

Université de Caen - Basse Normandie

U.F.R. de Sciences

Année 2005 - 2006

Mémoire rédigé en vue d'obtenir

l'habilitation à diriger des recherches

La spallation en cinématique inverse :
pourquoi faire une mesure en coïncidence ?

Jean-Éric Ducret

Ce mémoire a été présenté le 7 juillet 2006
au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen
devant le jury composé de :

- **Sylvie Leray**, présidente
- **Jean-François Lecomte**, directeur de l'habilitation
- **Rémi Bougault**, rapporteur
- **Joseph Cugnon**, rapporteur
- **Wolfgang Trautmann**, rapporteur

*À mes amis cédétistes,
de Saclay et d'ailleurs,
tous, femmes et hommes
de bonne volonté*

Remerciements

Je tiens à remercier ici Jean-François Lecolley pour avoir accepté de diriger ma préparation au diplôme d'habilitation à diriger des recherches de l'université de Caen. Mes remerciements vont aussi, bien entendu, à Rémi Bougault, Joseph Cugnon, Sylvie Leray et Wolfgang Trautmann, pour avoir pris part au jury de ma soutenance d'habilitation et avoir pris de leur temps pour lire cette prose, la commenter dans des rapports et l'entendre déclamer par un matin de juillet un peu gris sur la Normandie.

Si la rédaction de ce mémoire est un travail essentiellement personnel, le matériel sur lequel il s'appuie est le fruit d'un travail collectif. Sans le travail de mes collaborateurs de l'expérience *SPALADIN*, je pense que je n'aurais pas eu grand'chose à raconter dans ce mémoire. Qu'ils en soient ici chaleureusement remerciés, où qu'ils se trouvent, en France, en Allemagne, en Pologne, en Espagne ou en Angleterre.

Je ne peux me permettre de ne pas mentionner, en particulier, Éric Le Gentil, dont j'encadre le travail de thèse et qui m'a fort obligeamment fourni maintes figures, présentées ici, de nos résultats, Mathieu Trocmé, actuellement en thèse à l'université de Strasbourg et à qui la collaboration doit l'essentiel du modèle numérique *GEANT IV* de l'installation expérimentale et, enfin, Stéphane Pietri pour, entre autres, sa relecture critique du manuscrit présenté ici.

Je sais néanmoins que la plus belle marque de remerciements que je dois à mes collègues est de travailler pour que l'aventure *SPALADIN* aboutisse rapidement à ses premiers résultats publiés et continue, à *GSI*, dans un futur proche, avec des expériences prometteuses dans la nouvelle « cave C » et, dans un avenir plus lointain, auprès de l'installation *FAIR*, dans la salle d'expériences *R³B*.

Table des matières

1	Introduction	9
2	Les mécanismes de la spallation	15
2.1	La décomposition en deux étapes	16
2.2	La cascade intranucléaire	20
2.3	La désexcitation du préfragment	25
2.3.1	L'évaporation de fragments	26
2.3.2	La fission asymétrique	28
2.3.3	La fission	32
2.3.4	La multifragmentation	32
2.4	Les modèles théoriques et les données du FRS	35
3	Le dispositif expérimental <i>SPALADIN</i>	39
3.1	Le principe de la cinématique inverse	39
3.2	L'expérience S248 : $^{56}\text{Fe} + p$	45
3.2.1	La cible d'hydrogène	46
3.2.2	La détection des fragments lourds	46
3.2.3	La détection des fragments légers chargés	51
3.2.4	La détection des neutrons	53
3.2.5	La prise des données	54
3.3	Le dispositif des expériences S293 & S304	57
3.4	Quelques résultats de S248	61
3.4.1	Les fragments lourds	62
3.4.2	Les mesures en coïncidence	65
4	La simulation du filtre expérimental	73
4.1	Reconstruction du préfragment en fonction des modèles de désexcitation	76
4.2	Sensibilité des observables au modèle de cascade intranucléaire	82
4.3	Observables expérimentales de <i>SPALADIN</i>	85
4.3.1	Reconstruction de l'énergie d'excitation	86
4.3.2	Test des modèles de désexcitation	88
4.3.3	Étude des mécanismes de désexcitation	91
4.4	Conclusions de cette étude numérique	94

5	Le futur du programme <i>SPALADIN</i>	101
5.1	Les expériences en Cave C de <i>GSI</i>	101
5.1.1	L'expérience S304	102
5.1.2	L'expérience S293	105
5.1.3	Le calendrier des expériences en Cave C	108
5.2	La salle d'expériences <i>R³B</i> du futur accélérateur de <i>GSI</i>	110
5.2.1	Le programme d'expériences de spallation à <i>R³B</i>	110
5.2.2	L'aimant <i>GLAD</i>	113
5.2.3	La chambre à projection temporelle <i>SpallChamber</i>	119
6	Conclusion	127

Chapitre 1

Introduction

On peut trouver au moins deux définitions de la spallation dans la littérature [1] :

- les collisions d'ions lourds périphériques,
- les collisions d'un hadron d'une énergie de plusieurs centaines de MeV avec un noyau atomique.

Nous nous intéresserons dans cette étude aux réactions d'un proton sur un noyau, l'énergie cinétique du proton étant comprise entre quelques centaines de MeV et quelques GeV dans le centre de masse de la réaction.

L'étude de la spallation entendue ainsi est un point de rencontre entre la physique nucléaire fondamentale, celle des mécanismes de réaction, et la physique nucléaire appliquée. La spallation est en effet une réaction de base intéressante pour la conception de sources intenses de neutrons, sources utilisées que ce soit pour les études de matériaux ou de structure ou que ce soit dans le cadre des études sur la transmutation des actinides mineurs. Cet intérêt provient du fait que le nombre moyen de neutrons émis lors d'une réaction $p + {}^{208}Pb$ à $1 GeV$ (ou plus) d'énergie cinétique du proton est de l'ordre de 25 [2].

Quelle que soit l'application envisagée, l'idée de départ est de coupler un faisceau très intense de protons d'une énergie de l'ordre du GeV avec une cible épaisse, de plomb par exemple, cible entourée d'un réacteur sous-critique constitué d'un manteau de combustible nucléaire comprenant une certaine part (environ 10 %) d'actinides mineurs à durée de vie longue. Ce concept de réacteur pour la transmutation piloté par un accélérateur de protons de haute intensité (*Accelerator Driven System, ADS* en anglais) fait partie des études motivées par l'axe I (transmutation) de la loi du 30 décembre 1991 sur les déchets nucléaires, loi qui a fait l'objet d'une synthèse et d'un bilan au printemps 2006 et qui sera suivie d'une seconde loi sur les déchets nucléaires qui a été récemment adoptée au Parlement et au Sénat. D'autres applications de la spallation peuvent être envisagées mais ce n'est pas le lieu ici d'en faire la revue.

Ajoutons à ces applications potentielles que le rayonnement cosmique est essentiellement constitué de protons dont le spectre énergétique a son maximum vers $1 GeV$ et que, donc, la connaissance de l'interaction proton - noyau dans ce domaine d'énergie permet de quantifier a priori les dommages aux matériaux embarqués dans les satellites provoqués par ce rayonnement. L'éventail des motivations pour l'étude de la spallation est donc très large.

J'ai choisi en 1998 de changer de thématique de recherche et de m'orienter vers l'étude de la spallation au sein du service de physique nucléaire (SPhN) du CEA - Saclay après plusieurs années passées à étudier la structure du noyau et des nucléons avec la diffusion d'électrons. Ma motivation était alors d'essayer de contribuer, avec ma petite expérience de physicien nucléaire, encore jeune à l'époque, aux recherches sur l'axe « transmutation » de la loi du 30 décembre 1991 en travaillant sur l'une des briques de base de la transmutation des déchets nucléaires, la réaction de spallation. Je me suis assez rapidement rendu compte qu'une implication effective dans ces recherches nécessitait d'abord et avant tout beaucoup de simulations numériques et de développement de modèles, l'un des axes de recherche du groupe spallation du SPhN. Mon ambition étant alors, et est toujours, d'être un physicien expérimentateur, je me suis naturellement orienté vers le programme expérimental de ce groupe. Il me semblait aussi essentiel d'appréhender cette physique qui était relativement nouvelle pour moi par les techniques expérimentales, les observables et l'analyse avant de travailler sur la modélisation¹. Un tel choix ne m'a d'ailleurs pas empêché d'avancer dans la connaissance (et la compréhension !) des modèles, essentiellement par la bibliographie. J'ai ainsi pu renouer avec les modèles originaux du noyau, dont celui de la goutte liquide dont la simplicité formelle m'avait beaucoup marqué au cours de mes études. Le programme d'expériences de spallation du SPhN était alors essentiellement centré sur des expériences de mesure en cinématique inverse des sections efficaces isotopiques de spallation et des distributions des vitesses de recul dans le centre de masse des noyaux produits auprès du séparateur de fragments (*FRagment Separator*, *FRS* en anglais) de l'accélérateur d'ions lourds *GSI*² de Darmstadt, en Allemagne [3]-[19]. Ces mesures, réalisées en collaboration principalement avec l'IN2P3-CNRS (CEN-Bordeaux Gradignan, IPN-Orsay), le GSI et l'université de Saint-Jacques de Compostelle, ont permis de faire avancer grandement notre appréhension quantitative des réactions de spallation et leur modélisation mais ont aussi soulevé des questions nécessitant, pour qu'on puisse y répondre, une compréhension plus fine des mécanismes de la spallation, surtout si l'on a comme objectif, ce qui est le cas du groupe spallation du SPhN, de construire des générateurs d'événements de spallation basés sur des modèles de physique et des codes prédictifs et contenant le moins possible de paramètres ajustables. L'étude de la spallation, motivée par les applications, revient ainsi à la physique nucléaire fondamentale et à sa démarche exploratoire.

C'est dans cette perspective de recherche fondamentale qui peut être au service de la physique appliquée que je place mon travail sur la spallation depuis cette époque, travail que je vais présenter dans ce mémoire, en m'attachant à montrer non seulement ce qui a été fait mais aussi les perspectives expérimentales, formidables à mon avis, dans le cadre du projet *FAIR* de la future installation de faisceaux hadroniques de *GSI* (*FAIR : Facility for Antiproton and Ion Research*).

¹ J'avoue de plus être fasciné par le processus de la mesure en physique, avec un intérêt peut-être plus grand pour le processus expérimental de mesure que pour l'objet mesuré lui-même. . . Cette fascination m'a poussé à faire de la physique expérimentale mon métier.

² *Gesellschaft für Schwerionenforschung*, en allemand, littéralement : société pour la recherche avec des ions lourds. *GSI* a un statut juridique équivalent en France à une *SARL*.

La spallation sera donc considérée, dans ce mémoire, comme un cas particulier de collision d'ions lourds aux énergies cinétiques de l'ordre du GeV par nucléon. La spallation a aussi la propriété de pouvoir être décrite de façon assez réaliste par des modèles simplifiés de réaction d'ions lourds :

- peu de compression, une excitation essentiellement « thermique »,
- des moments angulaires totaux relativement faibles, ce qui limite les effets des forces centrifuges sur la dynamique des collisions,
- une seule zone spatiale suffisamment excitée pour émettre des fragments,
- des énergies d'excitation du noyau impliqué relativement moins élevés que dans les collisions ion - ion aux mêmes énergies, ce qui entraîne des durées de vie moyenne des systèmes excités plus longues et qui laisse penser que la décomposition en deux phases de la réaction dans la modélisation théorique est plus justifiée pour la spallation que pour les réactions d'ions lourds³.

L'aboutissement de cette démarche de simplification du problème posé par la compréhension des mécanismes des réactions d'ions lourds dans ce domaine d'énergie cinétique est de réaliser, en cinématique inverse, des collisions noyau - antiproton dans lesquelles l'annihilation de l'antiproton sur un nucléon du noyau libère une grande quantité d'énergie⁴ avec encore moins de compression, cette annihilation ayant lieu principalement en surface et une phase d'excitation relativement plus brève que pour les réactions $p + A$ [20, 21]. Ceci étant, réaliser de telles expériences en cinématique inverse, c'est à dire avec une cible d'antiprotons n'est pas encore possible... ce qui est bien dommage!

Si cette démarche de simplification dans l'étude des mécanismes des réactions d'ions lourds dans le domaine du GeV par la spallation offre des avantages, elle présente aussi quelques inconvénients qu'il est nécessaire de citer. L'étude de la spallation est complémentaire de celle des collisions d'ions lourds, la modélisation précise de la spallation étant une étape nécessaire vers la compréhension fine des collisions d'ions lourds. Comprendre la spallation ne suffira toutefois pas pour comprendre dans le détail les collisions d'ions lourds, de la même manière que de comprendre la diffusion quasi-élastique $e + {}^2H$ aux énergies de l'ordre du GeV , comme je l'ai fait pendant ma thèse, ne suffit pas pour comprendre les réactions $e + A$ d'une façon générale dans ce domaine d'énergie. La différence essentielle entre spallation et réactions d'ions lourds vient, d'un point de vue « macroscopique », de la présence, dans les collisions d'ions lourds, d'un effet de compression mécanique qui, s'il permet d'atteindre des excitations plus élevées, implique aussi un allongement de la durée de l'excitation du système avant relaxation.

L'inconvénient essentiel de la spallation est la faiblesse relative de l'énergie d'excitation moyenne. Elle est donc à la fois un avantage, comme décrit plus haut, et un inconvénient. Cette faiblesse relative a pour conséquence que les « signaux » de physique aux grandes énergies d'excitation sont forcément plus ténus que pour les réactions d'ions lourds, ce qui n'en facilite ni la compréhension ni l'interprétation non-ambigüe. Par exemple, l'identification d'événements correspondant à des temps d'émission très brefs des fragments de masse intermédiaire (IMF) est

³ Voir, dans le premier chapitre, la description théorique de la réaction de spallation.

⁴ L'énergie disponible pour la réaction est de l'ordre de $T_K + 2 \times M_N \geq 2 GeV$ où T_K est l'énergie cinétique de l'antiproton dans le centre de masse et M_N la masse d'un nucléon.

forcément difficile puisque l'espace des phases finales de la réaction est essentiellement peuplé d'états dans lesquels un seul résidu de taille moyenne ou proche du projectile est présent avec des particules légères, protons, neutrons et particules alphas. En effet, cette faiblesse relative de l'énergie d'excitation moyenne a pour conséquence un plus grand temps de vie moyen des états excités et un plus lent établissement d'un (quasi)équilibre statistique du système excité. Cette lenteur relative favorise, en principe, la thermalisation par collisions binaires dans le noyau excité (le pré-équilibre) et les mécanismes lents de désexcitation (principalement l'évaporation). Dans les réactions de spallation, la mise en évidence de mécanismes rapides de désexcitation comme la multifragmentation sera donc nécessairement plus difficile.

