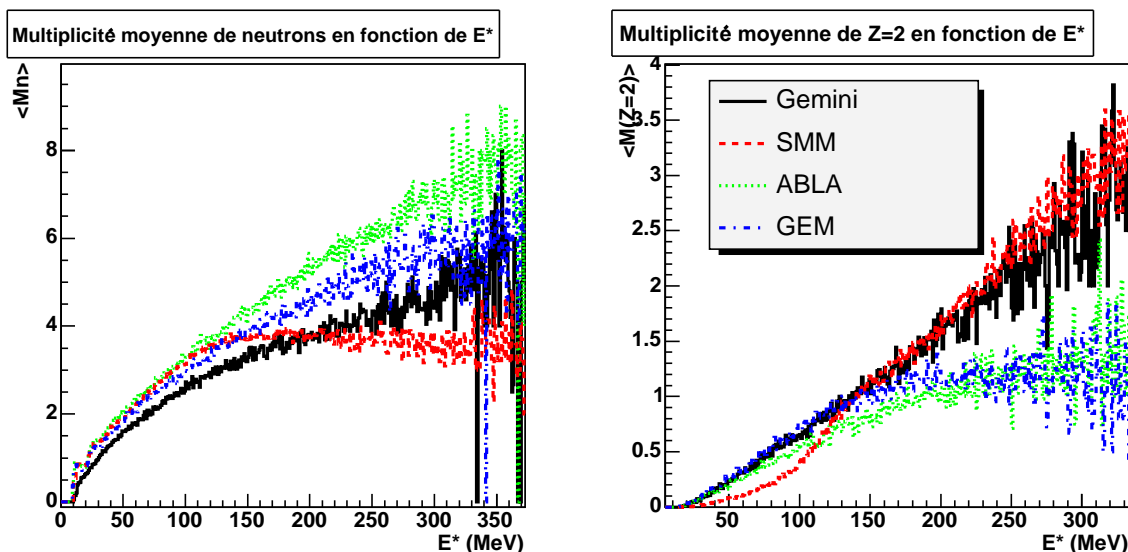


FIG. 5.20 – Représentation des multiplicités moyennes de neutrons et d' α en fonction de E^* dans les différents modèles de désexcitation, sans filtre expérimental GEANT 4.

Dans cette partie, nous nous intéresserons uniquement à l'émission des neutrons et des fragments de charge 2, majoritaires par rapport à l'émission des autres particules. En particulier, nous pouvons nous demander pourquoi la multiplicité moyenne d'hélium ($M(Z = 2)$) prédite par GEM et ABLA ne reproduit pas du tout la tendance expérimentale. La saturation observée à de faibles Z_{bound} se retrouve en fait dans les corrélations $M(Z = 2)$ -charge du pré-fragment, $M(Z = 2)$ -moment angulaire du pré-fragment ou encore $M(Z = 2)$ -énergie d'excitation, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.20, dans laquelle aucun filtre expérimental n'a été appliqué. En d'autres termes, lors d'une collision très centrale, l'émission de fragments de charge 2 est sous-estimée dans ABLA et GEM. Cette sous-estimation est faite au profit de l'émission des neutrons (Fig. 5.19) et des protons, ce qui suggère une mauvaise compétition entre neutrons, protons et α .

Nous avons testé plusieurs hypothèses pouvant expliquer ces différences. Nous avons tout d'abord pensé à une estimation erronée de la barrière d'émission des $Z = 2$. Une indication nous est donnée par les spectres des particules d'hélium donnés par les différents codes (Fig. 5.21). Nous remarquons que ces spectres sont tous très différents. En particulier, le spectre donné par ABLA suggère une barrière d'émissions beaucoup plus haute que dans les autres codes. Rappelons que dans ABLA, la compétition entre les différentes particules émises inclut un test sur l'énergie d'excitation disponible dans le noyau, qui doit être supérieure à la barrière coulombienne (calculée à partir d'une formule simple) à laquelle s'ajoute l'énergie de séparation. Nous pouvons de plus observer pour SMM et GEMINI que le spectre ne « tombe » pas à zéro pour les particules d'hélium d'énergie cinétique nulle. Cette observation est d'autant plus intéressante qu'elle semble être corroborée expérimentalement par la mesure de spectres

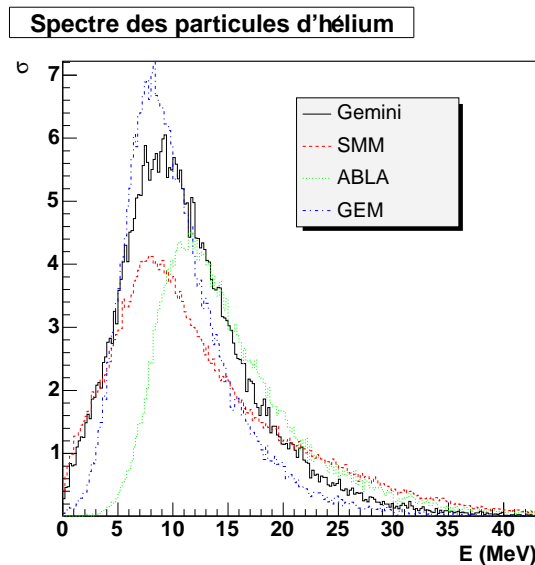


FIG. 5.21 – Spectres en énergie cinétique des particules d'hélium émises durant la phase de désexcitation. Les codes GEMINI, SMM, ABLA et GEM sont associés à la cascade INCL4.

en énergie dans le cadre de la collaboration NESSI, bien reproduits en forme par GEMINI (Fig. 5.22).

Outre la hauteur de la barrière d'émission, une autre explication possible des différences entre les multiplicités d'hélium prédites par les différents codes pourrait être l'introduction par R. J. Charity d'une possible production d'hélium 5 dans GEMINI [124]. Cette modification a été ajoutée dans GEMINI suite au constat que la production d' α de basse énergie était systématiquement sous-estimée par les codes. Le noyau d' ^5He , instable avec une largeur de 0,6 MeV, peut franchir la barrière coulombienne puis décroître par émission d'un α et d'un neutron. Le neutron emportant en moyenne 20 % de l'énergie cinétique de l' ^5He , les α produits par ce biais ont ainsi des spectres décalés vers les basses énergies, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.23 (droite). Nous constatons aussi que dans notre cas, cette contribution d' α issus de la désintégration d'hélium 5 dans GEMINI est très faible (de l'ordre de 6 %) et ne peut donc pas expliquer les différences observées avec les autres codes sur la figure 5.20.

Nous avons également voulu tester la prise en compte de la conservation du moment angulaire par GEMINI, qui doit favoriser l'émission de particules de fort moment angulaire lorsque le pré-fragment a moment angulaire important. Nous avons étudié cette dépendance en ramenant le moment angulaire des pré-fragments à zéro en paramètre d'entrée de GEMINI. Nous n'avons alors pas observé de différence significative avec le calcul précédent, montrant que l'influence du moment angulaire du pré-fragment sur la production d'hélium est très faible dans GEMINI.

L'origine des différences observées entre les différents codes de désexcitation pour l'émission des fragments de charge 2 ne peut donc pas être caractérisée de façon simple. On pourrait penser à une modélisation différente des densités d'état ou des coefficients de transmission,

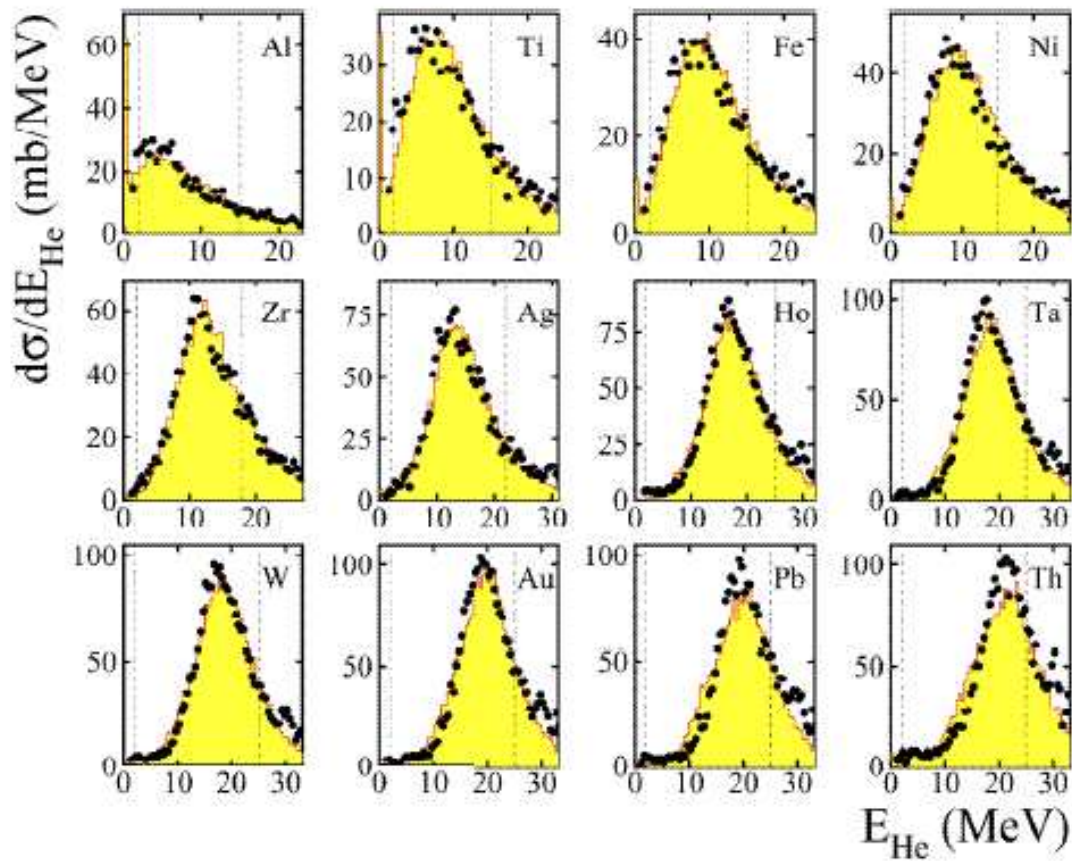


FIG. 5.22 – Spectres en énergie cinétique des particules d'hélium mesurés à l'aide du dispositif NESSI, comparés à INCL2.0+GEMINI, après renormalisation [115].

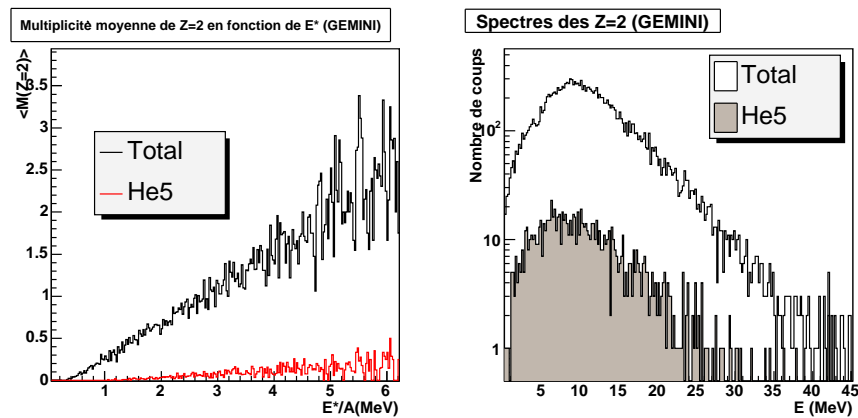


FIG. 5.23 – (gauche) Contribution des particules issues de la désintégration de l'hélium 5 aux multiplicités moyennes de fragments de charge 2, tracées en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon du pré-fragment. (droite) Contribution de ces mêmes particules aux spectres en énergie cinétique des particules de charge égale à 2.

ou encore à l'influence des autres canaux de désexcitation : en effet, à haute énergie d'excitation, l'émission des neutrons et des particules d'hélium dans GEMINI et SMM est en forte compétition avec l'émission des fragments de masse intermédiaire, qui peuvent modifier le rapport de branchement entre les neutrons et les particules de charge 2.

5.4.2 Mécanisme d'émission des fragments de masse intermédiaire

Nous définissons ici les fragments de masse intermédiaire (notés IMF par la suite, pour *Intermediate Mass Fragments*) comme les fragments de charge supérieure ou égale à 3.

Pour produire ces fragments de masse intermédiaire observés dans les données, divers modèles ont été proposés dans les codes de désexcitation. Plusieurs mécanismes pourraient en effet expliquer leur production :

- ces fragments pourraient être modélisés dans le cadre du formalisme de Weisskopf étendu aux fragments de charge plus lourde. C'est l'approche adoptée dans GEM.
- Ces fragments pourraient également être produits par un mécanisme de fission très asymétrique dans le cadre du formalisme de l'état transitoire (cas de GEMINI).
- Ils pourraient enfin être le signe d'un début de multifragmentation, une forte production de fragments de masse intermédiaire en étant l'un des signes. Cela ne serait d'ailleurs pas complètement incompatible avec les énergies d'excitation observées à la sortie d'INCL4, qui donne une énergie d'excitation moyenne de 1,5 MeV par nucléon, avec environ 2,5 % d'événements avec une énergie d'excitation supérieure à 5 MeV par nucléon.

Précisons que, du fait de la très bonne acceptance des fragments de charge supérieure ou égale à 3, nous avons choisi d'effectuer l'étude sur les IMF sans filtre expérimental, sauf quand cette étude a été faite en fonction de la multiplicité des particules légères qui, elle, dépend fortement du filtre expérimental.

Multiplicité

Les sections efficaces des multiplicités de fragments de masse intermédiaire sont représentées sur la figure 5.24. Nous pouvons remarquer que les événements avec deux fragments de masse intermédiaire représentent expérimentalement 32 mb, soit moins de 5 % des événements. Ceux avec trois fragments de masse intermédiaire représentent à peine 2 mb, soit 0,3 % des événements. Cette multiplicité est largement surestimée par les codes SMM et GEMINI. En ce qui concerne SMM, nous avons vu que cette surestimation était générale quelle que soit la taille de l'IMF émis (Fig. 5.19), ce qui pourrait notamment s'expliquer par une surestimation des canaux de multifragmentation ou d'évaporation généralisée. Pour ce qui est de GEMINI, cette surestimation est en grande partie due à l'émission des fragments des charges 3 et 4 par le modèle de l'état transitoire qui, comme nous l'avons vu, surestime les données. Ainsi, le fait d'imposer le formalisme de Hauser-Feshbach jusqu'à $Z = 4$ diminue beaucoup le désaccord de la multiplicité observé pour GEMINI. En ce qui concerne ABLA, les seuls événements correspondant à l'émission de deux fragments de charge supérieure ou égale à 3 correspondent à des événements de fission (du même type que pour les noyaux lourds, et non de la fission très asymétrique). GEM est, en revanche, en assez bon accord avec les données expérimentales.

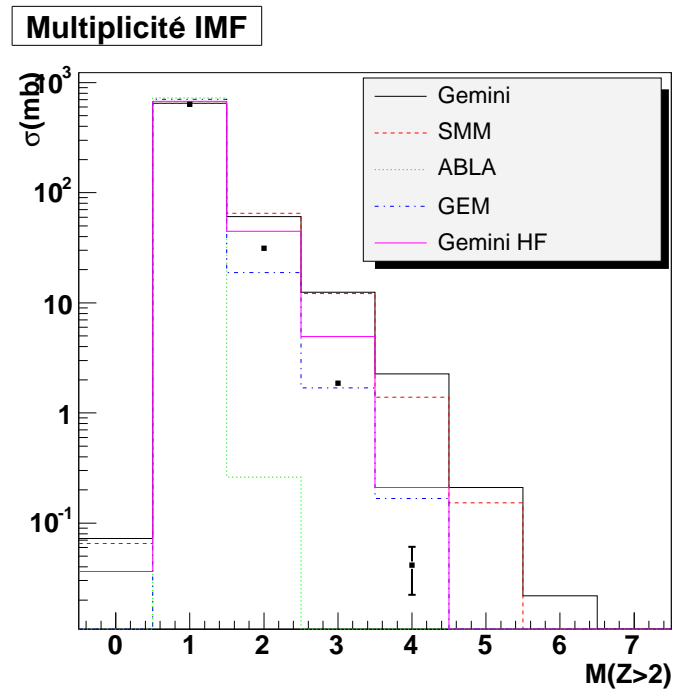


FIG. 5.24 – Section efficace de la multiplicité des fragments de masse intermédiaire ($Z > 2$). Les codes de désexcitation sont associés au code de cascade INCL4. Les points noirs sont les points expérimentaux. Aucun filtre expérimental n'est appliqué sur les modèles.

Ainsi, quel que soit le modèle, un mécanisme d'évaporation séquentielle de fragments de masse intermédiaire pourrait être suffisant pour expliquer les multiplicités d'IMF observées (GEM ou GEMINI+Hauser-Feshbach).

Sections efficaces en charge des IMF

La contribution des sections efficaces en charge des IMF dans les sections efficaces totales détectées nous permet d'estimer dans quelle partie du spectre en charge la prise en compte de l'émission des IMF aura une incidence (Fig. 5.25).

Nous pouvons voir que les événements pour lesquels au moins deux fragments de masse intermédiaire sont détectés en coïncidence contribuent principalement aux sections efficaces des fragments légers de charge inférieure à 9 dont ils sont, de loin, le principal mode de production. Cela est également visible sur la figure 5.1, dans laquelle la contribution des résidus de spallation⁹ est négligeable pour les fragments de charge inférieure à 8.

Par ailleurs, nous pouvons voir sur la figure 5.25(a) que les événements pour lesquels au moins deux IMF ont été détectés ne contribuent que pour quelques mb aux sections efficaces des éléments de charge comprise entre 10 et 18. Or, les différences observées entre ABLA et les données expérimentales sont plutôt de l'ordre de la dizaine de mb (Fig. 5.3). Ainsi, le fait que ABLA reproduise mal les résidus de charge comprise entre 10 et 18 ne peut pas directement s'expliquer par la seule absence de modélisation de l'émission de fragments de masse intermédiaire. Nous y reviendrons à la fin.

La comparaison de ces données avec les codes de désexcitation est, là encore, très instructive car ils donnent tous des résultats très différents.

En ce qui concerne GEMINI, les événements avec au moins deux fragments de charge supérieure à 3 sont globalement surestimés. Comme nous l'avons déjà vu, cette surestimation concerne principalement les événements très asymétriques avec un fragment lourd de charge supérieure à 15 et un fragment léger de charge 3 ou 4. Ainsi, nous pouvons voir qu'en imposant le formalisme de Hauser-Feshbach pour traiter l'émission des fragments de charge 3 et 4, la production globale des fragments de masse intermédiaire est très correctement reproduite.

Au contraire, GEM reproduit parfaitement les cassures très asymétriques ce qui est lié, comme nous l'avons vu, à une bonne reproduction de la section efficace de $Z = 3$ et $Z = 4$. En revanche, les cassures plus symétriques faisant intervenir deux fragments de charge voisine de 7 sont systématiquement sous-estimées par GEM.

Enfin, SMM semble reproduire relativement correctement la forme des distributions, mais le taux de production des fragments de masse intermédiaire est systématiquement un facteur 3 ou 4 au-dessus des données expérimentales.

Afin d'avoir une vue plus qualitative du type des cassures observées dans la réaction, nous avons examiné, pour chaque événement conduisant à l'émission d'au moins deux IMF, la charge du plus gros fragment émis en fonction de la charge du deuxième plus gros fragment (Fig. 5.26). Nous pouvons remarquer que dans la très grande majorité des cas, les cassures observées sont très asymétriques, avec un fragment lourd émis en coïncidence avec un fragment de charge 3

⁹Rappelons que nous appelons résidu de spallation le plus gros fragment émis par événement.

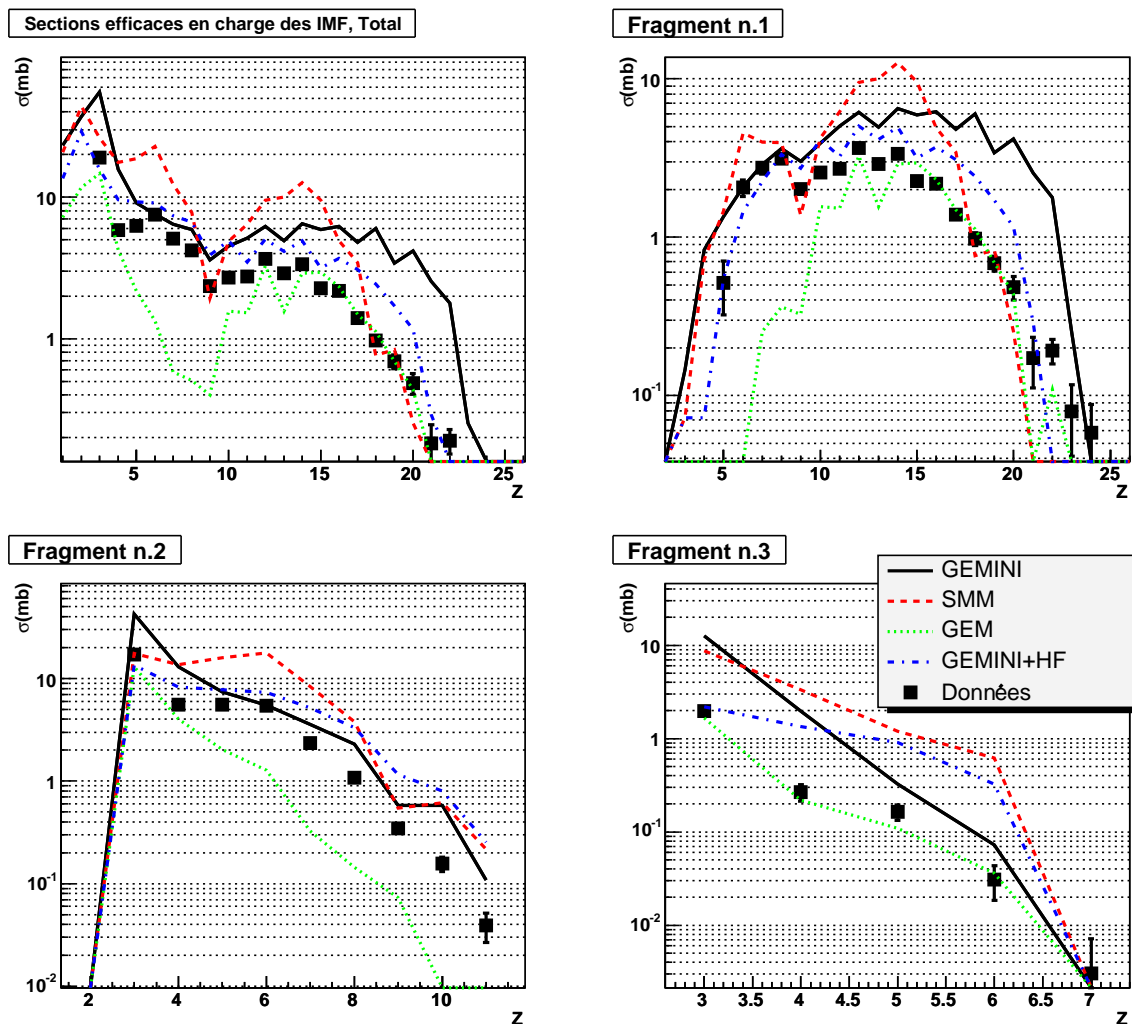


FIG. 5.25 – Sections efficaces en charge des fragments émis lors d'événements avec au moins deux fragments de charge strictement supérieure à 2 détectés. De gauche à droite, de haut en bas : (a) pour tous les fragments émis lors de ces événements. (b) Pour le plus gros fragment. (c) Pour le deuxième plus gros fragment. (d) Pour le troisième plus gros fragment.

ou 4. Nous observons par ailleurs quelques événements pour lesquels la cassure est beaucoup plus symétrique, avec deux fragments de charge située autour de 7.

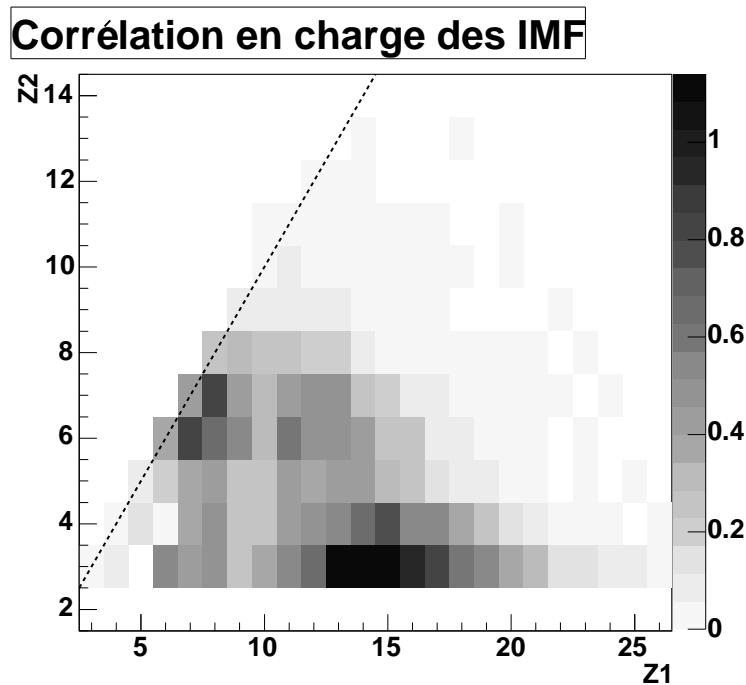


FIG. 5.26 – Charge du second plus gros fragment (Z_2) en fonction de la charge du plus gros fragment (Z_1), pour les événements comportant au moins 2 fragments de charge supérieure ou égale à 3. L'échelle selon l'axe Z est en mb. La ligne pointillée symbolise la droite $Z_1 = Z_2$

Nous souhaitons visualiser l'évolution des cassures en fonction de l'énergie d'excitation du pré-fragment. Pour cela, nous pouvons utiliser l'étude précédente qui nous a montré que la multiplicité des neutrons et des particules de charge strictement supérieure à 1 était corrélée à l'énergie d'excitation du pré-fragment. Afin d'éviter les problèmes d'autocorrélation, nous avons restreint les multiplicités aux neutrons et aux noyaux d'hélium¹⁰. Nous pouvons néanmoins vérifier que la corrélation avec l'énergie d'excitation reste bonne (Fig. 5.27). Ainsi, nous avons tracé la charge du plus gros fragment en fonction de la charge du deuxième plus gros fragment pour plusieurs coupures en multiplicité de particules légères (He et neutrons). Nous pouvons observer sur la figure 5.28 que plus la multiplicité de particules légères est grande, plus les cassures sont symétriques et la charge du pré-fragment petite. Il faut néanmoins garder à l'esprit que le fait de sélectionner une multiplicité importante en particules légères (et donc en hélium) a également pour effet de diminuer la charge moyenne du plus gros fragment, comme nous pouvons le voir par exemple dans la figure 5.28 pour les fragments en coïncidence avec le lithium. Il est donc « naturel » de trouver des événements globalement plus symétriques lorsque la multiplicité de particules légères (et donc d'hélium) augmente. Toutefois, un phénomène intéressant

¹⁰Nous évitons ainsi que la détection des événements avec 3 IMF ou plus ne soit naturellement favorisée lorsque l'on sélectionne une multiplicité importante.