À la suite des expériences de production des résidus de spallation au *FRS* de *GSI*, une collaboration s'est montée pour prolonger ces mesures *inclusives* par des mesures en coïncidence des fragments de spallation : non seulement les résidus lourds mais aussi les fragments plus légers comme les neutrons, les hydrogènes, les héliums et les fragments de masse intermédiaires (*IMF* en anglais). C'est la collaboration *SPALADIN*.

Le principe de mesurer en coïncidence l'état final des réactions nucléaires est d'obtenir des photographies instantanées de ces réactions dans un niveau de détail plus fin que les mesures inclusives, ceci afin d'étudier plus en profondeur les mécanismes de réaction. D'une façon générale en physique nucléaire, les mesures en coïncidence, événement par événement, de plusieurs particules dans l'état final des réactions se révèlent être des outils plus sensibles aux détails des mécanismes de réaction que les mesures inclusives dans lesquelles une seule particule de l'état final est détectée par événement. La littérature concernant la physique des ions lourds montre aussi que, dans ces mesures en coïncidence, la reconstruction de la cinématique au point de réaction ajoute encore de la sensibilité à la mesure.

À l'aide d'une simulation numérique un peu rudimentaire d'un dispositif expérimental imaginé à partir de détecteurs existants et assemblés pour l'occasion, nous nous sommes convaincus il y a quelques années, et nous avons réussi à convaincre, de l'intérêt d'une telle mesure pour la compréhension de la physique de la spallation. Convaincre ne fut néanmoins pas facile!

L'expérience *SPALADIN* fut essentiellement exploratoire. L'objet premier de ce mémoire est de tirer tous les enseignements de cette première mesure pour les expériences à venir. En particulier, il semble que nous n'ayons pas réussi à avoir suffisamment de sensibilité dans nos données à la cinématique des réactions dans la cible. En second lieu, j'entends analyser les performances potentielles d'un tel dispositif, dans le principe et expérimentalement, pour comprendre les différents mécanismes et leur importance relative à l'œuvre dans la spallation. Aussi ce mémoire est-il organisé de la façon suivante :

- nous décrirons, dans une première partie, les principes de modélisation théoriques des différents mécanismes de réaction. Dans le cadre théorique ainsi tracé, nous expliciterons les questions posées par les études de la spallation faites au *FRS* de *GSI*, notamment sur le noyau ^{56}Fe . Enfin, nous présenterons le principe expérimental de la mesure en coïncidence et en cinématique inverse, principe qui fut appliqué dans l'expérience *SPALADIN*.
- Dans une seconde partie, nous décrirons l'expérience *SPALADIN*, nous présenterons quelques résultats sur le système $^{56}\text{Fe} + p$ à 1 *GeV* par nucléon.

- Dans une troisième partie, nous exposerons les performances de l'installation, simulées à l'aide d'un modèle *GEANT IV*.
- Dans une quatrième partie, nous présenterons les expériences à venir avec l'installation *SPALADIN* déménagée dans une nouvelle aire expérimentale de *GSI* ainsi que les études en cours dont l'objectif est de préparer les futures expériences de spallation auprès de l'installation *FAIR* de même que les performances attendues pour ces expériences.
- Nous présenterons nos conclusions dans une cinquième partie.

Ce mémoire d'habilitation à diriger des recherches est, en fait, bien plus la présentation d'une démarche scientifique en cours d'accomplissement et de développement que l'analyse exigeante et fine de résultats scientifiques acquis ces dernières années. Il raconte en quelque sorte l'histoire du projet *SPALADIN*, son état d'avancement en ce printemps 2006 et ses perspectives.

Quand j'ai choisi, il y a quelques années, de travailler sur la physique de la spallation, il m'a en effet fallu faire un peu tout en même temps, en étroite collaboration avec les autres membres du groupe d'étude de la spallation du SPn : de la bibliographie sur la physique des ions lourds et les modèles de réaction (j'avais beaucoup de retard par rapport aux collègues, retard qui n'est que très partiellement comblé!), de l'expérimentation avec la préparation et la prise des données de *SPALADIN* mais aussi la préparation de l'avenir, essentiellement avec le projet *R³B* et l'étude de ses potentialités non seulement pour la spallation mais aussi pour d'autres domaines de physique. Même si mon activité se déroule au sein d'une équipe de physiciens qui travaillent très efficacement, ces années n'ont pas permis d'aboutir, avant la rédaction de ce mémoire, à une publication de nos données en coïncidence qui aurait dû être alors la base de ce mémoire d'habilitation. C'est pourquoi ce mémoire contient plus de portes ouvertes sur des perspectives que je n'ai pas encore entièrement explorées⁵ que de résultats de physique ou de détails d'analyse de données. Je renvoie le lecteur désireux d'en savoir plus sur l'analyse des données de *SPALADIN* et sur l'intégralité des premiers résultats de la mesure sur le système $^{56}\text{Fe} + p$ à 1 GeV par nucléon à la thèse d'Abdelhafid Lafriakh [22], soutenue en décembre dernier, à la thèse d'Éric Le Gentil que j'ai encadrée et qui sera soutenue à l'automne [23] ainsi qu'à celle de Michael Böhmer [24] qui doit être soutenue, elle aussi, en 2006. L'analyse des données de ce système de détection ne fut pas excessivement simple et n'est d'ailleurs pas entièrement terminée. C'est ce qui explique que nous ayons fait « aussi peu de physique » avec les données de *SPALADIN*, du moins jusqu'à présent.

J'espère, dans ces quelques pages, donner au lecteur le sentiment que les perspectives de physique autour de la spallation et, plus largement, avec les instruments que nous développons pour la spallation sont vastes. C'est mon but en écrivant ce mémoire d'habilitation à diriger des recherches.

⁵ Perspectives de physique mais aussi perspectives dans l'instrumentation des futures expériences.

Chapitre 2

Les mécanismes de la spallation

Travailler sur la littérature des débuts de la physique nucléaire et les premières modèles qui ont bâti cette science est un exercice éclairant à plus d'un titre pour un physicien. Cela permet, par exemple, de prendre du recul par rapport aux modèles du noyau et des réactions d'ions lourds utilisés « couramment » et de questionner les fondements mêmes de ces modèles. Cela permet aussi d'oublier un peu la vision microscopique du noyau, vision qui devient naturelle au physicien nucléaire d'aujourd'hui tant les modèles nucléaires microscopiques sont répandus, et de se rendre compte que quand bien même on ne connaît pas la composition intime du noyau atomique et de la matière nucléaire, on peut dire beaucoup sur ses propriétés et, ce, grâce aux réactions nucléaires et aux premiers principes de la mécanique quantique. Ce recul permet par ailleurs de questionner cette vision microscopique du noyau, ses approximations plus ou moins explicites et ses insuffisances. Par exemple, la notion d'état à une particule, comme le modèle du champ moyen la met en œuvre avec une correspondance exacte entre les nucléons et les états du noyau dans le champ moyen, si elle est d'une grande pertinence, ne semble pas suffisante pour comprendre les mesures des facteurs spectroscopiques des états fortement liés dans le noyau [25] alors qu'elle conditionne beaucoup notre vision du noyau. À ce titre et pour ne prendre qu'un exemple, les articles de Hans Bethe et de Niels Bohr des années 1930 et 1940 sont remarquables [26, 27] : tout en ignorant ce que contient exactement le noyau atomique, ces deux auteurs et leurs collaborateurs se sont montrés capables de modéliser de façon relativement simple et pourtant de manière réaliste, les réactions neutron-noyau. La nature quantique du système neutron + noyau permet en effet de dire / comprendre / prévoir beaucoup des phénomènes observés sur ce système. Ces articles sont autant de messages de persévérance pour le physicien nucléaire qui peut parfois se perdre dans la sophistication mathématique, numérique et informatique des modèles qu'il utilise pour analyser les données de ses expériences. Ces articles posent également les fondements de cette physique « macroscopique » dont les analyses tournent autour du modèle de la goutte liquide et d'une vision du noyau comme un milieu continu de matière, loin des effets de discrétisation prévus par le modèle de champ moyen dont on étudie la thermodynamique. De ce point de vue, le noyau est considéré comme un milieu hautement dispersif dont on essaie de comprendre les propriétés : capacité calorifique, dE/dx , viscosité, température, densité etc. . .

Cela dit, on trouve aussi dans la littérature de physique nucléaire de ces années-là des

physiciens qui remarquent que la mécanique quantique appliquée à la physique du noyau aboutit très fréquemment à des formules mathématiques très compliquées!! Il faut dire que cette affirmation reste vraie aujourd'hui...

Enfin, ce travail sur la physique nucléaire d'antan¹ permet de prendre conscience plus clairement - si cela est nécessaire! du fait que la compréhension et la modélisation du noyau et de la matière nucléaire n'ont progressé qu'avec les expériences et les mesures de nouveaux phénomènes. Quand on « débarque » dans un nouveau domaine de physique comme j'ai pu le faire il y a quelques années, ce rappel remet bien les choses en perspective!

La montée en énergie des accélérateurs de physique nucléaire au cours du vingtième siècle a permis d'accroître l'énergie déposée par le projectile dans le noyau cible ce qui a ouvert plus largement l'espace des phases des états finaux des réactions et ce qui a permis, grâce aussi à l'augmentation de l'intensité des faisceaux, l'observation d'états finaux de réactions de plus en plus complexes et rares, nécessitant une modélisation de plus en plus fine des réactions et du noyau excité.

L'objet du présent chapitre n'est en rien d'être synthétique et complet sur la description théorique des réactions d'ions lourds faisant intervenir des énergies de quelques centaines de *MeV* à quelques *GeV* par nucléon. Si j'ai essayé de mentionner toutes les modélisations dont j'ai connaissance, c'est assez arbitrairement que j'ai choisi d'insister sur certains modèles et de passer nettement plus rapidement sur d'autres. Ce choix a bien entendu eu comme conséquence que j'ai dépensé beaucoup plus de temps et d'énergie² sur ces modèles que sur ceux que je ne fais que mentionner dans ce chapitre.

2.1 La décomposition en deux étapes

L'interaction d'un projectile rapide avec un noyau, ce qu'est fondamentalement une réaction de spallation comme nous l'avons définie dans l'introduction, a été décrite pour la première fois par R. Serber en 1947 [28]. Un nucléon d'une centaine de *MeV* ou plus d'énergie cinétique possède un libre parcours moyen λ dans le noyau défini par :

$$\lambda = \frac{1}{\rho_0 \sigma_{NN}} \quad (2.1)$$

où ρ_0 est la densité moyenne du noyau en nombre de nucléons par unité de volume et σ_{NN} est la section efficace totale d'interaction nucléon - nucléon. Dans le domaine d'énergie considéré, le nucléon incident n'interagit pas avec le noyau dans son ensemble, sa longueur d'onde de Broglie étant plus petite que le rayon quadratique moyen du noyau cible mais diffuse sur les nucléons du noyau cible. Sa section efficace élémentaire est donc bien la section efficace de diffusion nucléon - nucléon. On a de plus :

$$\sigma_{NN} = \pi r_0^2 \quad (2.2)$$

¹ Rien de péjoratif dans ce terme!

² Il n'y a pas qu'en mécanique quantique que temps et énergie sont des variables conjuguées. Cela est vrai aussi au niveau du physicien...

où $r_0 \simeq 1 \text{ fm}$ est le rayon quadratique moyen des nucléons. De ce constat et sachant que $\rho_0 \simeq 0,1 \text{ fm}^{-3}$, on aboutit à $\lambda \simeq 4 \text{ fm}$, ce qui est comparable au rayon quadratique moyen des noyaux. Ainsi, le nucléon incident ne subira, dans la plupart des cas, qu'une ou deux, voire éventuellement trois interactions à l'intérieur du noyau cible et très rarement plus. De cette remarque, on déduit en particulier que le nucléon incident ne subit pas une absorption totale dans le noyau cible pour former un noyau composé (*compound nucleus* en anglais) comme l'a proposé N. Bohr [27] pour expliquer la réaction d'un neutron lent (i.e. de faible énergie) sur un noyau et l'isotropie d'émission des neutrons émis dans l'état final. Ceci est d'autant plus vrai que la section efficace totale nucléon - noyau est dominée par les grands paramètres d'impact b et que, quand le paramètre d'impact b s'accroît, « l'épaisseur de noyau » traversée par le projectile diminue par simple considération géométrique, devenant ainsi inférieure à λ .

La probabilité est donc importante, en fait, que le nucléon incident ressorte du noyau cible avec une grande partie de son énergie cinétique initiale. Elle l'est d'autant plus que les collisions entre le nucléon incident et les nucléons du noyau cible doivent se faire, du fait du principe d'exclusion de Pauli, avec un transfert minimum d'énergie afin de permettre au nucléon du noyau cible d'atteindre au moins l'un des premiers niveaux d'énergie au dessus du niveau de Fermi du noyau cible. L'existence de ce transfert minimum d'énergie, de l'ordre de l'énergie moyenne d'un nucléon dans le noyau, réduit considérablement la contribution des angles avant dans la section efficace totale σ_{NN} , contribution qui forme l'essentiel de cette section efficace. La section efficace effective σ_{NN}^{eff} est donc inférieure à σ_{NN} pour les nucléons libres, ce qui diminue encore la probabilité d'interaction du projectile dans le noyau cible par rapport à l'estimation initiale.

Au cours de ces collisions, les nucléons du noyau qui auront acquis de l'énergie cinétique vont diffuser dans le noyau résiduel. Comme ils auront préférentiellement acquis une énergie cinétique qui reste relativement faible, on peut considérer, d'après R. Serber et en première approximation, que cette diffusion s'effectuera, sur le modèle du noyau composé de N. Bohr, par absorption totale. R. Serber remarque aussi que si le nucléon incident entre en collision avec un nucléon situé sur le bord du noyau, ce nucléon a de bonnes chances de s'échapper directement du noyau, sans autre interaction. On aura dans ce cas une réaction « quasi-élastique » du nucléon incident avec un nucléon de la cible, plutôt qu'une réaction nucléon - noyau.

À partir de cette description qualitative, basée sur des considérations tout à fait quantitatives, on peut proposer une description en deux étapes de la réaction de spallation :

- une phase rapide de diffusions nucléon incident - nucléons individuels du noyau cible
- une phase plus lente de désexcitation du noyau « composé », noyau résiduel excité après l'échappement des particules énergiques provenant des collisions directes nucléon - nucléon³.

Notons que, comme c'est toujours le cas en physique quantique, cette différence d'échelles de temps entre les deux phases correspond à une différence dans les ordres de grandeur des énergies échangées aux cours des réactions : quelques dizaines de MeV jusqu'à quelques centaines de

³ Ce noyau résiduel sera dénommé dans la suite **préfragment**, l'expression « noyau composé » étant plutôt réservée aux réactions à plus basse énergie au cours desquelles le projectile et le noyau cible fusionnent, entièrement ou partiellement.