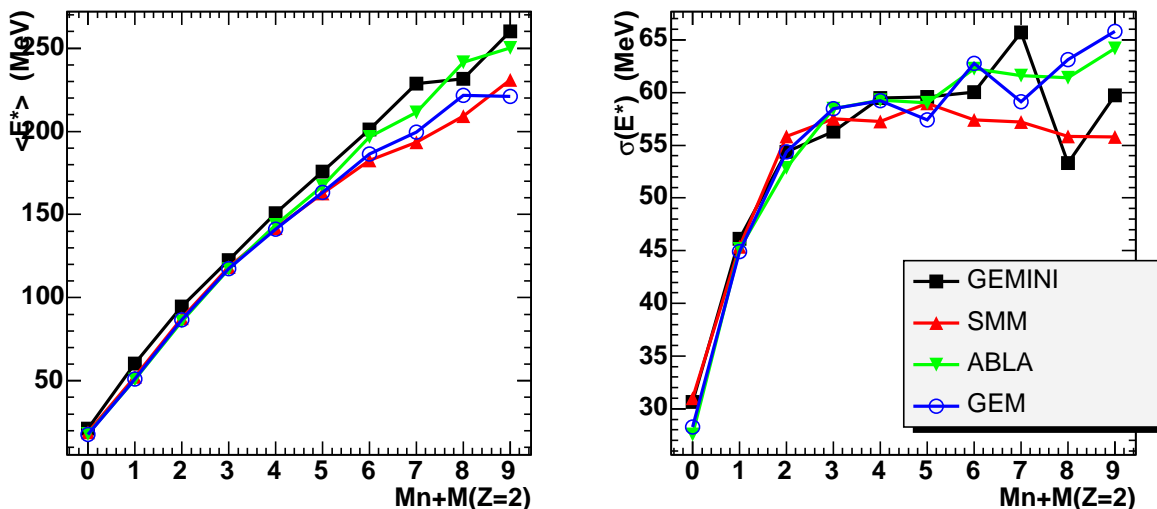


FIG. 5.27 – Relation entre l'énergie d'excitation moyenne et la multiplicité de neutrons et d'hélium (gauche : moyenne, droite : RMS), pour la cascade INCL4, couplée à ABLA, GEMINI, SMM ou GEM. Les calculs sont filtrés au travers de GEANT 4.

est lié au fait que les événements correspondant à des cassures en deux fragments de taille similaire ($Z \approx 7$) ne deviennent significatifs par rapport aux cassures asymétriques que pour des multiplicités de particules légères élevées ($Mn + M(Z = 2) > 4$).

Pour comparer cette évolution avec les codes de désexcitation, nous avons choisi de travailler avec les différences de charge entre le plus gros et le deuxième plus gros fragment, pour différentes coupures en multiplicité de particules légères (neutrons et $Z = 2$)¹¹. La comparaison des données expérimentales aux codes de calcul pour les trois coupures est présentée sur la figure 5.29. Nous pouvons observer comme pour la figure 5.28 que nous passons d'un mode de cassure donnant deux fragments de charge très différente à un mode de cassure où les deux fragments ont sensiblement la même charge, avec entre les deux un passage où les deux modes de cassure coexistent. Il apparaît très clairement que GEM ne reproduit pas du tout cette tendance, ce qui se reflétait dans la figure 5.19 par une sous-estimation de plus en plus importante dans l'émission des fragments de charge supérieure à 4. Concernant SMM, cette tendance n'est pas très bien reproduite, les cassures gardant une composante asymétrique pour les multiplicités 5-7. Le passage de cassures asymétriques à des cassures symétriques est en revanche très bien reproduit par GEMINI, en particulier associé à Hauser-Feshbach (comme nous l'avons vu, la surestimation de l'émission des fragments de charge 3 et 4 avec GEMINI conduit à une surestimation des cassures asymétriques).

¹¹Du fait de la faible charge du fer, la variable d'asymétrie $\eta = (Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$ est particulièrement discontinue et inadaptée dans notre cas.

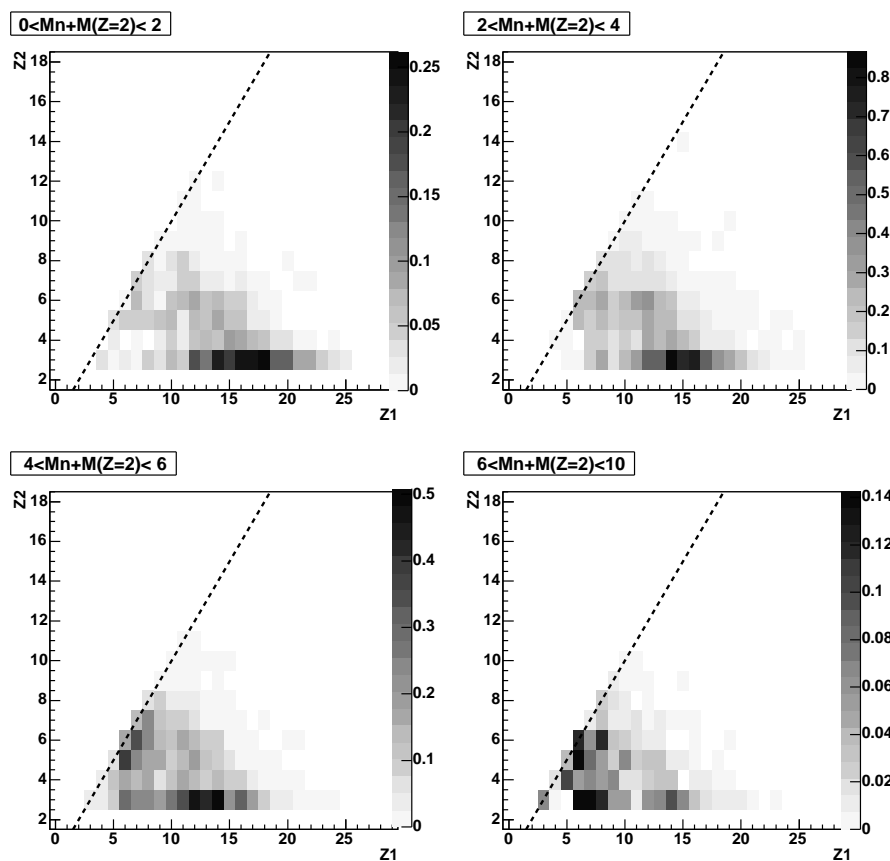


FIG. 5.28 – Charge du second plus gros fragment en fonction de la charge du plus gros fragment, pour les événements comportant au moins 2 fragments de charge supérieure ou égale à 3, tracée pour plusieurs coupures en multiplicités de neutrons et de $Z = 2$. L'échelle selon l'axe Z est en mb.

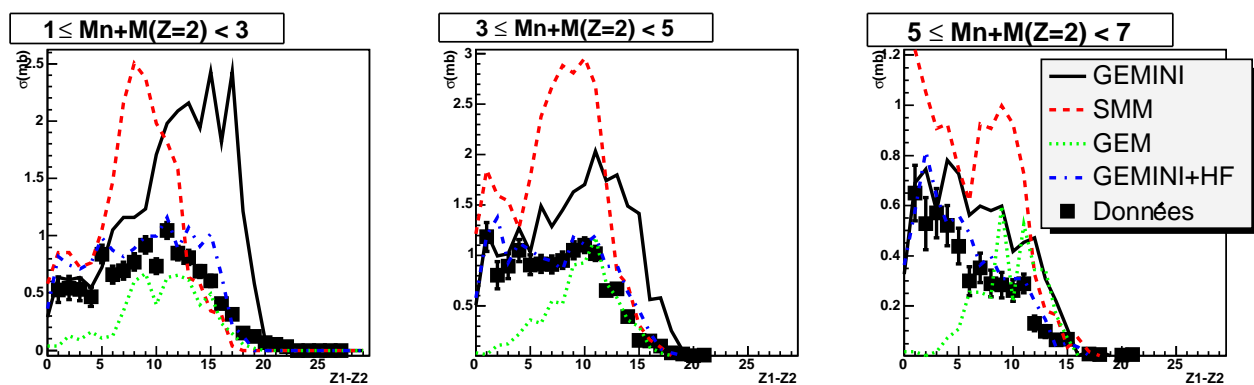


FIG. 5.29 – Différence entre la charge du plus gros fragment et la charge du deuxième plus gros fragment, dans le cas où deux fragments de charge supérieure ou égale à trois ont été émis en coïncidence, pour plusieurs coupures en multiplicité de neutrons et de particules de charge 2.

Discussion sur l'émission des IMF

L'étude que nous avons menée nous permet d'apporter quelques réponses au sujet de l'émission des fragments de masse intermédiaire lors de la réaction $^{56}\text{Fe}+p$ à 1 GeV par nucléon.

Pour ce qui est des codes, il apparaît que l'association de INCL4+GEMINI (avec l'option Hauser-Feshbach étendue à $Z = 3$ et $Z = 4$) reproduit à la fois la multiplicité moyenne d'IMF produits, leur variation avec la violence de la collision et l'évolution de leur différence de charge avec l'excitation du pré-fragment. Le code d'évaporation généralisée GEM reproduit relativement bien la section efficace totale de production des IMF mais il sous-estime largement la production des fragments de charge supérieure à 4 et conserve ainsi un mode de cassure préférentiellement très asymétrique, et ce quelle que soit l'énergie d'excitation du pré-fragment. Enfin, SMM, associé à INCL4, surestime largement la production des fragments de charge intermédiaire, quelle que soit leur charge. Dans SMM, ces fragments de masse intermédiaire sont produits par multifragmentation mais aussi par évaporation généralisée, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.30, dans laquelle nous avons identifié la contribution de la multifragmentation. Par ailleurs, compte tenu du fait que le noyau doit subir en théorie une très faible compression (et donc une très faible expansion) lors de la collision avec un proton, nous avons effectué de nouveau le calcul avec un volume de *break-up* égal au volume du pré-fragment. Nous voyons que la part de la multifragmentation diminue sensiblement mais que les sections efficaces en charge ne sont au final pas modifiées, ce qui montre que le mécanisme de multifragmentation est alors compensé par l'évaporation généralisée.

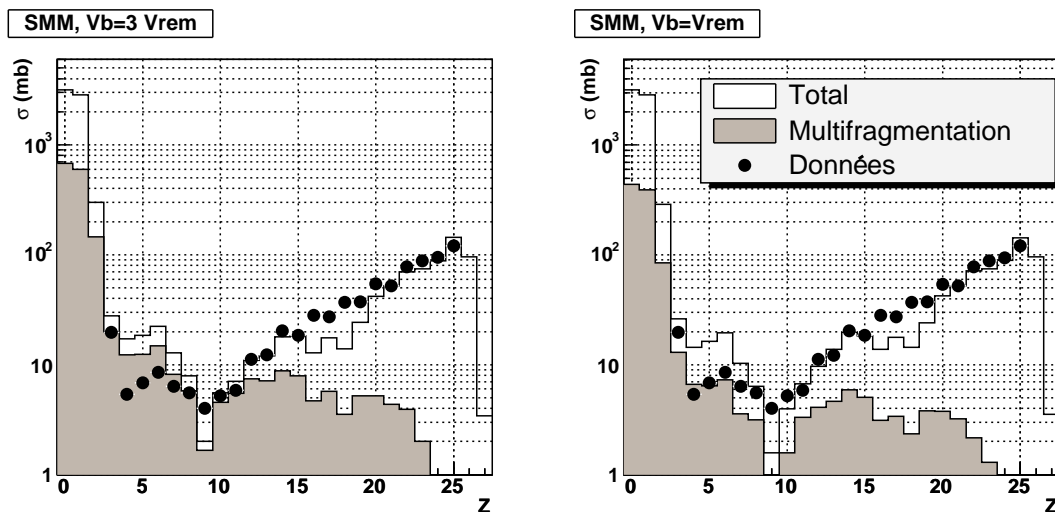


FIG. 5.30 – Contribution des événements de multifragmentation aux sections efficaces par élément calculées avec SMM. (gauche) Pour un volume de *break-up* égal au triple du volume du pré-fragment. (droite) Pour un volume de *break-up* égal au volume du pré-fragment

Physiquement, nous pouvons constater que les multiplicités mises en jeu restent très faibles en moyenne et peuvent être tout à fait reproduites par un mécanisme d'évaporation séquentielle. Par ailleurs, la très grande majorité des événements que nous observons sont des

événements de cassure binaire très asymétrique, associés à des températures du noyau modestes (de l'ordre de 2-3 MeV). Pour des réactions plus violentes, ces cassures deviennent de plus en plus symétriques, ce qui correspond à la fois au scénario attendu dans le cas de cassures binaires (éloignement de la vallée de Businaro-Gallone [60]), ou de début de multifragmentation (transition de cassures à faible multiplicité d'IMF et à forte asymétrie vers des cassures symétriques de multiplicité plus importante).