MeV dans la phase rapide de la réaction, quelques MeV dans la phase de désexcitation.

De fait, les modélisations existantes des réactions de spallation reposent sur une séparation franche entre une phase rapide, impliquant un certain type de modèle, la *cascade intranucléaire*, et une phase plus lente, modélisée par un calcul statistique de désexcitation du préfragment. Cette séparation, bien que nécessaire à la modélisation est, néanmoins, parfaitement discutable conceptuellement. Il s'agit bien là d'une hypothèse phénoménologique. Cette hypothèse revient à supposer que la cascade (i.e. son modèle) laisse le noyau résiduel en équilibre statistique dans l'espace de ses états quantiques, hypothèse basée sur de fortes présomptions mais dont la démonstration expérimentale reste à faire⁴. On fait aussi par cette hypothèse le raisonnement implicite que les réactions décrites par le modèle de cascade intranucléaire sont suffisantes pour amener le noyau résiduel vers l'équilibre statistique, ce qui n'a rien, non plus, d'évident.

Pour « adoucir » cette transition dans la modélisation, certains modèles font appel à une étape intermédiaire, le pré-équilibre. L'idée de base du pré-équilibre est de décrire l'évolution du noyau excité d'un état à n particules au dessus du niveau de Fermi et à p trous créés par la diffusion du projectile incident sur le noyau cible vers un état d'équilibre statistique (dérivée temporelle des probabilités de transition entre les différents états quantiques nulle) sous l'effet des interactions à deux corps entre les nucléons du noyau excité. J.J. Griffin [29] a posé la base du modèle de pré-équilibre, modèle généralisé et affiné par la suite par de nombreux auteurs [30]-[34]. L'idée initiale de J.J. Griffin s'appuie sur un calcul de L. van Hove [35] (et sur la formule de densité d'états quantiques en fonction de l'énergie d'excitation de T. Ericson [36]) qui montre que sous l'effet d'une perturbation, un système quantique de grande taille évolue naturellement vers un système décrit par un ensemble statistique microcanonique.

Cette évolution naturelle du noyau excité vers son équilibre statistique (le préfragment) permet de coupler la fonction d'onde du noyau excité au continuum de certaines configurations quantiques, ce qui donne la possibilité au système ainsi modélisé d'émettre des fragments qui peuvent être composés et de se désexciter. De plus, du fait de leur émission par collisions binaires nucléon-nucléon, ces fragments peuvent avoir des impulsions relativement élevées, beaucoup plus élevées que ne le permet l'évaporation, par exemple. La nécessité d'introduire le pré-équilibre vient du fait que les modèles de pré-équilibre furent longtemps les seuls à pouvoir expliquer, au moins qualitativement, l'extension des spectres des fragments détectés vers les hautes énergies cinétiques dans les collisions d'ions lourds.

Les modèles de pré-équilibre ne permettent de décrire que de manière très imparfaite les données récentes prises sur des réactions proton - noyau et neutron - noyau dans lesquelles le noyau cible diffuse inélastiquement un nucléon de quelques dizaines de MeV (typiquement 50 - 100 MeV [37, 38]).

Introduire le pré-équilibre dans la diffusion d'un proton de plusieurs centaines de MeV sur un noyau peut se faire en généralisant l'idée initiale de R. Serber au cas où un nucléon du noyau cible absorbe plusieurs dizaines de MeV du proton incident et diffuse ensuite sur le noyau résiduel. Mais, dans ce cas, pourquoi ne pas imaginer que le modèle de cascade intranucléaire puisse prendre en charge cette modélisation des diffusions secondaires ? En effet, le mécanisme

⁴Si tant est qu'une telle démonstration expérimentale soit effectivement faisable, ce dont je ne suis pas sûr, personnellement...

de base de ces deux modèles est identique : la diffusion nucléon - nucléon à l'intérieur du noyau considéré comme un gaz de Fermi. Pour avoir une réponse à cette question, le modèle de cascade *INCL4* a été testé sur des données proton + noyau aux énergies de quelques dizaines de *MeV* [38]. La description relativement correcte de telles données par un modèle de cascade intranucléaire permet de valider ce modèle dans sa composante équivalente au pré-équilibre (évolution du système excité par l'intermédiaire des réactions à deux corps) et ouvre des perspectives de modélisation très intéressantes [39] en unifiant dans un même modèle la description des collisions inélastiques $p/n + A$ sur une échelle d'énergie de quelques dizaines de *MeV* à quelques *GeV*. J. Cugnon et P. Henrotte [39] avancent l'hypothèse que les observables de la diffusion inélastique $p/n + A$ auxquelles contribuent tous les états à une ou plusieurs particules du noyau sont mieux décrites par un modèle d'états quantiques dans un spectre continu que par un modèle d'états dans un spectre discret et rapprochent cette hypothèse des calculs de C. Mahaux et R. Sartor [25] des états à un corps dans le noyau profondément liés pouvant posséder une largeur non nulle, la somme des contributions de ces états aux observables lissant alors le caractère discret de ces états liés.

De la même manière, une modélisation correcte de l'émission de fragments composites énergiques dans la cascade intranucléaire permettrait de faire l'économie d'une étape de pré-équilibre dans la modélisation du mécanisme de la spallation.

Remarquons enfin que les modèles de pré-équilibre peuvent aboutir à des résultats contradictoires. Ainsi, le modèle de pré-équilibre de Gudima *et al.* [40] couplé à leur modèle de cascade et au modèle de désexcitation *SMM* [41], s'il décrit finement les données du système $^{56}\text{Fe} + p$ à 1 *GeV* dans le centre de masse, notamment l'émission de fragments de masse intermédiaire, échoue complètement à décrire cette émission pour le système $^{136}\text{Xe} + p$ à 1 *GeV* dans le centre de masse [17]. Dans ce second système, il semblerait que ce modèle ne permette pas de générer suffisamment d'énergie d'excitation du préfragment pour que celui-ci puisse émettre des IMF pendant sa désexcitation en nombre comparable aux données.

La démarche de modélisation qui est celle du groupe spallation du SPhN où je travaille est de mettre au point des codes prédictifs de génération d'événements de spallation à utiliser dans des modélisations plus globales de systèmes complexes. Dans cette logique, il n'est pas envisageable d'introduire un modèle supplémentaire, comportant nécessairement plus de paramètres à fixer et dont la justification physique n'est pas évidente si ce n'est de corriger les insuffisances éventuelles d'un code de cascade intranucléaire. Il est de loin préférable d'essayer de rendre le code de cascade le plus réaliste et le plus performant possible. Si ce travail aboutit, la question de l'utilisation d'un code de pré-équilibre ne se posera plus. En revanche, si ce travail n'aboutit pas et si la modélisation de la cascade montre des défauts qu'on ne peut pas corriger, la question du modèle de pré-équilibre se posera à nouveau.

Les codes que nous avons utilisés dans la suite de ce travail sont des codes en deux étapes (cascade + désexcitation) et ne comprennent pas de phase de pré-équilibre.

2.2 La cascade intranucléaire

La longueur d'onde de de Broglie associée à un proton d'énergie cinétique de 1 GeV (et donc d'une impulsion $p \sim 1,7 \text{ GeV}/c$) est :

$$\lambda = \frac{hc}{p} \sim 0,7 \text{ fm} \quad (2.3)$$

où h est la constante de Planck et c la vitesse de la lumière. λ ainsi calculée est inférieure au rayon de charge moyen du proton [42] :

$$r_0 = 0,870 \pm 0,008 \text{ fm} \quad (2.4)$$

Pour un proton de 500 MeV , $\lambda \sim 1,1 \text{ fm}$, ce qui est légèrement supérieur à r_0 .

Ainsi le proton incident « voit »-il dans le noyau cible les nucléons individuels. Remarquons que ceux-ci sont agités d'un mouvement de Fermi à l'intérieur du noyau et que leurs impulsions, généralement inférieures à $200 \text{ MeV}/c$ sont faibles par rapport à celle du proton initial. De plus, en reprenant l'argument de R. Serber expliquant que le libre parcours moyen du proton initial est de l'ordre du rayon quadratique moyen du noyau, on peut affirmer non seulement que le proton ne subira que très peu de collisions dans le noyau mais aussi qu'il n'y aura pas d'effets de cohérence quantique entre ces collisions⁵, totalement décorrélées les unes des autres si ce n'est au travers des lois de conservations globales du système (énergie, impulsion, moment angulaire total, charge et nombre baryonique). Il semble donc naturel de modéliser l'interaction du proton incident comme une succession incohérente, aux lois de conservation globale et au principe d'exclusion de Pauli près, de collisions binaires.

Les nucléons du noyau sur lesquels le proton incident a diffusé ont acquis, d'après le principe d'exclusion de Pauli expliqué plus haut, assez d'énergie cinétique pour diffuser eux-mêmes sur le noyau résiduel. De façon assez générale dans les modèles de cascade intranucléaire, on fait l'hypothèse que ces diffusions secondaires peuvent, elles aussi, être décrites comme des réactions binaires nucléon + nucléon. On voit là une différence avec la description de R. Serber des premiers instants de la réaction : celui-ci émettait en effet l'hypothèse que les diffusions secondaires devaient être traitées par absorption des nucléons sur le noyau résiduel. On dissipe de la sorte de l'énergie sur un nombre de degrés de liberté plus ou moins grand, suivant l'énergie perdue par le proton incident. Selon les énergies en jeu (dans les diffusions primaires et les diffusions secondaires), les sections efficaces totales sont soit entièrement élastiques, soit élastiques et inélastiques (comprenant les canaux d'excitation des résonances nucléoniques qui décroissent soit par rediffusion sur un nucléon soit par émission d'un pion.

⁵ Après la première collision, le proton possède un libre parcours moyen qui diffère peu de son libre parcours moyen initial. Ainsi, s'il subit une seconde collision dans le noyau, celle-ci se déroulera à une distance de la première collision de l'ordre de ce libre parcours moyen, c'est à dire à une distance très grande par rapport à cette distance de corrélation quantique, donnée par exemple soit par la largeur de la résonance nucléonique Δ créé, soit par le caractère hors couche de masse du pion échangé entre les deux nucléons au cours de la première collision. Pour la largeur de la résonance Δ et compte tenu de l'énergie cinétique que peut acquérir cette résonance dans la diffusion nucléon - nucléon, cette distance de corrélation est inférieure à $0,5 \text{ fm}$.

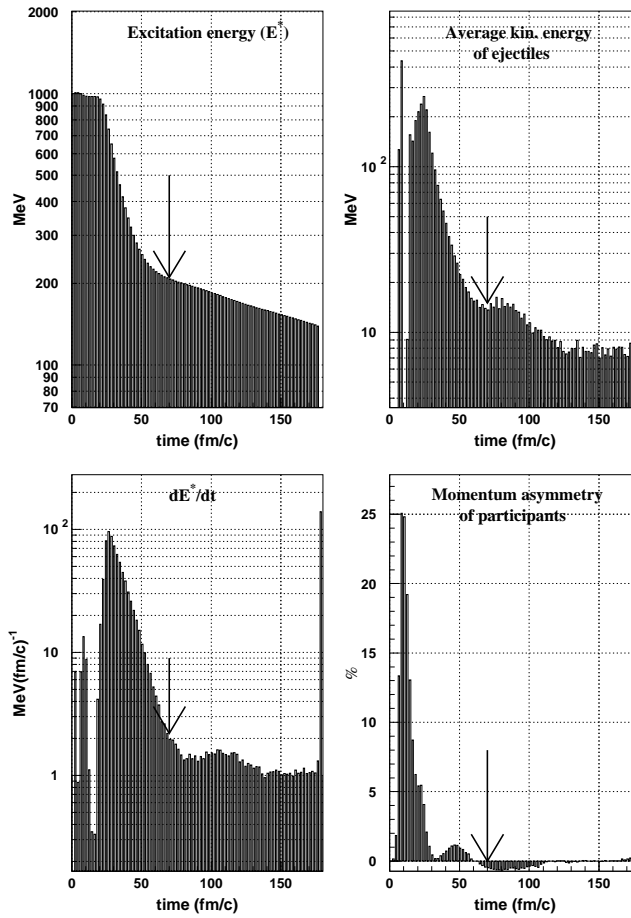


FIG. 2.1 – Évolution au cours de la cascade intranucléaire de l'énergie d'excitation moyenne par nucléon, sa dérivée par rapport au temps, l'énergie cinétique moyenne des particules éjectées et l'asymétrie des impulsions des participants à la cascade telles qu'on peut les calculer avec le modèle de cascade intranucléaire *INCL4* [48]. On remarque qu'au delà de 70 fm/c environ (temps indiqué par une flèche dans les quatre figures) ces grandeurs varient beaucoup moins vite.

La répartition de l'énergie perdue par le proton incident sur un nombre de plus en plus grand de nucléons du système diminue l'énergie moyenne acquise par chaque degré de liberté au cours des collisions binaires et la réaction ralentit. Petit à petit, les temps de collision s'allongent et les longueurs d'onde des objets quantiques en mouvement dépassent la taille des nucléons individuels. Les diffusions entre nucléons individuels perdent alors de l'importance au profit de phénomènes plus collectifs. Ceci est particulièrement vrai lorsque l'énergie maximale des degrés de liberté du système $A + p$ devient de l'ordre de l'énergie de liaison des nucléons dans le noyau. Cela signifie en particulier, du point de vue de la modélisation des réactions de spallation, qu'il faut introduire dans les calculs d'autres processus que les diffusions nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire pour poursuivre la désexcitation du système. Ceci peut être illustré par l'examen de la dépendance en temps de l'énergie d'excitation moyenne par nucléon obtenue dans le calcul de cascade intranucléaire *INCL4* telle que l'illustre la figure 2.1. On

voit sur cette figure qu'au delà de 70 fm/c les collisions individuelles des nucléons ne permettent qu'une décroissance très lente de l'énergie d'excitation par nucléon⁶. Sur cette échelle de temps, ces collisions rentrent alors en compétition avec des phénomènes collectifs de temps caractéristiques équivalents. Citons, pour donner un exemple de ces temps caractéristiques de phénomènes collectifs dans le noyau, la résonance dipolaire géante (*GDR*) dont la période est de l'ordre de quelques dizaines de fm/c [43]. D'autres canaux de désexcitation, comme l'émission de neutrons de faible énergie cinétique, l'émission de γ ou la fission (à faible énergie d'excitation) ont des temps caractéristiques beaucoup plus longs. Cette compétition entre diffusions nucléoniques et phénomènes collectifs s'accroît avec l'énergie d'excitation laissée (dans le cas de la spallation) par le proton incident dans le noyau cible. Par exemple, il a été noté dans la littérature⁷ une diminution très rapide du temps caractéristique d'évaporation des neutrons quand l'énergie d'excitation du système augmente (dans la référence citée, cette énergie d'excitation est exprimée sous forme de température, en MeV).