Si l'on associe ces observations à celles faites pour le FRS [113] concernant les distributions en vitesses, l'existence de cassures binaires très asymétriques est en accord avec l'observation de la signature de la répulsion coulombienne d'un noyau lourd dans les spectres en vitesse des noyaux légers. Cependant, en ce qui concerne les sections efficaces, les indices cités par P. Napolitani et al. [113] suggérant un début de multifragmentation ne sont pas confirmés dans notre expérience¹². En particulier, les sections efficaces et les multiplicités d'IMF que nous observons sont tout à fait compatibles avec un scénario d'émission séquentielle. Pour aller plus loin dans la compréhension du mécanisme, il faudrait probablement observer si les corrélations angulaires entre les différents fragments confirment ce scénario d'émission séquentielle. En outre, du fait de la très faible probabilité d'observer plus de deux IMF en coïncidence, les corrélations angulaires devraient également être étudiées avec les α .

5.4.3 Bilan de population du spectre en charge

Maintenant que nous avons mis en évidence les différents types d'états finaux auxquels nous pouvons aboutir à l'issue de la réaction, nous pouvons examiner leur contribution aux sections efficaces en charge.

Reprenons le graphe des sections efficaces par élément présenté sur la figure 5.1. La figure 5.31 montre les différents types d'événements contribuant à ces sections efficaces en charge pour les codes de désexcitation précédemment étudiés. Afin de prendre en compte le fait que toutes les particules d'hélium ne sont pas détectées, les codes sont passés au travers du filtre GEANT 4, avec la cascade INCL4. Le dernier graphe représente les contributions expérimentales cumulées des différents modes de désexcitation au spectre total en charge. Sur les autres figures, les traits noirs symbolisent les frontières entre ces différentes contributions dans les données expérimentales, afin de pouvoir les comparer aux codes de calcul. Nous pouvons voir que GEMINI (avec l'option Hauser-Feshbach pour $Z = 3$ et $Z = 4$) reproduit bien la répartition des événements conduisant à l'émission d'IMF ou d' α , mis à part pour la région $Z = 12 - 18$, dans laquelle il sous-estime la production d'hélium. On peut néanmoins dire que l'accord global des données et du code pour les sections efficaces par élément s'accompagne d'un accord plus fin sur la répartition du type des événements de désexcitation. Ce n'est pas le cas pour SMM qui reproduit relativement correctement les sections efficaces en charge globales, mais pour lequel la répartition du type d'événements est en revanche assez différente des données. En particulier, pour les fragments de charge 10-18, la trop forte émission de fragments de masse intermédiaire est compensée par la production d'hélium un peu trop faible.

¹²Précisons que d'autres arguments en faveur d'un début de multifragmentation ont été donnés dans [113]. Ils sont basés sur les spectres en vitesse des fragments légers, que nous n'avons pas obtenus dans notre analyse.

En ce qui concerne INCL4+GEM et INCL4+ABLA, nous pouvons voir que le fait qu'ils ne parviennent pas à reproduire les sections efficaces des résidus loin du projectile est en grande partie lié à une évaporation trop faible d'hélium. En effet, la majeure partie de la section efficace « manquante » entre $Z = 10$ et $Z = 18$ correspond à des événements pour lesquels au moins un noyau d'hélium a été détecté expérimentalement. Cette évaporation trop faible peut provenir des paramètres de l'évaporation, comme nous l'avons déjà discuté, mais d'autres effets tels qu'une énergie d'excitation trop faible à la fin de la cascade INCL4 pourraient également entrer en jeu, même si nous avons des raisons de penser que cette dernière ne devrait pas être trop fautive (voir l'introduction du paragraphe 5.4). En dessous de $Z = 8$, la raison principale du désaccord entre ces codes et l'expérience devient l'émission d'IMF, absente dans ABLA et trop faible dans GEM.

Cette étude nous permet ainsi de voir que les sections efficaces par élément sont en réalité très sensibles aux différents modes de désexcitation et à leur compétition. Elle nous permet également d'identifier au niveau des codes de désexcitation quels sont les types de décroissance qui font défaut.

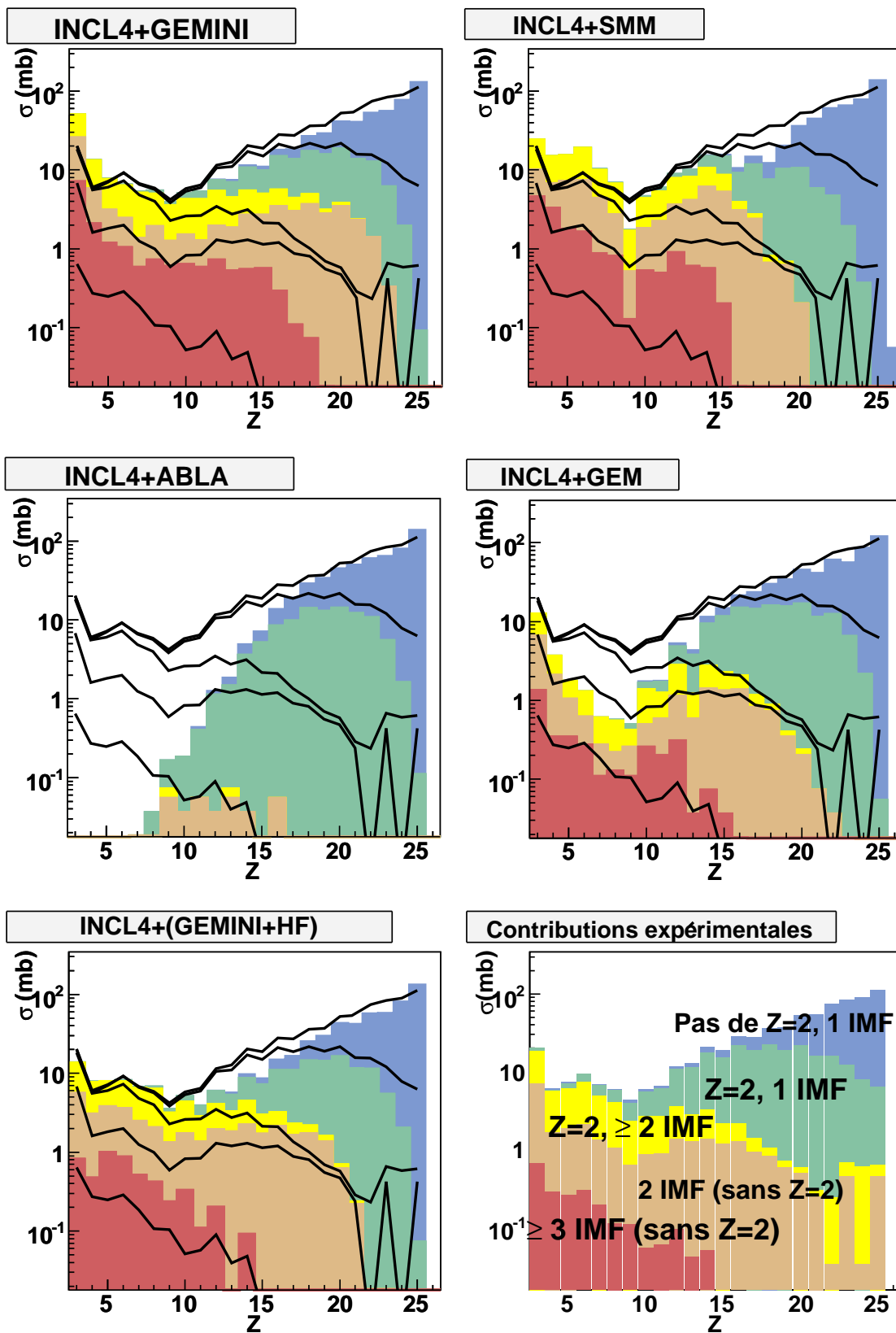


FIG. 5.31 – Contribution des différents modes de désexcitation au spectre en charge observé pour les codes de désexcitation GEMINI (option par défaut ou Hauser-Feshbach pour $Z \leq 4$), SMM, ABLA, GEM, associés à INCL4, après filtre GEANT 4, comparés à l'expérience (voir texte). Les spectres sont cumulatifs et distinguent les événements pour lesquels ont été détectés, dans l'ordre : (1) plus de 3 IMF (2) seulement 2 IMF (3) plus de 2 IMF et des noyaux d'hélium (4) 1 IMF et des noyaux d'hélium (5) 1 IMF seul.

Conclusion

La présence de réactions de spallation dans l'univers et leur utilisation au sein de sources de neutrons ou de réacteurs hybrides motivent l'élaboration de modèles décrivant cette réaction de la façon la plus prédictive possible. Dans ce cadre, de nombreuses expériences ont été menées dans le but de mesurer les produits de la réaction, en s'intéressant la plupart du temps à un certain type de produits de réaction (neutrons, résidus lourds...). Si ces expériences ont éclairé notre compréhension du phénomène, la mise en place d'expériences plus contraignantes est aujourd'hui une étape nécessaire dans la compréhension du mécanisme et dans l'interprétation des différences observées entre les prédictions des codes et les données expérimentales.

C'est dans cette optique que s'inscrit le travail de thèse présenté ici, consacré à l'étude des résidus de spallation et des particules associées dans la réaction $^{56}\text{Fe}+p$ à 1 GeV par nucléon. L'expérience a été réalisée auprès de l'accélérateur d'ions lourds GSI (Darmstadt, Allemagne) avec le dispositif SPALADIN. Nous avons mesuré pour la première fois en coïncidence et en cinématique inverse les particules légères de faible énergie dans le centre de masse et les résidus de spallation.

Ce travail de thèse s'est déroulé en deux temps. Nous avons dans un premier temps participé au montage du dispositif et à la mise en place des outils d'acquisition des données et de contrôle des données en ligne (non décrit dans ce manuscrit), puis avons procédé à l'analyse de l'expérience proprement dite.

La première étape de l'analyse a consisté en l'étalonnage des différents détecteurs. Nous avons ensuite cherché à tester les performances du dispositif en comparant les données de SPALADIN avec des données inclusives antérieures obtenues sur le même système. Les sections efficaces par élément et, pour $Z \geq 15$, les sections efficaces isotopiques ont ainsi été déterminées, et ce de façon absolue, sans normalisation à la section efficace totale, déterminée par ailleurs avec une précision de l'ordre de 10 %. Les sections efficaces mesurées avec SPALADIN sont en accord avec les données obtenues auprès du séparateur de fragments FRS à GSI, sauf pour les faibles sections efficaces isotopiques, pour lesquelles nous pouvons dire que SPALADIN est globalement moins bien adapté en raison d'un pouvoir de séparation relativement faible et de réactions secondaires importantes pour les données prises avec le détecteur Čerenkov, nécessaire pour l'identification en masse. En revanche, la bonne identification en charge et l'acceptance quasi-totale du dispositif pour les fragments de charge supérieure à 3 nous a permis d'obtenir des sections efficaces par élément avec une précision inférieure à 10 %.

En plus des sections efficaces, les spectres en vitesse des résidus lourds ont été reconstruits dans le référentiel du projectile au repos. L'évolution de la vitesse moyenne de recul du résidu en

fonction de sa masse suit la même tendance que dans les données du FRS même si nous observons un transfert d'impulsion en moyenne 25 % plus important dans nos données. Néanmoins, pour les résidus légers par rapport au projectile, les données de SPALADIN semblent confirmer un désaccord significatif avec les vitesses moyennes prédites par les codes de spallation. Les largeurs des distributions sont par ailleurs globalement en accord avec les données précédentes et avec les modèles.

La section efficace de production d'hélium dans la réaction $^{56}\text{Fe}+p$ à 1 GeV par nucléon a été mesurée avec une incertitude de l'ordre de 12 %. La connaissance de cette section efficace est importante dans l'étude des dommages aux matériaux, notamment engendrés par la production de gaz dans les structures cristallines. De plus, des données récentes sur le même système à des énergies comprises entre 500 et 2500 MeV sont incompatibles entre elles. La valeur obtenue avec SPALADIN est plutôt dans la tendance des données obtenues dans la collaboration NESSI, même si elle ne permet pas d'exclure les valeurs obtenues par R. Michel et al., systématiquement plus hautes.