Cette modélisation de la cascade intranucléaire est, par essence, un calcul Monte-Carlo complexe. Ce calcul nécessite la prise en compte de nombreux « ingrédients » pour qu'il soit le plus réaliste possible, c'est à dire pour qu'il contienne le plus de physique possible d'une part tout en conservant, d'autre part, le plus petit nombre possible de paramètres numériques nécessaires aux calculs et aux approximations faites. Citons parmi ces « ingrédients » :

- la distribution des impulsions initiales des nucléons dans le noyau cible, grandeur pour laquelle il existe de nombreuses données expérimentales, notamment en diffusion quasi-élastique proton - noyau et électron - noyau,
- la diffusivité de la surface du noyau, correspondant à la forme du potentiel nucléaire (potentiel de Woods-Saxon, par exemple) et la prise en compte du lien entre l'impulsion initiale des nucléons et leur position dans le noyau, les nucléons ayant les plus grandes impulsions étant ceux qui peuvent atteindre le plus facilement la surface du noyau,
- la section efficace nucléon lié - nucléon lié, élastique et inélastique ; cette section efficace est nécessairement un modèle, l'expérience n'ayant pas accès à cette grandeur puisqu'on ne mesure dans les détecteurs que des nucléons libres... Cette section efficace est essentiellement basée sur la section efficace nucléon - nucléon mesurée expérimentalement à laquelle s'ajoute parfois des termes permettant de prendre en compte le caractère hors couche de masse des nucléons (la correspondance entre énergie et impulsion devant alors prendre en compte le potentiel nucléaire dans lequel se trouvent les nucléons)⁸,
- la prise en compte du principe d'exclusion de Pauli pour le calcul des collisions binaires.

Remarquons que la complexité de ces modèles de cascade intranucléaire est forcément limitée par la nécessité de contenir les temps de calcul dans des bornes acceptables par les utilisateurs potentiels de ces générateurs d'événements. Notons enfin que le temps d'arrêt de

⁶ Le temps qu'il faut au proton incident pour traverser la noyau cible est d'environ 30 fm/c pour un noyau de masse 200 ($1 fm/c = 3.10^{-24} s$).

⁷ Voir la synthèse présentée dans la référence [43].

⁸ Ces effets hors couche de masse ne sont sensibles que pour des nucléons ayant soit une très grande impulsion dans le noyau soit se trouvant sur des couches d'énergie de liaison très profondes. D'un point de vue quantitatif, ces effets ne sont sensibles que pour très peu de nucléons (ce sont les queues de distribution des nucléons dans le noyau) et jouent dans la cascade un rôle très marginal.

la cascade intranucléaire est un paramètre essentiel du calcul et se trouve doublement contraint. Il doit être, d'un côté, suffisamment long pour permettre à toutes les collisions violentes de se dérouler et au système nucléaire de perdre la mémoire de la direction privilégiée du proton incident. D'un autre côté, ce temps d'arrêt doit maintenir le temps de calcul dans les limites du raisonnable. Pour déterminer de façon empirique le temps d'arrêt de la cascade, les auteurs du code *INCL4* [48] se sont basés sur la vitesse de variation de l'énergie d'excitation E^* du noyau résiduel ($E^* = f(t)$ & $dE^*/dt = g(t)$) comme présenté sur la figure 2.1 et sur l'asymétrie des impulsions des participants aux collisions, asymétrie définie par :

$$\zeta_z(t) = \frac{\sigma_z^2 - (\sigma_x^2 + \sigma_y^2)/2}{\sum_{i \in \{x,y,z\}} \sigma_i^2} \quad (2.5)$$

où z est la direction du proton incident et où, pour $i \in \{x, y, z\}$:

$$\sigma_i^2(t) = \frac{1}{A_{res}} \sum_n (p_i(n) - \bar{p}_i)^2 \quad (2.6)$$

avec :

$$\bar{p}_i(t) = \frac{1}{A_{res}} \sum_n p_i(n) \quad (2.7)$$

où les grandeurs $p_i(n)$ représentent les composantes $i \in \{x, y, z\}$ de l'impulsion $\vec{p}(n)$ de la n -ième particule du noyau résiduel. Les sommes ci-dessus s'étendent sur l'ensemble des nucléons du noyau résiduel (de masse A_{res} , c'est à dire tout le système hormis les fragments déjà émis au cours de la cascade jusqu'à l'instant t (la dépendance en temps des grandeurs dans les termes de droite des équations ci-dessus est implicite : $A_{res} = A_{res}(t)$, $\sigma_i = \sigma_i(t)$, $p_i(n) = p_i(n)(t)$, $\forall i$).

La grandeur ζ_z permet de mesurer effectivement la perte de mémoire du système dans ce sens que les fragments émis lors de la cascade et jusqu'à l'instant t (i.e. qui ne sont plus dans le résiduel) le sont préférentiellement le long de la direction z du proton initial. Ainsi, à l'instant $t = 0$ de la cascade, quand le proton incident touche le noyau cible, on a :

$$\bar{p}_x(t = 0) = \bar{p}_y(t = 0) = 0 \quad (2.8)$$

$$\bar{p}_z(t = 0) = \frac{p_z(proj)}{A_{cible} + 1} \quad (2.9)$$

$$\sigma_x^2(t = 0) = \sigma_y^2(t = 0) = \frac{A_{cible}}{A_{cible} + 1} \sigma_{Fermi}^2 \quad (2.10)$$

$$\sigma_z^2(t = 0) = \frac{A_{cible}}{A_{cible} + 1} \left(\sigma_{Fermi}^2 + \frac{p_z(proj)^2}{A_{cible} + 1} \right) \quad (2.11)$$

ce qui nous donne :

$$\zeta_z(t = 0) = \frac{p_z(proj)^2}{3(A_{cible} + 1)\sigma_{Fermi}^2} \quad (2.12)$$

où A_{cible} est le nombre de nucléons du noyau cible, $p_z(proj)$ l'impulsion initiale du projectile (selon l'axe z) et σ_{Fermi} l'écart-type de la distribution de Fermi des impulsions des nucléons dans le noyau cible. À partir de cette valeur, ζ_z tend vers 0 lorsque le temps t de la cascade se

déroule. Les auteurs du code *INCL4* ont ainsi déterminé le temps d'arrêt t_{STOP} de la cascade par la formule empirique :

$$t_{STOP} = f_{STOP} t_0 \left(\frac{A_{cible}}{208} \right)^{0,16} \quad (2.13)$$

avec $f_{STOP} = 1$ & $t_0 = 70 \text{ fm}/c$.

Techniquement, le lien entre le code de cascade intranucléaire et le code de désexcitation est réalisé par le calcul, à la fin de la cascade, de quatre grandeurs qui caractérisent le préfragment et qui sont fournies ensuite comme arguments au code de désexcitation :

- $E^* = T_k(init) - \sum_{i \in inc} T_k(i) - T_k(pref) - \sum_{i \in inc} S(i)$, son énergie d'excitation, où $T_k(init)$ est l'énergie cinétique initiale du projectile, $\sum_{i \in inc} T_k(i)$ est la somme des énergies cinétiques de toutes les particules (neutrons, fragments chargés, pions...) éjectées au cours de la phase de cascade, $\sum_{i \in inc} S(i)$ la somme des énergies de séparation de ces particules et $T_k(pref)$ l'énergie cinétique de recul du préfragment à la fin de la cascade,
- $\vec{J}_{pref} = \vec{l}_{init} - \sum_{i \in inc} \vec{l}_i$, son moment angulaire total, où \vec{l}_{init} est le moment angulaire du projectile et $\sum_{i \in inc} \vec{l}_i$ est la somme des moments angulaires des particules éjectées au cours de la cascade intranucléaire,
- $A_{pref} = A_T + A_{proj} - \sum_{i \in inc} A_i$, sa masse (A_T et A_{proj} sont les masses du noyau cible et du projectile, respectivement) et
- $Z_{pref} = Z_T + Z_{proj} - \sum_{i \in inc} Z_i$, sa charge (les autres notations sont évidentes).

On fait ici l'hypothèse explicite que le préfragment a « oublié » le détail de sa formation, comme dans le modèle du noyau composé de N. Bohr. On parle de découplage entre la phase de cascade et la phase de désexcitation.

Comme le font remarquer E. Suraud *et al.* dans [43], pour les grandes excitations, le temps caractéristique d'émission des neutrons devient de l'ordre du temps d'arrêt considéré ci-dessus pour la cascade. Pour le noyau de ^{56}Fe , le temps d'arrêt de la cascade est $t_{STOP} \simeq 57 \text{ fm}/c$. Or, le temps caractéristique d'émission d'un neutron tel que le donne la référence [43] est paramétré par [45, 46, 47] :

$$\tau_n \simeq \frac{3,5}{T^2} \exp\left(\frac{8}{T}\right) 300 \text{ fm}/c \quad (2.14)$$

où T est une température équivalente donnée en MeV et liée à l'énergie d'excitation E^* par :

$$E^* = aT^2 \quad (2.15)$$

où $a \simeq A/8 \text{ MeV}^{-1}$ est le paramètre de densité de niveau du préfragment. Pour une énergie d'excitation $E^* = 200 \text{ MeV}$ ($T \simeq 5,4 \text{ MeV}$ pour ^{56}Fe), on aboutit à $\tau_n \simeq 170 \text{ fm}/c$, ce qui est effectivement plus grand que t_{STOP} . En revanche, pour une énergie d'excitation $E^* = 400 \text{ MeV}$, ($T \sim 7,6 \text{ MeV}$ pour ^{56}Fe), on obtient $\tau_n \simeq 60 \text{ fm}/c$, ce qui est de l'ordre de grandeur de t_{STOP} . Cela signifie que le noyau résiduel, à cette excitation-là, commencera à émettre des neutrons par des processus collectifs d'évaporation avant la fin de ce que nous considérons être la cascade ! Cette comparaison numérique nous laisse bien entrevoir le degré d'approximation de la décomposition en deux étapes du mécanisme de la spallation.

Il existe un nombre relativement important de codes de cascade intranucléaire. Ces codes diffèrent les uns des autres par la méthode de modélisation du noyau et des nucléons (milieu continu, calcul « microscopique » qui suit un à un les nucléons du système projectile + cible), la manière de prendre en compte le principe d'exclusion de Pauli ou encore le calcul des interactions nucléon - nucléon. Sans volonté d'être exhaustif, citons le code de H. Bertini [49], le premier code de cascade intranucléaire, très largement utilisé dans le monde car très optimisé sur le temps de calcul quand bien même des désaccords entre ses prédictions et les données expérimentales ont été relevés, par exemple dans les expériences de mesures des sections efficaces de production isotopique au *GSI-FRS* [3] ou dans les mesures de production de neutrons faite en cinématique directe au Laboratoire National Saturne (*LNS*) [50]. Mentionnons aussi les codes de N. Metropolis *et al.* [51] et de K. Chen *et al.* [52] ainsi que le code *ISABEL* de Y. Yariv & Z. Fraenkel [53], le modèle de Gudima, Mashnik *et al.* [40], le code de cascade de Liège [48] sur lequel travaille le groupe spallation de Saclay en collaboration avec J. Cugnon et le code de calcul *BRIC* de H. Duarte du CEA de Bruyères le Châtel [54].

2.3 La désexcitation du préfragment

L'un des objectifs essentiels de la physique des collisions d'ions lourds est l'étude de la matière nucléaire excitée. Il s'agit de marcher, dans cette direction, sur les traces de Bohr et de Bethe, comme nous l'avons dit plus haut. Les collisions d'ions lourds ont, dans ce cadre, pour but de créer des noyaux excités qu'on entend (qu'on espère!) pouvoir analyser comme autant de gouttes de matière nucléaire chauffée, comprimée et déformée. Malheureusement, le noyau excité est un charbon ardent sur lequel le physicien nucléaire se brûle fréquemment les doigts quand bien même il les a protégés d'un gant de physique quantique : la description du problème quantique à N corps interagissant fortement, N n'étant ni très grand (limite thermodynamique) ni très petit reste inaccessible à partir des premiers principes de la théorie quantique. Cette description est d'autant plus difficile pour les collisions d'ions lourds que le noyau excité génère lui-même en permanence le potentiel dans lequel les nucléons qui le constituent sont confinés ainsi qu'une température équivalente, par dissipation de l'énergie sur une grande partie de ses degrés de liberté et sans la présence d'un thermostat qui tiendrait cette température équivalente en équilibre.

Le point de vue adopté pour décrire la désexcitation du préfragment issu des premiers instants de la réaction (décrits comme étant la cascade intranucléaire) est celui proposé par H. Bethe dans sa théorie de l'interaction neutron - noyau [26] : considérer le noyau excité « de l'extérieur » et décrire de manière phénoménologique ses modes de décroissance pour en déduire, par l'intermédiaire des paramètres du modèle, les propriétés du noyau excité. Et c'est bien ce point de vue, et uniquement celui-là, qui nous permet de dire qu'on « comprend » ou qu'on « ne comprend pas » les expériences. Un calcul *ab-initio* exact et décrivant parfaitement les observables nous permettrait uniquement de valider le modèle de force nucléon - nucléon et ne nous apprendrait rien sur les degrés de liberté collectifs à l'œuvre dans ces collisions d'ions lourds. En effet, dans l'étude des systèmes complexes, comme peut l'être le noyau atomique, surtout s'il se trouve dans un état excité, il ne faut pas confondre description des observables

et explication effective des phénomènes, surtout quand cette description nécessite l'emploi de méthodes de calcul stochastique qui font intervenir de nombreux paramètres.

Les modèles de désexcitation qui vont être brièvement présentés ci-dessous reposent sur l'hypothèse d'un équilibre statistique. Suraud, Grégoire et Tamain, cités plus haut, ont fait une synthèse des signatures expérimentales soutenant l'hypothèse de l'existence des noyaux chauds en équilibre statistique dans les collisions d'ions lourds aux énergies « intermédiaires » (quelques dizaines de MeV par nucléon dans le laboratoire). Citons, parmi ces signatures, le profil essentiellement maxwellien des spectres des particules légères émises, spectres qui donnent accès à une température moyenne de la source émettrice, température qui dépend de l'espèce de particules considérée. Citons aussi les probabilités d'émission des fragments de masse intermédiaires (IMF) analysées dans les références données par Suraud *et al.* : l'émission d'IMF semble plus sensible à l'énergie dissipée qu'à l'état initial de la réaction, i.e. la voie d'entrée (voir aussi [1]). L.G. Moretto & G.J. Wozniak montrent que la production d'IMF par fission asymétrique séquentielle du noyau composé thermalisé permet une description relativement fidèle des données noyau - noyau aux énergies intermédiaires [55]. Suraud *et al.* font d'ailleurs remarquer que cette hypothèse d'équilibre statistique doit être d'autant mieux vérifiée que le système est grand et que l'excitation est importante, ce qui implique une thermalisation rapide du noyau chaud. Si dans le principe cette affirmation semble raisonnable, nous avons vu ci-dessus que les signaux de cette thermalisation sont certainement difficiles à analyser dans la mesure où le système commence à se désexciter avant même la fin de ce qu'on pourrait considérer comme la phase d'excitation. Dans de tels systèmes, désexcitation et thermalisation (ou évolution vers l'équilibre statistique) sont en compétition.

Dans le cas des réactions de spallation, où les excitations moyennes du préfragment sont moindres que dans les collisions impliquant deux ions lourds, cette hypothèse d'équilibre statistique a de bonnes chances d'être vérifiée. Il convient tout de même de s'assurer de sa signature expérimentale. Les données que l'on peut trouver dans la littérature sur les réactions $p + A \rightarrow n/p/{}^4He\dots$ [20], [56]-[68] font apparaître une partie thermique à basse énergie. Ces données mettent aussi clairement en évidence, comme nous l'avons discuté plus haut, une partie non-thermique à plus haute énergie et liée aux réactions directes (cascade) et au pré-équilibre et dont l'importance vis-à-vis de la partie thermique varie suivant le type de particule. Ainsi, comme il a été souligné par A. Letourneau *et al.* [67], l'essentiel de la production de 4He est l'évaporation alors que les noyaux de 3He proviennent principalement de la phase rapide de la réaction.

2.3.1 L'évaporation de fragments

Modélisation de Weisskopf-Ewing

En utilisant l'hypothèse de N. Bohr de la création d'un noyau composé de temps de vie long par rapport à la phase initiale d'excitation du noyau, équivalente au temps de traversée du

noyau par le projectile, i.e. le diamètre du noyau cible divisé par la vitesse du projectile, V.F. Weisskopf [69] puis V.F. Weisskopf et D.H. Ewing [70], proposent de décomposer la section efficace de la réaction $Y(a, b)Y'$ en deux facteurs :

$$\sigma(a, b) = \sigma_a(\varepsilon)\eta_b(E) \quad (2.16)$$

où $\sigma_a(\varepsilon)$ est la section efficace de formation du noyau composé $(Y + a)^*$, ε est l'énergie initiale du projectile a , $\eta_b(E)$ est la probabilité d'émission du fragment b à partir du noyau composé $(Y + a)^*$, celui-ci ayant une énergie d'excitation $E = \varepsilon + E_a$ où E_a est l'énergie de liaison de a dans $(Y + a)^*$. Dans l'hypothèse de Bohr [27], $\eta_b(E)$ ne dépend pas de la voie d'entrée. On a :

$$\eta_b(E) = \frac{\Gamma_b(E)}{\sum_{b'} \Gamma_{b'}(E)} \quad (2.17)$$

où $\Gamma_{b'}(E)$ est la largeur partielle de la voie de désexcitation $(Y + a)^* \rightarrow b' + Y'$, fonction de E .

Weisskopf et Ewing décomposent aussi $\sigma_a(\varepsilon)$ en deux facteurs :

$$\sigma_a(\varepsilon) = S_a(\varepsilon)\xi_a(\varepsilon) \quad (2.18)$$

où $S_a(\varepsilon)$ est la section efficace d'accès du projectile a à la surface du noyau Y et $\xi_a(\varepsilon)$ est la probabilité de réaction de a dans le noyau Y ⁹.

La largeur partielle $\Gamma_b(E)$ est décomposée en largeurs partielles sur les différents moments angulaires \vec{l} de la désexcitation qui laisse le noyau résiduel dans un état β d'énergie E_β :

$$\Gamma_b = \sum_{\beta, l} \Gamma_{b\beta}^{(l)} \quad (2.19)$$

La somme est ici discrétisée pour les convenances de la formulation mathématique mais E , l'énergie d'excitation du noyau composé dont dépendent Γ_b et $\Gamma_{b\beta}^{(l)}$, peut se trouver aussi dans la partie continue du spectre en énergie du noyau résiduel Y' . Il faudrait alors ajouter une formulation intégrale à la sommation dans la formule ci-dessus : $\int (d\Gamma_b/dE')\delta(E' - E)dE'$. Par symétrie par renversement du temps du phénomène, $\Gamma_{b\beta}^{(l)}$ est la probabilité du processus inverse, la formation du noyau composé $(Y + a)^*$ à partir du fragment b et du noyau Y' , le moment angulaire total de ce système étant \vec{l} et l'énergie totale du système étant égale à $E_{Y'b} = E - E_b$ où E_b est l'énergie de liaison du fragment b dans $(Y + a)^*$. En reprenant la décomposition présentée ci-dessus, on peut dire qu'une telle probabilité est liée à la section efficace $\sigma_b(\varepsilon_b)$ où $\varepsilon_b = E - E_b - E(\beta)$, $E(\beta)$ étant l'énergie de l'état β du résiduel Y' . On a alors :

$$\Gamma_{b\beta}^{(l)} = \frac{(2s_b + 1)(2s_\beta + 1)}{\omega_{(Y+a)^*}(E)} \frac{m_b \varepsilon_b}{\hbar^2 \pi^2} \sigma_{b\beta}^{(l)}(\varepsilon_b) \quad (2.20)$$

où s_b et s_β sont les spins du fragment b et de l'état β du noyau résiduel, respectivement, $\omega_{(Y+a)^*}(E)$ est la densité d'états du noyau composé autour de l'énergie d'excitation E , m_b est la masse du fragment b et :

$$\sigma_{b\beta}^{(l)}(\varepsilon_b) = S_b(\varepsilon_b)\xi_b(\varepsilon_b) \quad (2.21)$$

⁹ $1 - \xi_a(\varepsilon)$ est donc la probabilité de diffusion élastique.

selon une formulation identique à celle de la voie d'entrée (2.18).

Modélisation de Hauser-Feshbach

W. Hauser et H. Feshbach [71] ont étendu la modélisation de V.F. Weisskopf et D.H. Ewing en prenant en compte le moment angulaire total \vec{J} du système projectile + noyau cible et les moments angulaires du fragment émis et du noyau résiduel à partir des formules mathématiques obtenues auparavant par L. Wolfenstein [72]. Les formules auxquelles aboutissent ces auteurs sont relativement complexes et sont, de ce fait, applicables plutôt pour décrire les réactions de basse énergie pour lesquelles le nombre d'états possibles du moment angulaire total reste limité (ce qui est le cas de l'évaporation dans la spallation). Elles présentent néanmoins l'avantage de prendre en compte dans le même formalisme deux cas extrêmes :

- le cas où l'énergie des projectiles (des neutrons dans l'article original) est faible et ne permet d'exciter que quelques niveaux d'énergie du noyau résiduel (après décroissance du noyau composé), tout en étant suffisamment élevé pour que le noyau composé puisse être traité par le modèle statistique,
- le cas où l'énergie des fragments incidents est suffisamment grande et où la densité d'états du noyau résiduel est importante (par rapport, par exemple, à la largeur de la distribution en énergie des projectiles). Dans ce cas, la somme sur les niveaux d'énergie impliqués dans la réaction correspond à la sommation sur les états rotationnels du noyau résiduel pour une valeur approximativement constante de l'énergie d'excitation. Cette séparation dans les dépendances en énergie d'excitation et en moment angulaire des largeurs partielles des voies de désexcitation du noyau résiduel aboutit alors à une probabilité d'émission indépendante du moment angulaire (du fait des propriétés de sommation des coefficients de Clebsch-Gordan), ce qui revient à dire que cette probabilité d'émission est isotrope.

La modélisation de l'évaporation des fragments dans les réactions de spallation doit tenir compte de cette distinction faite par W. Hauser et H. Feshbach. Ceci étant, au regard des énergies en jeu dans les réactions de spallation impliquant un proton de plusieurs centaines de *MeV* dans l'état initial, on peut affirmer que, pour la plupart des événements, l'évaporation des fragments s'effectue avec un noyau résiduel dont la densité d'états est suffisamment grande pour que l'évaporation soit isotrope. Deux exceptions de principe doivent toutefois être signalées :

- l'évaporation des fragments à la fin de la désexcitation, lorsque le résiduel est proche de son état fondamental,
- l'évaporation de fragments relativement lourds (par exemple les fragments de masse intermédiaire, IMF) qui entraîne une perte d'énergie nécessairement importante du noyau émetteur pour que ces fragments franchissent la barrière coulombienne.

2.3.2 La fission asymétrique

L. Moretto fait remarquer que, lorsque la taille du fragment émis n'est pas petite par rapport à la taille du noyau excité, l'évaporation de ce fragment doit se faire nécessairement

par l'intermédiaire d'une déformation du noyau émetteur, de la même manière que dans la fission des noyaux lourds en deux fragments de tailles sensiblement identiques [73, 74]. Dans cette hypothèse, la probabilité d'émission du fragment doit dépendre non pas de l'espace des phases final et de la densité d'états du noyau excité mais plutôt des propriétés du système au point critique, à l'endroit où la déformation du noyau a suffisamment modifié la surface d'énergie potentielle sur laquelle évolue le système pour que des voies de désexcitation par séparation du noyau excité en fragments deviennent possible. Le franchissement ou non de ce point par le système, et la transition de celui-ci vers un système binaire, est alors causé par les fluctuations des degrés de liberté internes des fragments émis. C'est le modèle de l'état transitoire (« transition state model », en anglais). L. Moretto fait remarquer que ce scénario permet d'expliquer la forme des spectres en énergie des fragments lourds qui ne sont pas maxwelliens comme les spectres des fragments légers mais qui, au contraire, s'élargissent vers les basses énergies quand la masse de ces fragments augmentent, faisant apparaître une émission en apparence sous-coulombienne importante [56]. En effet, l'énergie cinétique des fragments émis vient essentiellement de la répulsion coulombienne initiale entre le fragment émis et le noyau résiduel. Or, si le système est déformé au moment de l'émission, l'énergie coulombienne du (futur) fragment est plus faible que dans la configuration de deux sphères en contact correspondant au cas d'une évaporation « simple ». Ainsi, lors de l'émission du fragment dans une configuration déformée, l'énergie cinétique qu'acquiert le fragment peut être moindre que la barrière coulombienne à franchir par ce fragment dans une géométrie sphérique. Dans les travaux de A.M. Poskanzer *et al.* [56], cette émission coulombienne est quantifiée par le calcul du rapport entre le sommet de la distribution en énergie cinétique mesurée de chaque fragment et l'énergie coulombienne du fragment émetteur. Ce rapport est de l'ordre de 0,5 pour les IMF.

La recherche que nous avons faite ne nous a pas permis de trouver le lien entre le formalisme du modèle de l'état transitoire et celui présenté ci-dessus de l'évaporation de Weisskopf - Ewing. Ce lien dans les expressions formelles et les éventuelles différences qu'il ferait apparaître me semble pourtant très intéressant.

L. Moretto décompose la largeur partielle de décroissance sur les modes normaux du noyau excité sur la « ligne de crête » de l'énergie potentielle du système suivant la direction privilégiée définie sur cette surface par l'asymétrie de masse des deux futurs fragments ¹⁰ :

¹⁰ Les modes normaux auxquels il est fait référence ici sont les variables qui diagonalisent simultanément l'énergie potentielle et l'énergie cinétique du système à la valeur considérée y de l'asymétrie de masse. Cette « ligne de crête », comme la désigne L.G. Moretto, fait partie de l'ensemble des points stationnaires de l'énergie potentielle du système noyau excité + degrés de liberté internes des deux fragments, ensemble défini par :

$$\{x_i\}_i \mid \frac{\partial V}{\partial x_i} = 0 \quad (2.22)$$

L'approximation quadratique faite dans l'expression de l'énergie du système selon les modes normaux correspond à cette propriété de stationnarité de la « ligne de crête ». L'une des limites de ma compréhension de ce modèle est l'hypothèse de l'existence de ces modes propres dans le cas qui nous concerne ici, hypothèse que j'admets.

$$\Gamma^{(n)} d\varepsilon dy dp_y \prod_i dx_i dp_i = \frac{1}{2\pi\rho(E)} \rho^* \left[E - B_R(y) - \varepsilon - \frac{p_y^2}{2m_y} - \sum_i \left(a_i x_i^2 + \frac{p_i^2}{2m_i} \right) \right] \frac{dy dp_y}{h} d\varepsilon \prod_i \frac{dx_i dp_i}{h} \quad (2.23)$$

Dans cette formule, $\rho(E)$ est la densité de niveaux du noyau excité, y est l'asymétrie de masse et p_y sa variable conjuguée ($p_y = \partial V / \partial y$), $B_R(y)$ est la valeur de l'énergie potentielle en y (à $x_i = 0, \forall i$), les p_i sont les variables conjuguées des modes normaux x_i , les m_i sont les moments d'inertie associés aux modes normaux, les coefficients a_i sont définis par $a_i = \partial^2 V / \partial x_i^2$, les dérivées secondes de l'énergie potentielle par rapport aux modes normaux¹¹ x_i et ε est l'énergie cinétique des deux fragments fissionnant.

En définissant une (pseudo-) température liée à la densité d'états du système ρ^* par :

$$\frac{1}{T} = \left. \frac{\partial \ln(\rho^*)}{\partial x} \right|_{x=E-B_R(y)} \quad (2.24)$$

on aboutit au développement de la largeur partielle $\Gamma^{(n)}$ autour de la valeur $E - B_R(y)$ (petites excursions des modes normaux autour du point stationnaire) :

$$\Gamma^{(n)} d\varepsilon dy dp_y \prod_i dx_i dp_i = \frac{1}{2\pi} \frac{\rho^*(E - B_R(y))}{\rho(E)} \exp \left[-\frac{1}{T} \left(\varepsilon + \frac{p_y^2}{2m_y} + \sum_i (a_i x_i^2) \right) \right] d\varepsilon \frac{dy dp_y}{h} \prod_i \frac{dx_i dp_i}{h} \quad (2.25)$$

T peut s'interpréter ici comme une température correspondant à l'équilibre (supposé atteint) entre les degrés de liberté collectifs du noyau excité et les degrés de liberté internes, plus nombreux, des deux fragments fissionnant.