Suite à ces résultats inclusifs, une étude a ensuite été menée afin d'estimer la charge et l'énergie d'excitation du pré-fragment avant sa désexcitation à l'aide de la mesure en coïncidence des fragments lourds et des particules légères de faible énergie cinétique dans le centre de masse. Nous nous sommes en particulier intéressé à l'obtention de variables corrélées à la charge et à l'énergie d'excitation du pré-fragment. Les simulations ont montré que ces variables n'offraient pas une sensibilité suffisante au code de cascade pour pouvoir tester la charge et l'énergie d'excitation prédites par ce dernier. En revanche, la faible dépendance de ces variables avec le code de désexcitation nous ont permis de les utiliser pour caractériser la violence de la collision afin d'étudier la désexcitation du pré-fragment.

L'étude sur la désexcitation du pré-fragment montre que l'évaporation de particules légères ($Z \leq 2$) reste le mode principal de désexcitation, quelle que soit la centralité de la collision. Lorsque la centralité de la collision augmente, la multiplicité moyenne des neutrons croît d'abord rapidement puis plus lentement, tandis que la production des particules d'hélium augmente de manière plus régulière. Ce comportement n'est pas toujours bien prédit par tous les codes de désexcitation ce qui montre que, même pour l'évaporation des particules légères, certains codes de désexcitation ne sont quantitativement pas au point, en particulier en ce qui concerne l'émission d'hélium.

La désexcitation du pré-fragment par émission de fragments de masse intermédiaire (IMF) est observée dans environ 5 % des événements (plus de 2 fragments de charge supérieure ou égale à 3 dans l'état final). Ces événements correspondent pour la plupart à des cassures binaires très asymétriques (2 IMF seulement, de charges très différentes). Les cassures tendent néanmoins à devenir plus symétriques lorsque l'énergie d'excitation augmente. L'évolution de la section efficace absolue de ces modes de décroissance a été comparée à différents modèles de désexcitation associés au code de cascade INCL4. Il apparaît que les faibles multiplicités d'IMF observées ainsi que leur section efficace en charge peuvent être reproduites avec un mécanisme d'émission séquentielle tel que GEMINI, traitant l'émission des particules de charge inférieure à 4 dans le formalisme « Hauser-Feshbach » et l'émission des particules de charge supérieure dans le formalisme de l'état transitoire. Ainsi, dans l'optique d'une reproduction quantitative des

données de spallation, nous pouvons dire que GEMINI, associé à INCL4, donne des résultats très satisfaisants. Si l'on voulait aller plus loin dans l'interprétation du mécanisme à l'origine de ces fragments, des mesures de corrélation angulaire entre les fragments et les particules émises seraient nécessaires afin de vérifier si ces corrélations sont compatibles avec un mécanisme d'émissions séquentielles.

Nous avons enfin étudié quels types d'états finaux peuplaient les sections efficaces par élément mesurées avec SPALADIN. En particulier, nous avons cherché à comprendre pourquoi les sections efficaces des résidus éloignés du projectile ($Z = 10 - 18$ pour le fer) étaient généralement mal reproduites par les codes de spallation. Ce constat ne concerne d'ailleurs pas que le système $^{56}\text{Fe}+p$ mais quasiment tous les systèmes étudiés jusqu'à présent au FRS. Nous avons montré que cette région correspondait majoritairement à des événements pour lesquels au moins un noyau d'hélium était détecté en coïncidence avec le résidu lourd, et que cette émission était sous-estimée par tous les codes de désexcitation. Les sections efficaces des fragments de masse inférieure à 12 sont par ailleurs principalement peuplées par les événements pour lesquels au moins 2 fragments de masse intermédiaire ont été détectés en coïncidence. La mauvaise reproduction de ces sections efficaces par les codes ABLA et GEM s'explique par la mauvaise modélisation (ou l'absence de modélisation pour ABLA) de l'émission de fragments de charge intermédiaire.

Cette expérience nous a ainsi permis de mettre en évidence les principaux points qui faisaient défaut dans les différents codes de spallation. Cette étude sur le cas particulier du fer ne nous permet néanmoins pas de savoir si les conclusions que nous avons tirées sur les codes sont également valables pour des éléments plus légers ou plus lourds, pour lesquels les largeurs partielles des différents modes de décroissance sont très différentes.

Aussi, cette première expérience utilisant le dispositif SPALADIN sera suivie en 2007 par deux autres études dans le but de mieux comprendre le mécanisme de réaction et d'étudier son évolution en fonction de la taille du noyau cible. La première expérience concerne l'étude des systèmes $^{28}\text{Si}+p$ et $^{136}\text{Xe}+p$. Le choix du noyau léger ^{28}Si est motivé par le fait que les modèles théoriques de spallation sont relativement peu fiables sur des noyaux légers tels que le silicium. En particulier, l'énergie d'excitation par nucléon est en moyenne plus grande que pour les systèmes lourds et les barrières coulombiennes sont plus faibles, si bien que l'on s'attend à observer un nombre conséquent d'événements dans lesquels un ou plusieurs fragments de charge intermédiaire sont émis en coïncidence. Cette étude sera complétée par l'analyse de l'expérience $^{136}\text{Xe}+p$, qui devrait nous permettre d'étudier l'évolution du mécanisme avec la masse de la cible.

La deuxième expérience a pour but l'étude détaillée de la fission sur trois systèmes : $^{238}\text{U}+p$, $^{208}\text{Pb}+p$, et $^{181}\text{Ta}+p$. Il est en effet possible avec SPALADIN de mesurer événement par événement les deux produits de fission, ainsi que les particules légères émises en coïncidence. Il devient dès lors envisageable de caractériser le système fissionnant et d'étudier pour un pré-fragment donné l'évolution de la charge des fragments de fission, ainsi que la compétition de la fission avec l'évaporation de particules légères.

À la lumière de l'analyse effectuée pour l'expérience $^{56}\text{Fe}+p$, plusieurs modifications devront être apportées au dispositif expérimental :

- le dispositif sera tout d’abord simplifié en amont de l’aimant. Il est ainsi prévu de supprimer la « petite » MUSIC, le RICH et les chambres à dérive. Pour le silicium, la seule reconstruction de trajectoire au niveau de la TPC devrait être suffisante. Pour les autres noyaux, les résidus de spallation ne seront pas identifiés en masse. Ceci permettra ainsi une continuité de vide entre la cible et l’aimant et une réduction conséquente des réactions secondaires.
- La cible d’hydrogène sera rapprochée de l’aimant de façon à accroître l’acceptance des particules légères, en particulier des protons, dont nous avons vu qu’elle était inférieure à 20 % dans notre cas. Les seuils de détection ainsi que les routines de reconstruction de trace dans la TPC devront également être modifiés pour améliorer l’efficacité de reconstruction des fragments de charge unitaire, de l’ordre de 40 % dans cette expérience.
- Une nouvelle cible d’hydrogène liquide sera construite avec des parois plus minces et d’épaisseur plus faible. Le but est de diminuer la contribution de la « cible vide » aux taux de comptage observés, ainsi que de minimiser le nombre de doubles réactions dans l’hydrogène (particulièrement important dans le cas de noyaux lourds tels que l’uranium).

Enfin, dans un futur plus lointain, ces expériences seront poursuivies à GSI dans le cadre de la future installation *FAIR* (*Facility for Antiproton and Ion Research*) au sein de la salle d’expériences *R³B* (*Reaction studies with Relativistic Radioactive Beams*). Le but sera de mesurer en coïncidence la masse, la charge et l’énergie de tous les fragments de spallation issus de noyaux lourds tels que le plomb ou l’uranium.

Annexe A

Calcul des largeurs de vitesse

A.1 Modèle de Goldhaber

A.1.1 Hypothèse d'une émission soudaine de fragments

Goldhaber [76] montre que le simple fait de considérer l'émission de K nucléons pris au hasard dans le noyau permet à lui seul d'expliquer la largeur des distributions de vitesse expérimentalement observée. Pour cela, il se place dans le référentiel du noyau, on a alors :

$$\begin{aligned}\vec{p}_A &= \sum_{i=1}^A \vec{p}_i = \vec{0} \\ 0 &= \left(\sum_{i=1}^A \vec{p}_i\right)^2 = \sum_{i=1}^A p_i^2 + \sum_{i \neq j}^A \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j\end{aligned}\tag{A.1}$$

Introduisons les quantités :

$$\begin{aligned}\langle p^2 \rangle &= \sum_{i=1}^A \frac{p_i^2}{A} \\ \langle \langle \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \rangle \rangle &= \sum_{i=1}^A \sum_{j \neq i}^A \frac{\vec{p}_i \cdot \vec{p}_j}{A(A-1)}\end{aligned}$$

D'après l'équation (A.1), elles vérifient :

$$\langle \langle \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \rangle \rangle = -\frac{\langle p^2 \rangle}{A-1}\tag{A.2}$$

Soient maintenant K nucléons pris au hasard dans ce noyau. Pour un certain tirage (noté α) de ces nucléons, on aura :

$$(p_K^\alpha)^2 = \left(\sum_{i=1}^K p_{\alpha_i}\right)^2$$

$\{\alpha_1, \dots, \alpha_K\}$ étant un ensemble de K nucléons tirés au hasard dans le noyau. La moyenne du carré de l'impulsion totale de K nucléons sera donnée par :

$$\langle p_K^2 \rangle = \frac{1}{C_A^K} \sum_{\alpha \in \mathcal{E}} \left(\sum_{i=1}^K \vec{p}_{\alpha_i}\right)^2\tag{A.3}$$

où $C_A^K = A!/(K!(A-K)!)$ et \mathcal{E} est l'ensemble contenant les familles de K nucléons pris parmi A nucléons ($\text{card}(\mathcal{E}) = C_A^K$). L'équation (A.3) peut alors être décomposée :

$$\langle p_K^2 \rangle = \frac{1}{C_A^K} \sum_{\alpha \in \mathcal{E}} \sum_{i=1}^K (\vec{p}_{\alpha_i})^2 + \frac{1}{C_A^K} \sum_{\alpha \in \mathcal{E}} \sum_{i=1}^K \sum_{j \neq i}^K (\vec{p}_{\alpha_i} \cdot \vec{p}_{\alpha_j}) \quad (\text{A.4})$$

Or, on peut remarquer que :

$$\sum_{\alpha \in \mathcal{E}} \sum_{i=1}^K \vec{p}_{\alpha_i}^2 = \sum_{i=1}^A C_{A-1}^{K-1} p_i^2$$

(En effet, si l'on impose de prendre le nucléon $i < A$, il nous reste à prendre $K-1$ nucléons parmi $A-1$) et de la même façon :

$$\sum_{\alpha \in \mathcal{E}} \sum_{i=1}^K \sum_{j \neq i}^K (\vec{p}_{\alpha_i} \cdot \vec{p}_{\alpha_j}) = \sum_{i=1}^A \sum_{j \neq i}^A C_{A-2}^{K-2} \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j$$

L'équation (A.4) devient alors :

$$\langle p_K^2 \rangle = \frac{K}{A} \sum_{i=1}^A p_i^2 + \frac{K(K-1)}{A(A-1)} \sum_{i=1}^A \sum_{j \neq i}^A \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j$$

Avec les notations introduites précédemment, on a alors :

$$\langle p_K^2 \rangle = K \langle p^2 \rangle + K(K-1) \langle \langle \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \rangle \rangle$$

D'après (A.2), on obtient ainsi :

$$\langle p_K^2 \rangle = \frac{K(A-K)}{A-1} \langle p^2 \rangle$$

Or, pour un gaz de Fermi, la largeur des impulsions est donnée par

$$\langle p^2 \rangle = \frac{3}{5} p_F^2,$$

avec $p_F \approx 230$ MeV/c La largeur de la distribution en vitesses obtenue lorsque l'on retire K nucléons du noyau peut donc s'écrire :

$$\sigma^2 = \frac{K(A-K)}{A-1} \times \frac{3}{5} p_F^2,$$

soit encore la valeur obtenue dans l'équation (1.13) à 10 % près.

A.1.2 Hypothèse d'équilibre thermique

Soit un noyau en équilibre thermodynamique à la température T . Pour un gaz parfait, on a alors pour chaque degré de liberté l :

$$\langle E_l \rangle = \frac{\langle p_l^2 \rangle}{2m} = \frac{kT}{2}$$

La conservation de l'énergie moyenne dans l'ensemble canonique pour deux fragments de K et $A - K$ nucléons s'écrit alors :

$$\frac{kT}{2} = \frac{\langle p_{Kl}^2 \rangle}{2mK} + \frac{\langle p_{(A-K)l}^2 \rangle}{2m(A-K)}$$

Or, par hypothèse, on a :

$$\vec{p}A = \vec{0} = \vec{p}_K + \vec{p}_{A-K}$$

Par conséquent,

$$\frac{kT}{2} = \frac{\langle p_{Kl}^2 \rangle}{2mK} + \frac{\langle p_{Kl}^2 \rangle}{2m(A-K)}$$

d'où :

$$\langle p_K^2 \rangle = \frac{K(A-K)}{A} m k T$$

Notons, que les valeurs expérimentales des largeurs de distributions de vitesses correspondraient alors à des températures du noyau de l'ordre de 9 MeV, proche de l'énergie de liaison d'un nucléon. Or, de si fortes températures ne sont pas compatibles avec l'observation expérimentale de « gros » fragments. À de telles températures, on s'attendrait en effet davantage à une vaporisation du noyau.

A.2 Modèle de Crespo et al.

Crespo et al. [79] tentent d'estimer la largeur moyenne des distributions de vitesse $\langle V^2 \rangle$ en considérant un noyau émettant séquentiellement n particules i . Le recul V_i subi par le noyau lorsqu'il émet chacune de ces particules contribue à l'élargissement de la distribution finale observée à travers la relation :

$$\langle V^2 \rangle = \sum_{i=1}^n V_i^2$$

Par ailleurs, à chaque émission, la conservation de l'impulsion s'écrit :

$$M_i^2 V_i^2 = m_i^2 v_i^2$$

où M_i et V_i sont la masse et la vitesse du noyau, et m_i et v_i celles de la particule émise. La largeur des vitesses observée vaut donc :

$$\langle V^2 \rangle = \sum_{i=1}^n \left(\frac{m_i^2 v_i^2}{M_i^2} \right)$$

En approchant la masse du résidu lors des émissions successives avec sa masse moyenne $M_{ave} = 1/2 \times (M_{deb} + M_{fin})$, on obtient :

$$\langle V^2 \rangle \approx \frac{1}{M_{ave}^2} \sum_{i=1}^n m_i^2 v_i^2$$

En introduisant maintenant le carré de l'impulsion moyenne $\langle p^2 \rangle$ par nucléon, on fait alors apparaître :

$$\langle V^2 \rangle \approx \frac{\langle p^2 \rangle}{M_{ave}^2} \times \Delta A$$

Si l'on suppose que le terme $\langle p^2 \rangle$ ne dépend pas trop du système et que $M_{ave} \approx M_{fin}$, on retrouve alors une expression de la forme de (1.14).

Annexe B

Méthodes de reconstruction de la position par les chambres à dérive

Nous noterons Q_i la charge reçue par le pad le plus touché et Q_{i-1} et Q_{i+1} les charges reçues par les pads voisins etc.

B.1 Fonction de non linéarité différentielle

En première approximation, nous pouvons considérer que la fonction donnant l'erreur systématique commise par la méthode du centre de gravité en fonction de la position réelle de la particule par rapport aux pads est linéaire par morceaux (Fig. 3.4). Nous constatons que quelle que soit la multiplicité, cette fonction passe par 0 au milieu des pads et des zones inter-pads : ces points correspondent en effet à des points de symétrie dans le motif formé par les pads pour lesquels la position donnée par le centre de gravité est exacte. Dans le cas du barycentre à 3 pads, ces points correspondent à $Q_{i-1} = Q_{i+1}$, pour le barycentre à 4 pads, ils correspondent à $Q_{i-1} = Q_{i+1}$ et $Q_{i-2} = Q_{i+2}$. Si l'on rajoute le fait que cette courbe doit nécessairement être continue, nous arrivons alors à la conclusion que la formule reliant x_{reel} à x_{rec} ne dépend que d'un paramètre α , par exemple la pente de la courbe dans les zones où elle est croissante. Cette relation est par ailleurs différente selon la parité de la multiplicité. Après calculs, nous trouvons pour les multiplicités impaires :

$$x_{reel} = \frac{1}{1 + \alpha} x_{rec} - \delta_{\dagger} \frac{\alpha/2 - k\alpha(1 + \delta)}{1 + \alpha}$$

pour x_{reel} entre 2 pads (soit $x_{rec} \in [\delta_{\dagger}(k(1 + \delta) - (1 + \alpha/2)); \delta_{\dagger}(k(1 + \delta) + \alpha/2)]$), et

$$x_{reel} = \frac{\delta}{\delta - \alpha} x_{rec} - \delta_{\dagger} \frac{\alpha\delta/2 + k\alpha(1 + \delta)}{\delta - \alpha}$$

sinon.

Dans ces formules δ_{\dagger} représente la largeur des zones inter-pads, δ le rapport de la largeur d'un pad sur δ_{\dagger} , et k est un entier représentant le numéro du motif ($k = E(\frac{x_{rec} + (\alpha/2 + 1)\delta_{\dagger}}{\delta_p + \delta_{\dagger}})$).

Pour les multiplicités paires, on a :

$$x_{reel} = \frac{1}{1+\alpha}x_{rec} + \delta_{\dagger} \frac{\alpha\delta/2 + k\alpha(1+\delta)}{1+\alpha}$$

pour $x_{reconstruit} \in [\delta_{\dagger}(k - \frac{1}{2})(1+\delta) - (\delta + \frac{\alpha}{2}); \delta_{\dagger}(k + \frac{1}{2})(1+\delta) + \frac{\alpha}{2}]$ et

$$x_{reel} = \frac{\delta}{\delta-\alpha}x_{rec} - \delta_{\dagger} \frac{\frac{\alpha}{2} - k\alpha(1+\delta)}{\delta-\alpha}$$

sinon.

B.2 La méthode des ratios

I. Endo et al. [98] montrent que, dans le cas unidimensionnel, la densité de charge créée par une charge ponctuelle Q en $x = x_a$ sur un plan situé à une distance D de cette dernière en x quelconque est donnée par :

$$\sigma(x) = -\frac{Q}{4D} \frac{1}{\cosh(\frac{\pi(x-x_a)}{2D})}$$

Si l'on intègre cette distribution sur un pad de largeur l dont le centre est situé en $x = x_i$, on obtient alors :

$$Q_i = -\frac{Q}{\pi} \arctan\left(\frac{\sinh(\frac{\pi l}{4D})}{\cosh(\frac{\pi(x_i-x_a)}{2D})}\right)$$

Il est alors possible de définir une fonction paramétrée par x_a qui donne la relation entre les ratios de charge des pads adjacents sur le pad central $\frac{Q_{i+1}}{Q_i}(x_a) = f(\frac{Q_{i-1}}{Q_i}(x_a))$.

Soit $(\frac{Q_{i-1}'}{Q_i}, \frac{Q_{i+1}'}{Q_i})$ le point expérimental obtenu, que nous noterons (R^-, R^+) . On considère la droite d'équation

$$y = \frac{1-R^+}{1-R^-}x + \frac{R^+ - R^-}{1-R^-}$$

passant par le point expérimental et le point (1,1) de l'espace (R^-, R^+) . Le point d'intersection entre cette droite et la courbe théorique nous permet alors d'accéder à la valeur du paramètre x_a de la courbe théorique correspondant et d'en déduire par suite la position du centroïde. Le choix de cette droite particulière permet de se rendre insensible au niveau de bruit [97] (contrairement à la méthode du centre de gravité biaisé). Notons enfin que la distance fil/pads D_{eff} peut être prise légèrement différente de la distance physique afin de prendre en considération d'éventuelles différences du modèle avec les observables expérimentales (D_{eff} devient alors un paramètre).

Par ailleurs, le lien de la modélisation de Endo et al. avec les méthodes de centre de gravité peut être montré au voisinage du centre d'un pad. Avec les notations de la figure 3.1, la formule de Endo et al. donne en effet pour les pads adjacents au pad central :

$$Q_{i+1} = -\frac{Q}{\pi} \arctan\left(\frac{\sinh(\frac{\pi l}{4D})}{\cosh(\frac{\pi(x_i+l-x_a)}{2D})}\right)$$

$$Q_{i-1} = -\frac{Q}{\pi} \arctan\left(\frac{\sinh(\frac{\pi l}{4D})}{\cosh(\frac{\pi(x_i - l - x_a)}{2D})}\right)$$

Après calculs, en posant $\alpha = \frac{\pi l}{4D}$ et en se limitant au deuxième ordre en $\xi = x/l$ [99], on obtient :

$$Q_{i+1} - Q_{i-1} = Q \frac{\sinh(\alpha) \sin(2\alpha)}{\sinh^2(\alpha) + \cosh^2(\alpha)} \frac{x}{l}$$

Si l'on considère que la totalité de la charge est reçue sur 3 pads (soit $Q = Q_{i+1} + Q_i + Q_{i-1}$), alors on obtient :

$$x = \frac{1}{K} \frac{l \times Q_{i+1} + 0 \times Q_i - l \times Q_{i-1}}{Q_{i+1} + Q_i + Q_{i-1}}$$

avec $K = (\sinh(\alpha) \sin(2\alpha)) / (\sinh^2(\alpha) + \cosh^2(\alpha))$

On reconnaît alors :

$$x = \frac{1}{K} \times x_{COG}$$

Au centre d'un pad, la modélisation de Endo et al. tout comme la méthode du centre de gravité donnent $x = x_{COG} = 0$. Par ailleurs, pour une position proche du centre d'un pad, les deux méthodes diffèrent d'un facteur multiplicatif K , où K ne dépend que du rapport de la distance pads/fil sur la taille d'un pad. Ainsi, au voisinage du centre d'un pad, le modèle de Endo et al., tout comme la méthode de correction par une fonction, revient à multiplier la position donnée par le centre de gravité par une constante de la géométrie de la chambre. Cela explique pourquoi l'erreur systématique linéaire observée pour le centre de gravité dans la figure 3.9 (deuxième ligne) n'est plus visible pour la méthode des ratios.

Annexe C

Méthodes de calcul de réactions secondaires au niveau de la cible

Les réactions multiples au niveau de la cible doivent être corrigées afin d'obtenir les sections efficaces des résidus de spallation à partir des taux de comptage mesurés.

C.1 La méthode de K. H. Schmidt

La méthode de K. H. Schmidt [125] se base sur l'approximation de cible mince affirmant que la première réaction observée se déroule en moyenne au centre de la cible.

L'approximation de cible mince n'est cependant pas justifiée ici. Le calcul de la probabilité d'interaction secondaire dans le reste de la cible est en effet dépendant de la profondeur à laquelle a eu lieu la première interaction : même si cette réaction a lieu en moyenne à la moitié de la cible, la probabilité de réinteraction n'est pas nécessairement $\sigma_i e/2$. Prenons le cas d'un résidu lourd, pour lequel la section efficace totale de réaction est voisine de celle du projectile ($\sigma_i \approx \sigma_0$). La probabilité de double réaction sachant qu'il y a eu interaction dans la cible d'épaisseur δx s'écrit :

$$p(\text{double} \mid \text{reac}(\delta x)) = \frac{\int_0^{\delta x} e^{-\sigma_0 x_1} \sigma_0 dx_1 \int_{x_1}^{\delta x} e^{-\sigma_0(x-x_1)} \sigma_0 dx}{1 - e^{-\sigma_0 \delta x}}$$

Après calculs et en supposant $\sigma_0 \delta x \ll 1$, on obtient $p(\text{double} \mid \text{reac}) \approx \sigma_0 e$, à comparer avec $\sigma_0 e/2$. Un traitement rigoureux de cette approximation est effectué dans la méthode proposée par L. Tassan-Got décrite dans le paragraphe suivant.

C.2 La méthode de L. Tassan-Got

C.2.1 Réaction unique

Dans sa méthode, L. Tassan-Got [126] cherche la probabilité élémentaire qu'un ion du faisceau A_0 traverse une épaisseur x de matière sans interagir, qu'il subisse une interaction en x conduisant à la formation d'un fragment A et que ce dernier traverse l'épaisseur restante de

la cible $\delta x - x$ sans interagir. Nous noterons σ_i la section efficace de réaction d'un fragment caractérisé par sa masse $A_i = A_{proj} - i$ et $\sigma_i P_i(A)$ la section efficace de production d'un noyau de masse A à partir du noyau A_i

Cette probabilité élémentaire s'écrit alors :

$$dq_e^{(1)}(x, A_i) = e^{-\sigma_0 x} \times \sigma_0 P_0(A_i) dx \times e^{-\sigma_i(\delta x - x)}$$

En intégrant x sur toute l'épaisseur de la cible, on obtient alors la probabilité de simple interaction du faisceau aboutissant à la production du résidu de masse A_i dans une cible d'épaisseur e :

$$q_{\delta x}^{(1)}(A_i) = \sigma_0 e P_0(A_i) e^{-(\sigma_0 + \sigma_i)/(e-x)}$$

C.2.2 Doubles réactions

Nous nous limiterons ici aux doubles réactions. Nous cherchons à calculer la probabilité qu'un fragment A_i produit en x_1 réinteragisse en $x_2 > x_1$ pour donner un fragment A_j . Avec les notations précédentes, on a :

$$d^2 q_e^{(2)}(x_1, x_2, A_i, A_j) = e^{-\sigma_0 x_1} \sigma_0 P_0(A_i) dx_1 \times e^{-\sigma_i(x_2 - x_1)} \sigma_i P_i(A_j) dx_2 \times e^{-\sigma_j(e - x_2)}$$

Pour intégrer x_1 de 0 à x_2 , il suffit de remarquer que tout se passe comme si on avait une simple interaction dans une cible d'épaisseur x_2 :

$$dq_e^{(2)}(x_2, A_i, A_j) = q_{x_2}^1(A_i) \times \sigma_i P_i(A_j) dx_2 \times e^{-\sigma_j(e - x_2)}$$