Considérons à présent le cas de la déformation du système excité décrite par la variable z , de variable conjuguée p_z avec une énergie potentielle $V(z)$ donnée par l'expression :

$$V(z) = V_R + kz^2 \quad (2.26)$$

Dans cette expression, on a $k > 0$ parce que l'énergie potentielle de déformation est minimale quand la déformation est nulle. La largeur partielle correspondante, après intégration sur p_y (qui n'est pas une observable) devient :

$$\Gamma^{(n)} d\varepsilon dy dz dp_z = \frac{(2\pi T m_y)^{1/2}}{2\pi h} \frac{\rho^*(E - B_R(y))}{\rho(E)} \exp \left[-\frac{1}{T} \left(\varepsilon + \frac{p_z^2}{2m_z} + V(z) \right) \right] \frac{dy dz dp_z d\varepsilon}{h} \quad (2.27)$$

Cette formule peut à nouveau être intégrée sur p_z qui n'est pas une observable du problème si l'on souhaite mesurer à l'infini les fragments émis (ce qui est le cas dans une expérience!). De plus, si l'on fait l'hypothèse que l'énergie cinétique à l'infini du fragment détecté est :

$$E_k = E_0 - cz + \varepsilon \quad (2.28)$$

¹¹ Dans l'expression (2.23), le terme $\sum_i a_i x_i^2$ représente l'énergie potentielle de ces modes propres dans l'approximation quadratique et le terme $\sum_i p_i^2 / 2m_i$ l'énergie cinétique correspondant à ces modes propres. Le signe des coefficients a_i renseigne sur la stabilité de la ligne de crête par rapport au mode propre i .

où $E_c = E_0 - cz$ est l'énergie coulombienne du système déformé (développée au premier ordre), on aboutit à l'expression (13) donnée par L. Moretto [74] :

$$P(E_k)dE_k \propto dE_k \int_0^{E_k} d\varepsilon \exp\left[-\frac{1}{T}\left(\varepsilon + \frac{k}{c^2}(E_k - E_0 - \varepsilon)^2\right)\right] \quad (2.29)$$

En posant $X = E_k - E_0$ et $p = c^2/k$ et après un changement de variable dans l'intégrale on obtient :

$$P(X)dX \propto \exp\left[-\frac{X}{T}\right] \left[\operatorname{erf}\left(\frac{2E_0 + p}{2\sqrt{pT}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{p - 2X}{2\sqrt{pT}}\right) \right] dX \quad (2.30)$$

où :

$$\operatorname{erf}(X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^X e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad (2.31)$$

L. Moretto fait remarquer que dans tous les cas d'intérêt, on a :

$$\frac{2E_0 + p}{2\sqrt{pT}} \gg 1 \quad (2.32)$$

ce qui signifie que \sqrt{pT} , qui détermine la largeur des distributions en énergie cinétique des fragments émis, est une fluctuation liée à la déformation z qui est petite par rapport à E_0 , ce qu'indiquent les distributions en énergie cinétique des fragments mesurées par A. M. Poskanzer *et al.* [56] et qui se traduit par :

$$\operatorname{erf}\left(\frac{2E_0 + p}{2\sqrt{pT}}\right) \sim 1 \quad (2.33)$$

et :

$$P(X)dX \propto \exp\left[-\frac{X}{T}\right] \operatorname{erfc}\left(\frac{p - 2X}{2\sqrt{pT}}\right) \quad (2.34)$$

avec :

$$\operatorname{erfc}(X) = 1 - \operatorname{erf}(X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_X^\infty e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad (2.35)$$

Notons que l'expression ci-dessus ne présente pas d'effet de seuil autour de $X = 0$ ($E_k = E_c$). Cette expression fait donc apparaître la possibilité d'émission en apparence sous-coulombienne.

Dans son article [74], L. Moretto discute un certain nombre de cas particuliers. Nous renvoyons le lecteur à cette référence pour plus d'approfondissement.

Remarquons que le formalisme développé ci-dessus fait l'hypothèse d'un couplage faible, voire nul dans le cas particulier considéré, entre les modes normaux $(x_i)_i$ et les modes collectifs du noyau excité¹². Dans le cas de la fission des noyaux lourds en deux fragments de masse du même ordre de grandeur (fission symétrique), cette hypothèse n'est pas vérifiée et le formalisme présenté ci-dessus ne s'applique pas directement.

¹² On fait, en effet, un développement limité de ρ^* autour de $E - B_R(y)$, ce qui revient à considérer la contribution $\sum_i (a_i x_i^2 + p_i^2/m_i)$ comme petite par rapport à $E - B_R(y)$.

Notons enfin, pour essayer d'être le plus complet possible, que W.J. Swiatecki symétrise, dans un formalisme proche de celui du modèle de l'état de transition de L.G. Moretto, le calcul des largeurs partielles de décroissance du noyau excité par émission de neutron et par fission [75].

Le modèle de l'état transitoire pour le calcul de la fission asymétrique a été implémenté dans le modèle *GEMINI* de R.J. Charity *et al.* [91].

2.3.3 La fission

La modélisation des modes de décroissance des noyaux lourds¹³ par fission symétrique a été proposée pour la première fois par Bohr et Wheeler en 1939 [78]. On peut citer aussi le formalisme développé par H.A. Kramers [79]. Cette description permet de prendre en compte la structure très complexe des surfaces d'énergie potentielle des noyaux lourds fissionnants. Elle nécessite la résolution de l'équation de Fokker-Planck qui gouverne l'évolution dans le temps et dans l'espace défini par $x = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{crit}$ [78] (où $(Z^2/A)_{crit}$ est défini par rapport à la tension de surface de la goutte liquide et donne le rapport entre la force répulsive de Coulomb entre protons et l'attraction nucléaire au delà duquel la tension de surface n'est plus suffisante pour assurer la stabilité de la goutte liquide) et par sa variable conjuguée p , toutes deux considérées comme des variables classiques et continues. L'équation de Fokker-Planck fait intervenir le potentiel du système fissionnant, fonction de x , le coefficient de friction nucléaire ainsi que la température du système (voir, par exemple [80]). La résolution effective de cette équation est difficile numériquement et des approximations analytiques ont été employées afin de prédire l'évolution dans le temps de la réaction (c'est à dire avec l'excitation du préfragment formé à la suite de la cascade intranucléaire ou du noyau composé, à plus basse énergie) de la largeur de désexcitation par fission. Nous renvoyons le lecteur à la référence [81] pour une revue très intéressante des différents calculs et approximations des largeurs partielles de fission.

2.3.4 La multifragmentation

Lorsque l'excitation du préfragment à la fin de la cascade intranucléaire est très élevée, typiquement de l'ordre de l'énergie de liaison du préfragment, les temps caractéristiques de désexcitation par évaporation de particules légères ou par cassures binaires deviennent comparables à la durée de la cascade intranucléaire. Il n'est donc pas impensable que le système excité commence à se désexciter avant même d'atteindre l'équilibre statistique, équilibre qui constitue l'hypothèse principale sur laquelle reposent les modèles de désexcitation présentés précédemment.

Dans les réactions d'ions lourds qui aboutissent à de telles excitations du préfragment, on peut même utiliser l'image d'une explosion du noyau excité, les fragments étant émis quasi-simultanément. Cette image a été utilisée par E. Fermi quand celui-ci a proposé son modèle de décroissance dans les réactions violentes (i.e. de haute énergie) [82]. La probabilité de décroissance du système dans un canal particulier ne dépend alors plus, selon ce modèle, que

¹³ C'est à dire au dessus de la limite de Businaro-Gallone [77].

du poids statistique de ce canal dans l'espace des phases des états finaux. Cette image est renforcée par un certain nombre de calculs théoriques sur les propriétés thermodynamiques de la matière nucléaire chaude. Ces calculs, même s'ils sont de natures très différentes, montrent que la matière nucléaire chaude et homogène, aux densités inférieures à ρ_0 , la densité nucléaire à température nulle, et à des températures inférieures à la température critique¹⁴, état qu'atteignent approximativement les parties spectatrices des ions lourds dans les collisions violentes, est instable mécaniquement ($\partial\rho/\partial P < 0$) et se fragmente spontanément en deux phases : une phase liquide et une phase gazeuse. Dans une collision d'ions lourds, cette instabilité se traduit par la cassure simultanée du système très excité en plusieurs fragments. On parle alors de multifragmentation.

On peut citer, en particulier, le calcul très illustratif de W.A. Friedman [83] basé sur le modèle d'expansion - évaporation du préfragment conçu par cet auteur et décrit dans la référence [84]. Cet auteur montre avec son modèle une évolution du préfragment très dépendante de la température de celui-ci. Si, pour des températures de 10 - 12 *MeV*, la dynamique collective du préfragment permet son retour à la température nulle à la densité nucléaire normale ρ_0 , ce qui signifie en particulier qu'il reste à la fin de la réaction un résidu lourd, ce n'est plus le cas pour des températures de l'ordre de 15 *MeV*¹⁵. Pour de telles températures, le préfragment reste, dans son évolution au cours de la réaction, dans le domaine des basses densités nucléaires ($\leq 0,4\rho_0$) et n'en sort plus : il ne reste plus de résidu lourd à la fin de la réaction. W.A. Friedman remarque que, dans ce scénario, la formation rapide d'agrégats massifs (« rapid massive cluster formation », ce que nous appelons ici les fragments de masse intermédiaire) augmente assez brutalement. Il propose ainsi cette augmentation assez rapide du nombre de fragments de masse intermédiaire avec l'énergie déposée dans le noyau cible comme signature d'un nouveau mécanisme de réaction. W.A. Friedman propose par ailleurs une caractérisation de la dynamique conduisant à la multifragmentation : l'existence de deux « freeze-out ». Le premier correspond au blocage des forces dans le système en expansion, blocage provenant du fait que, dans ce système et dans certaines configurations, l'énergie libre par particule devient plus faible (en valeur absolue) dans les IMF que dans le système excité. Les nucléons se rassemblent alors spontanément en agrégats. Le second « freeze-out » correspond au point d'équilibre statistique entre les différents états possibles du système, y compris ceux dans lesquels plusieurs IMF se forment. Du fait de la répulsion coulombienne, ce point d'équilibre n'est accessible, dans une description macroscopique du noyau, qu'à haute température. La formation des agrégats procède alors des fluctuations quantiques entre ces états équiprobables.

Les signatures expérimentales de la multifragmentation ne sont pas forcément simples à mettre en évidence. En effet, en ce qui concerne par exemple les multiplicités de fragments lourds ou de masse intermédiaire, L.G. Moretto & G.J. Wozniak [55] ont montré que les cassures binaires séquentielles pouvaient, dans nombre de réactions, correctement prédire les taux de

¹⁴ La valeur de cette température varie autour de 15 - 20 *MeV* suivant le modèle de force nucléaire que l'on utilise dans les calculs.

¹⁵ Cette valeur est à rapprocher d'une autre, $T \simeq 5$ *MeV* estimée par le même auteur pour l'émission de fragments de masse 5,6 & 8 en accord avec un ensemble de données qu'il cite dans la référence [85]

production de fragments lourds. On peut imaginer, en revanche, que la cinématique de ces événements explosifs n'est pas la même que celle d'une chaîne de cassures binaires. Cela dit, une telle différence cinématique ne doit pouvoir apparaître que pour les événements ayant au moins *trois fragments lourds* dans l'état final. En effet, quelque soit le mécanisme à l'œuvre dans la désexcitation, on peut penser que la cinématique des fragments lourds des événements ne comptant que deux de ces fragments dans l'état final est dominée par la répulsion coulombienne entre eux, ce qui est confirmé par les données [55]. La distinction entre les deux mécanismes devient alors impossible dans la comparaison avec les données sauf si l'un des deux mécanismes s'avère incapable de prédire de façon correcte les taux de comptage observés.

La multifragmentation, à savoir l'émission de plusieurs fragments de masse intermédiaire ou de fragments lourds (hors fission) fait l'objet depuis nombre d'années d'études détaillées dont je ne peux donner ici une bibliographie complète, loin de là ! Celles-ci ont concerné aussi bien les collisions symétriques aux énergies de l'ordre de 1 GeV par nucléon que les systèmes non-symétriques aux énergies de Fermi. Les études qui sont les plus proches de la problématique de *SPALADIN* sont les expériences réalisés avec le détecteur *ISiS* (« Indiana Silicon Sphere », la sphère de silicium de l'Indiana en anglais) [92] aussi bien à Brookhaven en $p/\pi/\bar{p} + A$ [93] - [97] qu'au *LNS* (Laboratoire National Saturne) en ${}^3\text{He} + A$ [98] - [101] et les expériences $p/\alpha + A$ avec le détecteur *FASA* (Four π Acceptance Silicon Array) au JINR de Dubna [102] - [113]

Notons, afin d'être le plus complet possible, que, lorsque la violence de la collision augmente encore, la multifragmentation, au sens où nous l'avons définie, décroît car la taille des fragments de désexcitation diminue. La probabilité de ne trouver dans l'état final que des fragments légers, protons, neutrons et alphas, augmente sensiblement, comme l'ont montré les données de *NESSI*, du groupe « *ALADIN* » et d'*INDRA* [63, 86, 88]. On parle alors de vaporisation du noyau. L'estimation donnée par la collaboration *INDRA* dans [88] de la température minimale de vaporisation est de 12 MeV par nucléon.

Il existe de nombreux modèles ayant pour objet de décrire le processus de multifragmentation. J.P. Bondorf *et al.* [41] les classent en six catégories :

- les modèles probabilistes,
- les modèles macroscopiques,
- les modèles dynamiques microscopiques (Time Dependent Hartree-Fock, les modèles de dynamique moléculaire quantique),
- les modèles cinétiques basés sur les équations BUU ou VUU, par exemple,
- les modèles statistiques,
- les modèles hybrides.

Le lecteur trouvera dans cette référence des références très complètes correspondant à ces différents modèles.

Nous travaillons, pour analyser et comprendre nos données de spallation avec un modèle statistique de multifragmentation, le modèle *SMFM* dit aussi modèle de Copenhague (ou *SMM*). Dans une description statistique dont l'hypothèse de base est l'équilibre thermodynamique au moins partiel du système excité, le système évolue vers des configurations finales en fonction du poids statistique de celles-ci dans la fonction de partition du système. Dans ce

sens, ce modèle d'évolution n'est pas très différent, dans l'esprit, du modèle d'E. Fermi cité plus haut.