Pour obtenir la probabilité de production de A_j par double réaction, il faut encore sommer sur tous les noyaux A_i , x_2 parcourant toute l'épaisseur de la cible. On obtient par récurrence :

$$q_e^{(2)}(A_j) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{j-1} \sigma_0 e P_0(A_i) \times \sigma_i e P_i(A_j) \times e^{-\frac{\sigma_0 + \sigma_i + \sigma_j}{3} e}$$

Annexe D

Détermination de la température du noyau à partir des spectres en impulsion des neutrons

Dans le cadre de la théorie de Weisskopf, nous avons vu au paragraphe 1.3.1 que l'énergie des neutrons d'évaporation était distribuée selon une densité pouvant s'écrire (voir eq. (1.9), avec l'hypothèse $l \approx 1/2$) :

$$f_\varepsilon(\varepsilon) \propto \frac{\sqrt{\varepsilon}}{T'^{3/2}} e^{-\varepsilon/T'} \quad (\text{D.1})$$

En remarquant qu'à ces énergies non relativistes, $\varepsilon \approx p^2/(2m)$, on peut en déduire la densité de la norme de l'impulsion des neutrons :

$$f_p(p) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{p^2}{(mT')^{3/2}} e^{-p^2/(2mT')} \quad (\text{D.2})$$

Les impulsions sont mesurées selon les axes (Ox), (Oy) et (Oz). En supposant que la distribution des impulsions est isotrope, la fonction de densité des impulsions p en coordonnées polaires est donnée par :

$$f_{p,\theta,\phi}(p, \theta, \phi) = \sin \theta \frac{p^2}{(2\pi mT')^{3/2}} e^{-p^2/(2mT')} \quad (\text{D.3})$$

Le passage en coordonnées cartésiennes (par exemple pour la coordonnée z) se fait en posant :

$$\begin{cases} p_z = p \cos \theta \\ u = p \sin \theta \end{cases}$$

On a alors :

$$f_{p_z}(p_z) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty \frac{du}{\begin{vmatrix} \frac{\partial u}{\partial p} & \frac{\partial u}{\partial \theta} \\ \frac{\partial p_z}{\partial p} & \frac{\partial p_z}{\partial \theta} \end{vmatrix}} f_{p,\theta,\phi}(p_z, u, \phi) \quad (\text{D.4})$$

Par conséquent, p_x , p_y et p_z sont distribués selon la fonction :

$$f_{p_{x,y,z}}(p_{x,y,z}) = \frac{e^{-p_{x,y,z}^2/(2mT')}}{\sqrt{2\pi mT'}} \quad (\text{D.5})$$

Les distributions des impulsions des neutrons dans chacune des directions sont donc gaussiennes et leur largeur nous permet ainsi, théoriquement, d'accéder à une température effective du noyau (voir eq. (1.9)).

Bibliographie

- [1] W. G. Lynch, *Nuclear fragmentation in proton- and heavy-ion-induced reactions* - *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci* 37 : 493-535, 1987.
- [2] P. Henrotte, *Extensions du modèle de cascade intranucléaire pour les réactions de spallation* - *Thèse de doctorat, Université de Liège*, 2005.
- [3] N. Bohr, *Neutron Capture and Nuclear Constitution* - *Nature* 137 : 344-348, 1936.
- [4] W. M. Brobeck, *Initial Performance of the 184-Inch Cyclotron of the University of California* - *Phys. Rev.* 71 : 449-450, 1947.
- [5] R. Serber, *Nuclear reactions at High Energies* - *Phys. Rev.* 72 : 1114-1115, 1947.
- [6] C. M. van Atta, *A brief History of MTA Project* - ERDA Information Meeting on Accelerator Breeding, January 19-19, 1977.
- [7] W. B. Lewis, *The significance of the yield of neutrons from heavy nuclei to high energies* - Atomic Energy of Canada Limited, 68, 1952.
- [8] <http://www.assemblee-nationale.fr/12/ta/ta0574.asp>
- [9] HINDAS, FIKW-CT-2000-00031, *European Commission contract, final report*, J.P. Meulders, A. Koning et S. Leray ed., 2005.
- [10] J. Taïeb. et al., *Evaporation residues produced in the spallation reaction $^{238}\text{U}+p$ at 1 A GeV* - *Nucl. Phys. A* 724 : 413-430, 2003.
- [11] M. Bernas et al., *Fission residues produced in the spallation reaction $^{238}\text{U}+p$ at 1 A GeV* - *Nucl. Phys. A* 725 : 213-253, 2003.
- [12] E. Casarejos. PhD. Thesis, Universidad de Santiago de Compostela, Spain, 2001. *Accepté pour publication dans Phys. Rev. C*, 2006.
- [13] J. Pereira. PhD. Thesis, Universidad de Santiago de Compostela, Spain, 2004. *Accepté pour publication dans Phys. Rev. C*, 2006.
- [14] W. Wlazo et al., *Cross sections of Spallation Residues Produced in 1 A GeV ^{208}Pb on Proton Reactions* - *Phys. Rev. Lett.* 84 : 5736-5739, 2000.
- [15] T. Enqvist et al., *Isotopic yields and kinetic energies of primary residues in 1 A GeV $^{208}\text{Pb} + p$ reactions* - *Nucl. Phys. A* 686 : 481-524, 2001.
- [16] B. Fernández-Domínguez et al., *Nuclide cross-sections of fission fragments in the reaction $^{208}\text{Pb} + p$ at 500 A MeV* - *Nucl. Phys. A* 747 : 227-267, 2005.
- [17] L. Audouin et al., *Evaporation residues produced in spallation of ^{208}Pb by protons at 500 A MeV* - *Nucl. Phys. A* 768 : 1-21, 2006.
- [18] J. Benlliure et al., *Isotopic production cross sections of fission residues in ^{197}Au -on-proton collisions at 800 A MeV* - *Nucl. Phys. A* 683 : 513-539, 2001.

- [19] F. Rejmund et al., *Measurement of isotopic cross sections of spallation residues in 800 A MeV $^{197}\text{Au} + p$ collisions* - *Nucl. Phys. A* 683 : 540-565, 2001.
- [20] C. Villagrasa-Cantón, *Étude de la production des noyaux résiduels dans la réaction de spallation $\text{Fe}+p$ à 5 énergies (300-1500 MeV/A) et application au calcul de dommages sur une fenêtre de système hybride* - Thèse de doctorat, Université Paris XI, CEA Saclay, 2003. C. Villagrasa et al., *Spallation Residues in the Reaction $^{56}\text{Fe}+p$ at 0.3, 0.5, 0.75, 1.0 and 1.5 A GeV* - soumis à *Phys. Rev. C*, 2006.
- [21] A. Boudard et al., *Intranuclear cascade model for a comprehensive description of spallation reaction data*, *Phys. Rev. C* 66 : 044615, 2002.
- [22] J.-J. Gaimard et K.-H. Schmidt, *A reexamination of the abrasion-ablation model for the description of the nuclear fragmentation reaction* - *Nucl. Phys. A* 531 : 709-745, 1991.
- [23] A. Lafriakh, *Mise au point d'un dispositif expérimental pour des mesures exclusives de réaction de spallation* - thèse de doctorat, Université Paris-XI, IPN Orsay, 2005.
- [24] M. Böhmer, *Messung der Spallationsreaktion $^{56}\text{Fe} + p$ in inverser Kinematik* - thèse de doctorat, Technische Universität München, 2006.
- [25] M. L. Goldberger et K. M. Watson, *Collision theory*, R. E. Krieger Publishing Company, Huntington, 1975.
- [26] J. Cugnon et P. Henrotte, *Nuclear Reaction Mechanisms : from Compound Nucleus to Multiple Scattering*, Preprint ULG/FTP/JC02-2
- [27] M. L. Goldberger, *The Interaction of High Energy Neutrons and Heavy Nuclei*, *Phys. Rev.* 74 : 1269-1277, 1948.
- [28] N. Metropolis et al., *Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades. I. Low-Energy Studies*, *Phys. Rev.* 110 : 185-203, 1958.
- [29] R. Hofstadter, *Electron Scattering and Nuclear Structure*, *Rev. Mod. Phys.* 28 : 214-258, 1956.
- [30] H. W. Bertini, *Low-Energy Intranuclear Cascade Calculation*, *Phys. Rev.* 131 : 1801-1821, 1963.
- [31] K. Chen et al., *VEGAS : A Monte Carlo Simulation of Intranuclear Cascades*, *Phys. Rev.* 166 : 949-967, 1968.
- [32] Y. Yariv et Z. Fraenkel, *Intranuclear cascade calculation of high-energy heavy-ion interactions*, *Phys. Rev. C* 20 : 2227-2243, 1979.
- [33] P. E. Hodgson, *The Optical Model of Elastic Scattering*, Oxford University Press, New York, 1963.
- [34] K. Chen et al., *Effects of Using a Velocity-Dependent Potential in a Monte Carlo Simulation of Intranuclear Cascades*, *Phys. Rev.* 176 : 1208-1210, 1968.
- [35] H. W. Bertini, *Intranuclear-Cascade Calculation of the Secondary Nucleon Spectra from Nucleon-Nucleus Interactions in the Energy Range 340 to 2900 MeV and comparisons with Experiment*, *Phys. Rev.* 188 : 1711-1729, 1969.
- [36] H. W. Bertini, *Nonelastic Interactions of Nucleons and π Mesons with Complex Nuclei at Energies Below 3 GeV*, *Phys. Rev. C* 6 : 631-659, 1972.
- [37] K. Chen et al., *Effects of Nucleon-Pair Correlations on Monte Carlo Intranuclear-Cascade Simulations*, *Phys. Rev. C* 4 : 2234-2240, 1971.
- [38] G. D. Harp et al., *Intranuclear Cascade Studies of Low-Energy Pion-Induced Nuclear Reactions : Possible Effects of the Finite Lifetime of the (3,3) Isobar*, *Phys. Rev. C* 8 : 581-591, 1973.
- [39] G. D. Harp et al., *Extension of the isobar model for intranuclear cascades to 1 GeV*, *Phys. Rev. C* 10 : 2387-2396, 1974.

- [40] Y. Yariv et Z. Fraenkel, *Intranuclear cascade calculation of high-energy heavy ion collisions : Effects of interactions between cascade particles*, *Phys. Rev. C* 24 : 488-494, 1981.
- [41] S. Vuillier, *Simulations pour la transmutation des déchets par réacteurs hybrides - Thèse de doctorat, Université Paris VII, CEA Saclay*, 1998.
- [42] J. Cugnon, *Monte Carlo calculation of high-energy heavy-ion interactions*, *Phys. Rev. C* 22 : 1885-1895, 1980.
- [43] J. Cugnon, *Proton-Nucleus interaction at high energy*, *Nucl. Phys. A* 462 : 751-780, 1987.
- [44] J. Cugnon et al., *Multipion dynamics following antiproton annihilation on nuclei*, *Nucl. Phys. A* 500 : 701-730, 1989.
- [45] J. Cugnon et M. C. Lemaire, *Medium effect in pion production*, *Nucl. Phys. A* 489 : 781-802, 1988.
- [46] A. Boudard, *A new model for production of fast light clusters in spallation reactions*, *Nucl. Phys. A* 740 : 195-210, 2004.
- [47] I. Frenkel - *Sov. Phys.* 9 : 533-, 1936.
- [48] V. Weisskopf, *Statistics and Nuclear Reactions - Phys. Rev.* 52 : 295-303, 1937.
- [49] V. F. Weisskopf et D. H. Ewing, *On the yield of Nuclear Reactions with Heavy Elements - Phys. Rev.* 57 : 472-485, 1940.
- [50] V. Hauser et H. Feshbach, *The Inelastic Scattering of Neutrons - Phys. Rev.* 87 : 366-373, 1952.
- [51] A. S. Goldhaber, *Volume versus surface sampling of Maxwellian distributions in nuclear reactions*, *Phys. Rev. C* 17 : 2243-2244, 1978.
- [52] K. J. Le Couteur, *Statistical Fluctuations in Nuclear Evaporation*, *Proc. Phys. Soc. A* 65 : 718-737, 1952.
- [53] K. J. Le Couteur et D. W. Lang, *Neutron evaporation and level densities in excited nuclei*, *Nucl. Phys.* 13 : 32-52, 1959.
- [54] T. D. Thomas, *The analysis of nuclear evaporation spectra - Nucl. Phys.* 53 : 558-576, 1964.
- [55] D. W. Lang, *Statistical model study of prompt neutrons from spontaneous fission of Cf^{252} - Nucl. Phys.* 53 : 113-127, 1964.
- [56] A. Gilbert et A. G. W. Cameron, *A composite nuclear-level density formula with shell corrections - Can. Journ. of Phys.* 43 : 1446-1496, 1965.
- [57] S. Furihata, *Statistical analysis of light fragment production from medium energy proton-induced reactions - Nucl. Inst. Meth. B* 171 : 251-258, 2000.
- [58] D. Durand et B. Tamain, *La théorie statistique : perspectives et limites - école Joliot-Curie de physique nucléaire, IN2P3* 135-190, 1993.
- [59] N. Bohr et J. A. Wheeler, *The Mechanism of Nuclear Fission - Phys. Rev.* 56 : 426-450, 1939.
- [60] U. L. Businaro et S. Gallone, *Asymmetric Equilibrium Shapes in the Liquid Drop Model - Nuovo Cimento* 5 : 315-317, 1957.
- [61] L. N. Andronenko et al., *Fission of highly excited nuclei - Sov. J. Part. Nucl.* 18 : 685-738, 1987.
- [62] L. G. Moretto, *Statistical emission of large fragments : A general theoretical approach - Nucl. Phys. A* 247 : 211-230, 1975.
- [63] S. J. Sanders et al., *Binary decay of light nuclear systems - Phys. Rep.* 311 : 487-551, 1999.
- [64] S. J. Sanders, *Fusion-fission in nuclear systems with $40 \leq A_{CN} \leq 80$ - Phys. Rev. C* 44 : 2676-2693, 1991.
- [65] W. J. Swiatecki, *Note on Nuclear Disintegration Widths - Aust. J. Phys* 36 : 641-647, 1983.