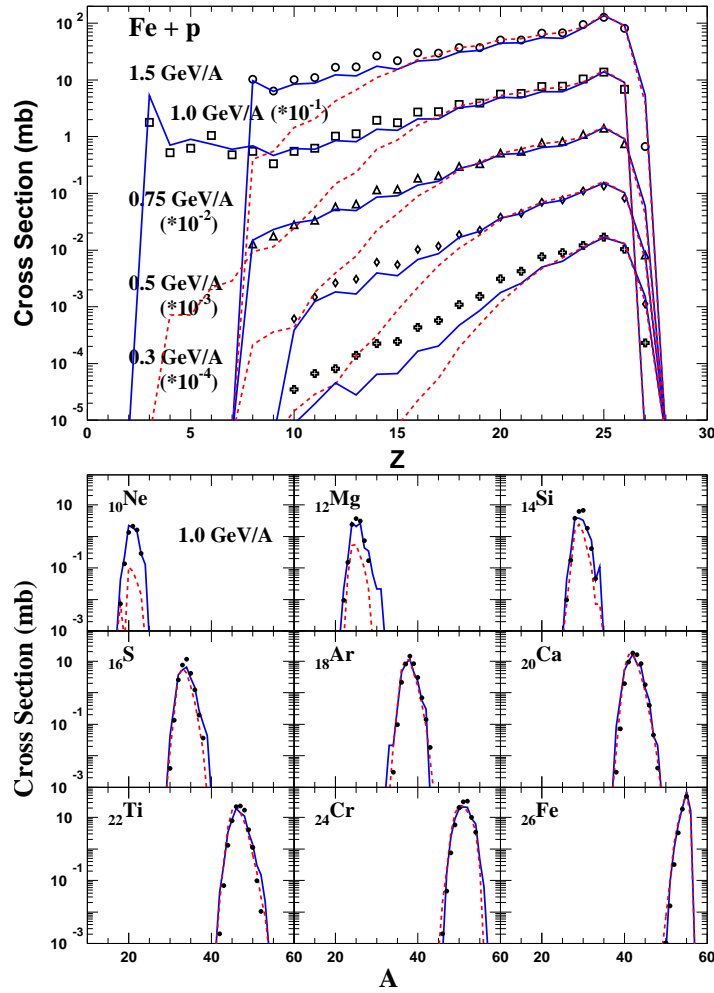


FIG. 2.2 – *Haut* : les sections efficaces de production des fragments de spallation en fonction de la charge des éléments pour cinq valeurs de l'énergie de faisceau, 0,3, 0,5, 0,75, 1 & 1,5 A.GeV. *Bas* : sections efficaces isotopiques de neuf éléments produits au cours de la réaction $^{56}\text{Fe} + p$ à 1 A.GeV d'énergie cinétique. Les données (points) sont comparés dans ici à deux calculs : *INCL4* + *GEMINI* (trait plein et bleu) & *INCL4* + *ABLA* (tirets rouges).

2.4 Les modèles théoriques et les données du FRS

Nous avons utilisé dans ce travail trois modèles de cascade intranucléaire et quatre modèles de désexcitation. Pour décrire la phase de cascade de la spallation, nous avons travaillé avec *INCL4* [48], *ISABEL* [53] et *BERTINI* [49]. Les modèles de désexcitation que nous avons employés sont : *ABLA* [89], *GEM* [90], *GEMINI* [91] et *SMM* [41].

L'utilisation de différents modèles nous permet en effet d'estimer la sensibilité de nos données aux différents mécanismes de réaction d'une part et, d'autre part, la dépendance

des variables expérimentales reconstruites en fonction des modèles utilisés pour ce faire. Cette (in)dépendance nous permet de mesurer si la couverture de l'espace des phases des états finaux de la réaction de spallation $^{56}\text{Fe} + p$ par le dispositif de détection est homogène et suffisamment complète.

Le paramétrage correct de ces modèles est un exercice difficile. Nous tenons à la disposition du lecteur les fichiers de paramètres que nous avons employés [114].

Une partie des données prises au *FRS* sur le système $^{56}\text{Fe} + p$ de la référence [15, 16] est présentée à titre d'illustration sur la figure 2.2 : la dépendance de la section efficace de la réaction $^{56}\text{Fe} + p \rightarrow Z$ en fonction de Z , la charge du fragment détecté pour cinq valeurs de l'énergie cinétique du faisceau : 0,3, 0,5, 0,75, 1 et 1,5 *A.GeV* et les sections efficaces isotopiques pour neuf éléments mesurées à 1 *A.GeV* d'énergie cinétique. Les données de [15] comprennent aussi des mesures systématiques des vitesses longitudinales des fragments dans le centre de masse du projectile initial.

Sur la figure 2.2, les données expérimentales sont comparées à deux modèles de mécanisme de la spallation : *INCL4* + *GEMINI* (trait plein et bleu) et *INCL4* + *ABLA* (tirets rouges). Le trait frappant de la comparaison entre les données et ces deux modèles théoriques est que l'évaporation séquentielle de fragments légers (essentiellement n , p et ^4He), mode essentiel de désexcitation du préfragment dans le modèle *ABLA* pour le système $^{56}\text{Fe} + p$ n'est pas capable de décrire les sections efficaces de production des éléments les plus légers à toutes les énergies mesurées. Pour décrire les données de production des éléments les plus légers, il semble nécessaire d'ajouter à l'évaporation séquentielle de légers la fission asymétrique du modèle de l'état transitoire de L. Moretto décrite dans le paragraphe 2.3.2 et prise en compte dans le modèle *GEMINI*. Remarquons enfin qu'une autre grande différence entre *GEMINI* et *ABLA* relève de la modélisation de l'évaporation. Celle-ci est traitée à partir de Weisskopf-Ewing dans *ABLA* et Hauser-Feshbach dans *GEMINI*. Soulignons aussi que *GEMINI* donne la possibilité de calculer l'émission des noyaux de *Li* et de *Be* soit par l'évaporation soit par la fission asymétrique.

Notons aussi que le code *SMM* utilisé avec *INCL4* et qui contient une modélisation des cassures binaires asymétriques des noyaux excités donne des résultats très similaires à ceux de *GEMINI* pour les canaux de production d'IMF. La contribution de la multifragmentation dans les sections efficaces de production des éléments les plus légers n'est pas aisée à quantifier dans les prédictions de *SMM*, ce d'autant plus que l'essentiel des états finaux comprenant plusieurs IMF est formé d'états à deux IMF.

Partant du constat de l'insuffisance de l'évaporation de fragments légers pour produire les fragments de charge comprise entre $Z = 3$ et $Z \sim 10 - 15$, P. Napolitani *et al.* ont essayé de quantifier la contribution de la multifragmentation dans la désexcitation du système $^{56}\text{Fe} + p$ à 1 *A.GeV* d'énergie incidente en étudiant de façon fine non seulement les sections efficaces de production mais aussi les distributions de vitesse longitudinale dans le repère au repos du projectile initial (^{56}Fe) des fragments les plus légers, les IMF. Ces distributions sont présentées sur la figure 2.3 pour les noyaux ^6Li , ^{10}B , ^{11}C et ^{12}C .

La structure en deux bosses des distributions pour les trois premiers noyaux montre que ces fragments ont été émis par un fragment plus lourd. Cette structure est en effet l'image d'une

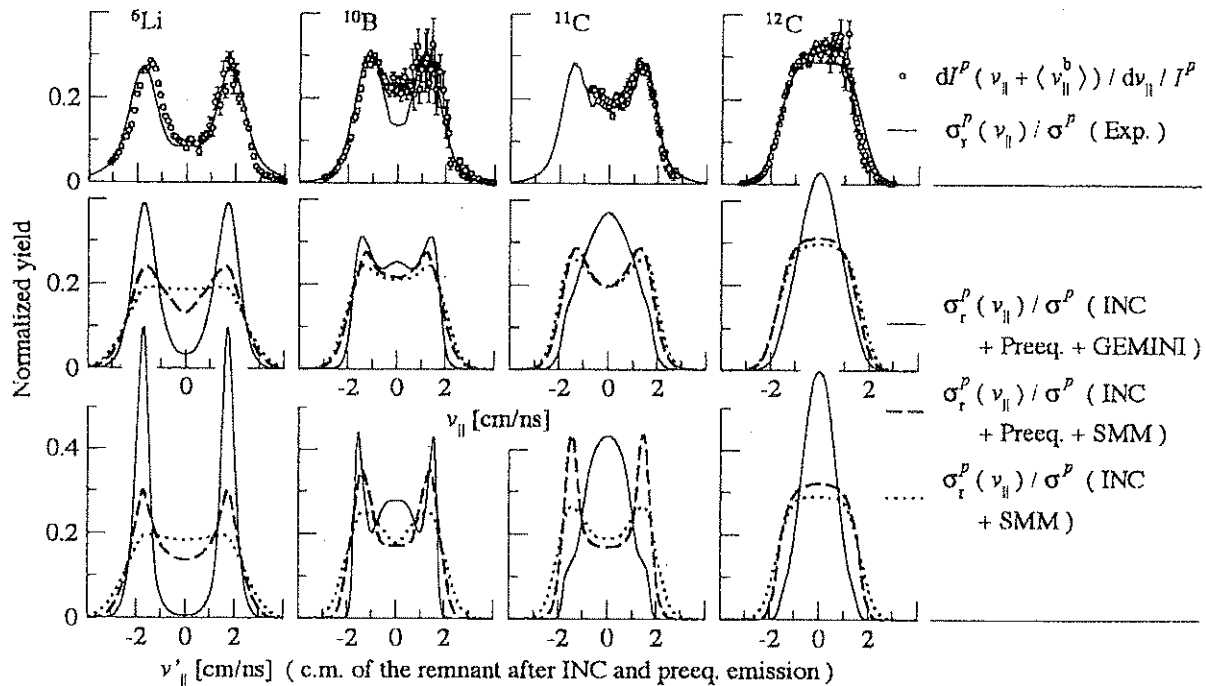


FIG. 2.3 – Distributions des vitesses longitudinales de quatre fragments de masse intermédiaire, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{11}\text{C}$ et ${}^{12}\text{C}$, dans le centre de masse du projectile initial, mesurées à 1 A.GeV [17].

répulsion coulombienne au point de réaction. En particulier, on peut affirmer que ces fragments ne sont pas les noyaux résiduels d'une chaîne d'évaporation de fragments légers, auquel cas ces distributions seraient en forme de cloche ayant son maximum en 0. À partir d'une comparaison entre ces données et la cascade (+ pré-équilibre) de Gudima, Mashnik et collaborateurs [34] couplée à la désexcitation de *SMM* ou de *GEMINI*, P. Napolitani et collaborateurs concluent à la sensibilité de ces données à la multifragmentation, la combinaison de cette cascade et de *SMM* reproduisant l'ensemble des données alors que *GEMINI* éloigne la prédiction théorique de l'expérience. Ceci étant, leur conclusion, que nous ne remettons pas en cause parce que nous n'avons jamais utilisé les codes de calcul [34], est sensiblement affaiblie par plusieurs choses. La première est que les paramètres du code *GEMINI* utilisés par P. Napolitani *et al.* ne semblent pas corrects, ce qui induit plus d'écart entre les données et *GEMINI* dans [17] qu'il n'y en a avec notre ensemble de paramètres comme l'ont montré les calculs de C. Volant et S. Pietri [114] qui reproduisent les spectres en vitesse longitudinale des IMF hormis le ${}^{11}\text{C}$ avec la combinaison de code *INCL4*, pour la cascade, et *GEMINI* pour la désexcitation. De plus, l'utilisation du modèle de pré-équilibre de Gudima [34] ne semble pas être sans poser de problème puisque ce code combiné à *SMM*, s'il décrit bien les données du système ${}^{56}\text{Fe} + p$ s'avère incapable de décrire les données du système ${}^{136}\text{Xe} + p$ à la même énergie, comme le montrent les auteurs de [17]. Les conclusions de P. Napolitani *et al.* sont très intéressantes et confirment la sensibilité de la distribution de la vitesse longitudinale reconstruite dans le référentiel du projectile au repos aux mécanismes de la spallation. Une confirmation de ces données, notamment sur le

rôle joué par le pré-équilibre dans la désexcitation du système $^{56}\text{Fe} + p$ et sur l'apparition possible de la multifragmentation dans ce système, serait la bienvenue, ce d'autant plus que les corrections d'acceptance liées à la faible ouverture angulaire du *FRS* sont importantes pour les fragments considérés.

Chapitre 3

Le dispositif expérimental

SPALADIN

3.1 Le principe de la cinématique inverse

Dans le cadre général des réactions d'ions lourds, on appelle réaction en cinématique directe la réaction pour laquelle le repère du centre de masse du système se déplace lentement le repère du laboratoire. La réaction en cinématique inverse est celle pour laquelle le repère du laboratoire est identique au repère du centre de masse du participant le plus léger de la réaction. Entre ces deux types de configurations, on peut trouver les réactions symétriques au cours desquelles interagissent deux ions identiques. Ainsi, pour l'étude des réactions de spallation $A + p$, la cinématique directe est celle dans laquelle le noyau est au repos dans le laboratoire (noyau cible, faisceau de protons) et la cinématique inverse correspond à l'expérience dans laquelle on utilise un faisceau d'ions bombardant une cible de protons.

L'utilisation de l'une de ces cinématiques dépend essentiellement de la physique que l'on veut étudier dans la réaction et de la détection que l'on compte utiliser pour ce faire¹. En effet, si les phénomènes en jeu dans la réaction ne dépendent, pour un système ion + ion donné que de l'énergie disponible dans le centre de masse du système, la cinématique de l'état final dont on détecte tout ou partie des fragments n'est pas la même dans un cas et dans l'autre. D'une façon générale, les fragments détectés dans l'état final d'une réaction nucléaire sont d'autant plus liés au projectile qu'ils possèdent des vitesses proches de la sienne et/ou que leurs directions d'émission en sont proches.

Réaliser des réactions nucléaires dans le domaine d'énergie de l'ordre du GeV par nucléon permet de bien différencier dans le système de détection ce qui est lié au projectile et ce qui provient de la désexcitation du noyau cible, immobile dans le laboratoire. Ainsi les fragments corrélés au projectile seront-ils préférentiellement émis aux petits angles par rapport à la direction du faisceau incident (« vers l'avant ») et avec une vitesse de l'ordre de celle du faisceau. Cette caractéristique est très intéressante dans la mesure où elle permet de mesurer sans effet

¹Le choix de la cinématique dépend aussi, bien entendu, de contraintes physiques telles que l'inexistence de cibles de noyaux exotiques ou de cibles d'antiprotons. . .

de seuil de détection des particules ayant une énergie cinétique pratiquement nulle dans le centre de masse, ce qui est le cas, par exemple, des résidus lourds des réactions ion-ion. Avec une émission des fragments lourds très piquée vers 0 deg par rapport au faisceau dans le laboratoire, on peut concevoir et réaliser des spectromètres d'analyse magnétique de relativement faible ouverture angulaire et de grande qualité optique mais couvrant néanmoins la majeure partie de l'espace des phases de la désexcitation du projectile. Si, dans le principe, ceci est tout à fait vrai, quantitativement parlant, il existe de grosses différences dans les distributions angulaires, en cinématique inverse et dans le repère du laboratoire, entre les particules légères, essentiellement les protons et les neutrons de désexcitation, et les fragments lourds ou de masse intermédiaire. En effet les distributions angulaires de ces particules légères sont beaucoup plus larges que celles des autres types de fragments. Ceci s'explique en particulier par le fait que les mécanismes de désexcitation font intervenir approximativement les mêmes quantités d'énergie cinétique pour les fragments relativement légers émis dans la réaction et, ce, de façon relativement peu dépendante de la masse des fragments. Or, pour une énergie cinétique donnée, l'impulsion correspondante est plus élevée pour un fragment léger que pour un fragment lourd. Comme c'est l'impulsion et l'angle dans le centre de masse par rapport au projectile qui déterminent l'angle du fragment dans le laboratoire, ceci se traduit par des distributions angulaires beaucoup plus larges pour les protons et les neutrons de désexcitation que pour les autres fragments, y compris les particules alphas. D'une façon similaire, les particules provenant de la désexcitation du noyau cible seront de faible énergie cinétique et émises autour de la cible, dans le référentiel du laboratoire, avec une distribution angulaire beaucoup plus large.