- [66] J. B. Bondorf et al., *Statistical Multifragmentation of nuclei - Phys. Rep.* 257 : 133-221, 1995.
- [67] A. S. Botvina et al., *Statistical simulation of the break-up of highly excited nuclei - Nucl. Phys.* 457 : 633-686, 1987.
- [68] A. Chbihi, *Aspects statistique et dynamique de la multifragmentation nucléaire - mémoire de HDR, Université de Caen GANIL R03 06*, 2002.
- [69] L. Dresner, *EVAP - A FORTRAN Program for Calculating the Evaporation of Various Particles from Excited Compound Nuclei - ORNL Report TM-196*, 1962.
- [70] I. Dostrovsky et al., *Monte Carlo Calculations of Nuclear Evaporation Processes. III. Applications to Low-Energy Reactions - Phys. Rev.* 116 : 683-702, 1959.
- [71] A.-R. Junghans et al., *Projectile-fragment yields as a probe for the collective enhancement in the nuclear level density - Nucl. Phys. A* 629 : 635-655, 1998.
- [72] R. J. Charity et al., *Systematics of Complex Fragment Emission in Niobium-Induced Reactions - Nucl. Phys. A* 483 : 371-405, 1988.
- [73] B. Lott et al., *Thermal excitation and decay of nuclei from antiproton-nucleus interactions at 1.22 GeV - Phys. Rev. C* 63 : 1-23, 2001.
- [74] S. Leray et al., *Spallation neutron production by 0.8, 1.2 and 1.6 GeV protons on various targets, Phys. Rev. C* 65 : 044621, 2002.
- [75] C.-X. Chen et al., *Interactions in hydrogen of relativistic neon to nickel projectiles : Total charge-changing cross sections, Phys. Rev. C* 49 : 3200-3210, 1994.
- [76] A. S. Goldhaber, *Statistical models of fragmentation processes - Phys. Lett. B* 53 : 306-308, 1974.
- [77] W. Friedman, *Heavy ion projectile fragmentation : A reexamination - Phys. Rev. C* 27 : 569-577, 1983.
- [78] D. J. Morrissey, *Systematics of momentum distributions from reactions with relativistic ions - Phys. Rev. C* 39 : 460-470, 1989.
- [79] V. P. Crespo et al., *Production of Tb^{149} from Gold by 2.2-GeV Protons - Phys. Rev. C* 2 : 1777-1792, 1970.
- [80] J. B. Cumming, *Effects of Collectivity on Target-Fragmentation Reactions - Phys. Rev. Lett.* 44 : 17-20, 1980.
- [81] J.-E. Ducret et al., *Measurement of spallation residues in coincidence with neutrons and light charged particles at ALADIN-LAND, EA-GSI, Dec. 2000*.
- [82] S. Pietri et al., *Coincidence Measurement of Residue, Neutrons and Light Charged Particles in a Spallation Experiment, International Conference on Nuclear Data, Santa-Fe, USA, 2004*.
- [83] C. Perron, *Cross sections for production of stable and long-lived nuclides by high energy spallation of iron ; cosmic ray implications - Phys. Rev. C* 14 : 1108-1120, 1976.
- [84] R. Michel et al., *Nuclide production by proton-induced reactions on elements ($6 \leq Z \leq 29$) in the energy range from 800 to 2600 MeV - Nucl. Inst. Meth. B* 103 : 183-222, 1995.
- [85] R. Michel et al., *Cross sections for the production of residual nuclides by low- and medium-energy protons from the target elements C, N, O, Mg, Al, Si, Ca, Ti, V, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Sr, Y, Zr, Nb, Ba and Au - Nucl. Inst. Meth. B* 129 : 153-193, 1997.
- [86] G. D. Westfall et al., *Fragmentation of relativistic ^{56}Fe - Phys. Rev. C* 19 : 1309-1323, 1979.
- [87] W. R. Webber et al., *Total charge and mass changing cross sections of relativistic nuclei in hydrogen, helium, and carbon targets - Phys. Rev. C* 41 : 520-532, 1990.

- [88] W. R. Webber et al., *Individual charge changing fragmentation cross sections of relativistic nuclei in hydrogen, helium, and carbon targets* - *Phys. Rev. C* 41 : 533-546, 1990.
- [89] W. R. Webber et al., *Individual isotopic fragmentation cross sections of relativistic nuclei in hydrogen, helium, and carbon targets* - *Phys. Rev. C* 41 : 547-565, 1990.
- [90] C. Zeitlin et al., *Heavy fragment production cross sections from 1.05 GeV/nucleon ^{56}Fe in C, Al, Cu, Pb, and CH_2 targets* - *Phys. Rev. C* 56 : 388-397, 1997.
- [91] H. Stelzer, *Multiwire chambers with a two-stage gas amplification* - *Nucl. Inst. Meth. A*, 310 : 103-106, 1991.
- [92] P. Colas et al., *Electron drift velocity measurements at high electric fields* - Preprint soumis à Elsevier Science, 2001.
- [93] Th. Blaich et al., *A large area detector for high-energy neutrons* - *Nucl. Inst. Meth. A*, 314 : 136-154, 1992.
- [94] P. Volkov, *Noise in position measurement by centroid calculation* - *Nucl. Inst. Meth. A*, 373 : 206-212, 1996.
- [95] Q.-H. Nguyen , *Simulation d'un détecteur d'ions lourds* - Rapport de stage de maîtrise, 2003
- [96] G. Charpak et al., *High-accuracy localization of minimum ionizing particles using the cathode-induced charge centre-of-gravity read-out* - *Nucl. Inst. Meth. A*, 167 : 455-464, 1979.
- [97] J. Chiba et al., *Study of position resolution for cathode readout MWPC with measurement of induced charge distribution* - *Nucl. Inst. Meth. A*, 206 : 451, 1983.
- [98] I. Endo et al., *Systematic shifts of evaluated charge centroid for the cathode read-out multiwire proportional chamber* - *Nucl. Inst. Meth. A*, 188 : 51, 1981.
- [99] M. Benayoun et al., *Impact reconstruction in pad chambers - Part I : Simulation studies* - *Nucl. Inst. Meth. A*, 342 : 483, 1994.
- [100] F. Piuz, R. Roosen , *Evaluation of systematic errors in the avalanche localization along the wire with cathode strips read-out mwpc* - *Nucl. Inst. Meth.*, 196 : 451, 1982.
- [101] K. Lau, J. Pyrlík , *Optimization of centroid-finding algorithms for cathode strip chambers* - *Nucl. Inst. Meth. A*, 366 : 298, 1995.
- [102] <http://www-linux.gsi.de/weick/atima/>
- [103] G. R. Lynch et O. I. Dahl, *Approximations to multiple Coulomb scattering* - *Nucl. Inst. Meth. B*, 58 : 6-10, 1991.
- [104] B. Mustapha, *Étude des résidus de spallation dans la réaction Au (800 MeV par nucléon) + p* - thèse de doctorat, Université Paris-XI, IPN Orsay, 1999.
- [105] M. De Napoli, *Mass and Isospin Effects in Multifragmentation* - thèse de doctorat, Università Degli Studi Di Catania, INFN, 2005.
- [106] F. James, *MINUIT, function minimization and error analysis : reference manual* - CERN program library Long Writeup D506, 1998.
- [107] R. Gernhäuser, *Ein ringabbildender Cherenkovdetektor zur Untersuchung schwerer Projekttilfragmente* - *Dissertation Technische Universität München*, 1998
- [108] S. Kox et al., *Trends of total reaction cross sections for heavy ion collisions in the intermediate energy range* - *Phys. Rev. C* 35, 1678 (1987).
- [109] K. Kezzar, *Étude des effets de la masse et de l'isospin dans le processus de la multifragmentation* - thèse de doctorat, Université de Strasbourg, GSI Darmstadt, 2005.

- [110] M. Trocmé, *Simulation de l'expérience SPALADIN dans l'environnement GEANT 4* - Rapport de stage de PFE, ENSPS, CEA Saclay, 2005.
- [111] J. Brzychczyk, <http://zefir.if.uj.edu.pl/aladin/>.
- [112] J. Cub et al., *The detection of Neutrons of low and high Multiplicities with the LAND-Detector* - GSI Scientific Report, p. 275, 1994.
- [113] P. Napolitani, *New findings on the onset of thermal disassembly in spallation reactions* - thèse de doctorat, Université Paris-XI, IPN Orsay, 2004. P. Napolitani et al., *High-resolution velocity measurements on fully identified light nuclides produced in $^{56}\text{Fe}+\text{hydrogen}$ and $^{56}\text{Fe}+\text{titanium}$ systems* *Phys. Rev. C* 70, 054607 (2004).
- [114] M. Enke, *Evolution of a spallation reaction : experiment and Monte Carlo simulation*, *Nucl. Phys. A* 657 : 317-339, 1999.
- [115] C.-M. Herbach, *Charged-particle evaporation and pre-equilibrium emission in 1.2 GeV proton-induced spallation reactions*, *Nucl. Phys. A* 765 : 426-463, 2006.
- [116] A. Boudard, communication privée.
- [117] J.-E. Ducret, *La spallation en cinématique inverse : pourquoi faire une mesure en coïncidence ?* - mémoire de HDR, Université de Caen CEA/DAPNIA, 2006.
- [118] K. Kwiatkowski et al., *Heating nuclear matter with GeV ^3He beams* - *Phys. Lett. B* 423 : 21-26, 1998.
- [119] L. Beaulieu et al., *Thermal excitation of heavy nuclei with 5-15 GeV/c antiproton, proton and pion beams* - *Phys. Lett. B* 463 : 159-167, 1999.
- [120] F. Goldenbaum et al., *Heating of Nuclei with Energetic Antiprotons* - *Phys. Rev. Lett.* 77 : 1230-1233, 1996.
- [121] T. von Egidy et al., *Neutrons produced by 1.22 GeV antiproton interactions with nuclei* - *Eur. Phys. Jour. A* 8 : 197-204, 2000.
- [122] P. Désesquelles, *Multivariate Analysis in Nuclear Physics* - *Ann. Phys. Fr.* 20 : 1-45, 1995.
- [123] A. Letourneau, *Études de la réaction de spallation $p+\text{Au}$ à 2.5 GeV et de la production neutronique en cibles épaisses (Pb, W et Hg) par des protons de 0.4 à 2.5 GeV* - thèse de doctorat, Université de Caen, GANIL, 2000.
- [124] R. J. Charity et al., *Charged-particle evaporation from hot ^{164}Yb compound nuclei and the role of ^5He emission* - *Phys. Rev. C* 56 : 873-890, 1997.
- [125] <http://www-w2k.gsi.de/charms/secreac1.htm>
- [126] L. Tassan-Got, communication privée.

Résumé

Dans le but d'améliorer la modélisation de la réaction nucléaire de spallation, un nouveau dispositif (SPALADIN) a été mis en place auprès de l'accélérateur GSI à Darmstadt (Allemagne) afin de mesurer en coïncidence et en cinématique inverse les résidus de spallation et les fragments de désexcitation. Ce document décrit l'analyse de la réaction Fe+p à 1 GeV par nucléon, utilisant pour la première fois ce dispositif. Les sections efficaces de production et les vitesses des résidus lourds obtenues dans ce travail sont comparées à des expériences précédentes dans le but de caractériser le dispositif. La désexcitation du pré-fragment en fonction de la violence de la collision est ensuite étudiée plus spécifiquement. En particulier, l'accent est mis sur l'émission des fragments de charge supérieure ou égale à trois. Enfin, ces données sont comparées à différents codes de calcul dans l'optique de mieux comprendre leurs divergences avec les données expérimentales.

Abstract

A new type of spallation experiment has been carried out at the GSI accelerator facility in Darmstadt (Germany), in order to improve the modelling of the spallation reaction. It is based on the coincidence measurement in inverse kinematics of the spallation residues and the de-excitation fragments. This work presents the analysis of the reaction Fe+p at 1 GeV per nucleon performed for the first time with this setup. Results on cross sections and heavy residue velocity spectra are compared to previous data and enabled us to characterize the setup. The de-excitation of the pre-fragment is then studied as a function of the violence of the collision. A particular attention was paid to the study of the emission of fragments of charge greater than or equal to three. Finally, these data are compared to several spallation codes in order to have a better understanding of their discrepancies with the experimental data.