Ainsi que nous l'avons définie dans l'introduction, la spallation fait intervenir dans l'état initial de la réaction d'un côté un proton, de l'autre un noyau atomique, l'énergie cinétique initiale du proton étant de l'ordre de 1 GeV dans le centre de masse du système proton - noyau. Les réactions de spallation en cinématique directe sont donc produites par un faisceau de protons accélérés et envoyés sur une cible, généralement solides et minces afin que les produits de réaction (notamment les produits chargés de désexcitation, d'énergie cinétique relativement faible) puissent sortir de la cible depuis le point de réaction et puissent ainsi être détectés. Dans les expériences de spallation en cinématique directe, ce qu'on détectera préférentiellement vers l'avant, ce sont les fragments énergiques produits au cours des premiers instants de la réaction, dans la cascade intranucléaire, dans les diffusions nucléon-nucléon au cours desquelles de grandes quantités d'énergie sont échangées. Ces fragments portent des informations liées à ces premiers instants. La détection des produits de désexcitation dans les réactions de spallation en cinématique directe réclame la construction de détecteurs « 4π » entourant la cible, nécessairement de faible épaisseur pour permettre la détection de fragments dont l'énergie cinétique est relativement basse dans le laboratoire, de façon la plus hermétique possible. Ceux-ci sont en effet émis de façon relativement isotrope par le préfragment et, comme celui-ci n'acquiert dans la réaction qu'une vitesse assez faible, cette quasi-isotropie est conservée dans le laboratoire.

Pour la spallation, la réaction en cinématique inverse fait intervenir un faisceau d'ions lourds que l'on fait réagir dans une cible de protons (cible d'hydrogène, ce qui fut le choix fait

pour nos expériences ou d'un polymère $(CH_2)_n$ riche en hydrogène). Les fragments détectés vers l'avant seront donc pour l'essentiel corrélés à la désexcitation du noyau résiduel (le préfragment). Dans le principe, on peut donc penser pouvoir reconstruire par une détection relativement hermétique vers l'avant des observables expérimentales très corrélées aux propriétés du préfragment (masse, charge et énergie d'excitation). Ce principe est renforcé par deux observations qu'on peut faire à propos des réactions de spallation. La première est que l'état initial des réactions de spallation a la particularité de présenter une asymétrie de masse maximale entre les deux participants à la réaction. Ceci a pour conséquence que l'effet d'entraînement entre le repère du centre de masse et le laboratoire est maximal (à une énergie par nucléon donnée), ce qui réduit l'espace des phases dans le laboratoire (angles et impulsion) dans lequel se trouvent les fragments de spallation (légers et lourds)². La seconde observation qu'on peut faire sur la spallation par rapport aux réactions d'ions lourds en général est liée à l'énergie d'excitation moyenne du préfragment issu de la réaction. En effet, en moyenne, celle-ci est plus faible dans la spallation que dans des réactions faisant intervenir un noyau atomique à la place du proton. Ceci signifie en particulier que le spectre en énergie cinétique des fragments émis par le noyau excité est plus étroit, en moyenne, dans les réactions de spallation. Ainsi, la distribution d'impulsion transverse des fragments de spallation est plus étroite dans le centre de masse. Ceci a pour conséquence, après l'effet du boost de Lorentz entre le centre de masse de la réaction et le laboratoire, de réduire la largeur de la distribution angulaire des fragments de désexcitation et, donc, de permettre une couverture plus complète de l'espace des phases final pour un dispositif de détection donné.

C'est sur ce principe que l'expérience *SPALADIN* est basée pour étudier en coïncidence la spallation.

Ceci étant, qu'apporte une mesure *en coïncidence* des fragments de spallation (lourds et légers) en cinématique inverse ? Pour le comprendre qualitativement, définissons trois quantités expérimentales reconstruites événement par événement :

$$E_{Rec}^* = \sum_i E^*(i) \quad (3.1)$$

$$A_{Rec} = \sum_i A_i \quad (3.2)$$

$$Z_{Rec} = \sum_i Z_i \quad (3.3)$$

Les sommes \sum_i concernent, événement par événement, *tous les fragments détectés*. La quantité E_i^* est définie par :

²En effet, dans le cas d'une réaction ion-ion $A + B$, respectivement de masse $M(A)$ et $M(B)$, avec, dans l'état initial et dans le laboratoire, $\vec{\beta}(A) \neq \vec{0}$ et $\vec{\beta}(B) = \vec{0}$, la vitesse β_{CoM} vaut : $\beta_{CoM} = \beta(A)/(1 + M(B)/(\gamma(A)M(A)))$ où $\gamma(A) = (1 - \beta^2(A))^{-1/2}$. Ainsi, pour une énergie cinétique par nucléon donnée, c'est à dire pour une valeur de $\gamma(A)$ fixée, la vitesse du centre de masse sera d'autant plus proche de celle du projectile que $M(B)$ sera petite devant $M(A)$. Et de ce fait, l'effet d'entraînement sera d'autant plus grand sur les fragments issus de la désexcitation de l'ion A .

$$E^*(i) = T_k(i) + \sum_{j \in \{i\}} (E_B(j, pref) - E_B(j, i)) \quad (3.4)$$

où $T_k(i)$ est l'énergie cinétique du fragment i dans le centre de masse de la réaction, $E_B(j, pref)$ est l'énergie de liaison du j -ième nucléon du fragment i dans le préfragment et $E_B(j, i)$ l'énergie de liaison de ce nucléon dans le fragment i (la somme $\sum_{j \in \{i\}}$ s'étend sur tous les nucléons du fragment i , $\forall i$). De ce que nous avons dit plus haut, on peut affirmer que la cinématique inverse joue le rôle d'un filtre expérimental : on détecte vers l'avant, par rapport au projectile *essentiellement* les particules de désexcitation. Dans l'hypothèse où, d'une part, ce filtre fonctionne efficacement et où, d'autre part, l'efficacité de détection est de 100 %, on aboutit à :

$$E_{Rec}^* = E^*(pref) + \delta E^* \quad (3.5)$$

$$A_{Rec} = A(pref) + \delta A \quad (3.6)$$

$$Z_{Rec} = Z(pref) + \delta Z \quad (3.7)$$

où $E^*(pref)$, $A(pref)$ et $Z(pref)$ sont, respectivement, l'énergie d'excitation, la masse et la charge du préfragment et les termes δE^* , δA et δZ sont petits et sont liés aux particules de cascade dont les caractéristiques cinématiques font qu'elles se trouvent, dans l'état final, dans l'espace des phases des détecteurs et aux particules de désexcitation qui ne sont pas détectées dans le dispositif, telles que les photons³. Ces trois termes sont petits en moyenne du simple fait que la probabilité que des particules de cascade se trouvent, en cinématique inverse, dans l'espace des phases de la détection est faible. Ainsi, dans une telle mesure en coïncidence, on peut, dans le principe d'une mesure parfaite, reconstruire les caractéristiques du système nucléaire à la fin de la cascade. La désexcitation par émission de photons ne contribue ni au bilan en masse

³La masse du préfragment s'exprime en effet suivant l'expression :

$$M(pref) = A(pref) \times (M_N + E_B(N, pref)) \quad (3.8)$$

où M_N est la masse du nucléon libre et $E_B(N, pref)$ est l'énergie de liaison d'un nucléon N dans le préfragment. Par conservation de l'énergie au cours de la décroissance du préfragment, on a :

$$M(pref) + E^* = \sum_{i \in \{frag\}} (M(i) + T_k(i)) \quad (3.9)$$

où la sommation s'étend sur tous les fragments de désexcitation du préfragment et où $M(i)$ est la masse du fragment i et $T_k(i)$ son énergie cinétique. L'expression de la masse du fragment i est similaire à celle de la masse du préfragment :

$$M(i) = \sum_{j \in \{i\}} (M_j + E_B(j, i)) \quad (3.10)$$

où $E_B(j, i)$ est l'énergie de liaison du nucléon j dans le fragment i . En combinant ces équations avec celles obtenues plus haut, on voit que, si l'efficacité géométrique et l'efficacité de détection d'un dispositif sont toutes deux de 100 %, on aboutit à l'égalité :

$$E_{Rec}^* = E^*(pref) \quad (3.11)$$

ni au bilan en charge. Elle contribue faiblement au bilan en énergie dans la mesure où les photons émis n'emportent que des petites quantités d'énergie, typiquement 1 *MeV* ou moins par photon. Dans ce cadre-là, on voit que les mesures en coïncidence⁴ possèdent une sensibilité au mécanisme de la cascade intranucléaire *indépendamment de la désexcitation* (sur les variables données en exemple) et une sensibilité aux mécanismes de désexcitation *indépendamment de la cascade intranucléaire*. En effet, d'un côté les données expérimentales permettent de reconstruire le préfragment dont les caractéristiques ainsi reconstruites permettent de tester les modèles de cascade et, de l'autre, pour un préfragment donné, on peut étudier ses voies de désexcitation puisque les données contiennent la distribution des fragments de désexcitation dans l'espace des phases des états finaux entièrement recouvert par la détection.

Le principe de mesure en coïncidence décrit ici n'est bien sûr qu'une image idéalisée de la réalité. D'une part, quelque soit le dispositif expérimental, la mesure n'est pas parfaite. En effet, l'efficacité géométrique n'est pas de 100 % suivant le type de particule détectée. C'est particulièrement vrai pour les fragments très légers, neutrons, protons et, dans une moindre mesure, deutons et héliums. De plus, l'efficacité de détection n'est pas non plus de 100 % selon, là aussi, les types de fragments. D'autre part, cette séparation en deux phases du mécanisme de la spallation n'est qu'une image approchée d'une réalité physique beaucoup plus complexe. Ainsi, *le préfragment*, s'il prend sens dans les modèles en faisant le lien entre le modèle de cascade et le modèle de désexcitation et si, en considérant les temps caractéristiques des différents phénomènes en jeu, on a tout lieu de croire, pour des excitations relativement modérées, à l'existence au cours de la réaction d'un système nucléaire excité dans un état très proche de l'équilibre statistique, *n'est pas pour autant une observable expérimentale* dans le sens qu'on donne habituellement à ce concept. E_{Rec}^* , A_{Rec} et Z_{Rec} sont des observables expérimentales⁵ alors que les égalités $X_{Rec} = X(pref)$ ne sont, en fait, que des interprétations.

Il convient donc bien mieux de parler de sensibilité des données aux différents modèles de mécanisme, même si le terme de sensibilité reste vague. C'est l'objet de l'analyse des données de l'expérience *SPALADIN* et de la simulation numérique que nous avons faite du dispositif expérimental que de préciser ce que ce terme de sensibilité recouvre, qualitativement et quantitativement.

La méthode de back-tracing [115] utilisé notamment pour l'analyse des données d'*INDRA* (voir par exemple [116]) et l'étude des collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi pourrait être adaptée à l'étude de nos données de spallation. Cette méthode permet, pour un modèle de désexcitation donnée (*GEMINI*, *SMM* ...) de déterminer les distributions des caractéristiques optimales du préfragment nécessaires à la description des données. Une première étape serait de sélectionner les données à décrire en fonction d'une observable liée au paramètre d'impact de la collision (par exemple la multiplicité de neutrons détectés) avant l'application de cette

⁴Dans les hypothèses faites plus haut, on peut parler de mesures exclusives de la désexcitation.

⁵Remarquons par exemple que les $E^*(i)$, $\forall i$, même pour une mesure parfaite, sont entachées d'une incertitude fondamentale. En effet, si le terme cinétique $T_k(i)$ peut être déterminé expérimentalement, à une résolution près dans la reconstruction des variables cinématiques, le terme d'énergie de liaison nécessite la connaissance de l'énergie de liaison dans le préfragment (excité) au moment où celui-ci a émis le fragment i détecté par la suite. Cette énergie de liaison n'est, par essence, pas accessible à la mesure.

méthode de back-tracing. Une telle sélection permettrait en effet de restreindre l'espace des phases du préfragment à reconstruire par cette méthode, ce qui ne peut être que favorable à la convergence du calcul. La seconde étape à franchir est de déterminer les variables les plus sensibles, dans les observables expérimentales, aux caractéristiques du préfragment : la charge du plus gros fragment, la multiplicité de particules (IMF, particules légères chargées...), les spectres en vitesse des fragments (ou simplement leurs moyennes et leurs écarts-types) etc...

Nous n'avons pas encore pu mettre en œuvre cette méthode sur nos données du système $^{56}\text{Fe} + p$, faute de temps. Il n'y a aucun obstacle à ce que nous l'employons, ce d'autant plus que nous possédons un modèle numérique du filtre expérimental du dispositif, nécessaire pour le back-tracing. Pour les futures expériences de spallation, la maîtrise de cette méthode pourrait s'avérer très utile pour l'analyse de données dans un espace des phases beaucoup plus étendu que celui du système $^{56}\text{Fe} + p$. Rappelons néanmoins que l'objectif de notre mesure est d'obtenir des informations sur le préfragment formé par la cascade intranucléaire de façon aussi indépendante que possible du modèle de désexcitation.

Pour reconstruire l'énergie d'excitation du préfragment, nous utilisons pour le moment dans l'analyse des données la corrélation entre la multiplicité de particules légères (neutrons & particules légères chargées), méthode proposée, nous l'avons appris après coup, par W.A. Friedman [117] et utilisée aussi pour l'analyse des données de *NESSI* [20] ou [66], par exemple. Nous employons aussi la variable $Z_{bound} = \sum_{i \in \{detect \mid Z_i \geq 2\}} Z_i$ introduite par le groupe *ALADIN* de *GSI* pour analyser ses expériences de production multiple d'IMF dans les collisions d'ions lourds. Z_{bound} représente la somme des charges des fragments détectés de charge au moins égale à deux unités. Z_{bound} est une variable corrélée à l'énergie d'excitation du préfragment dans la réaction.

SPALADIN @ GSI

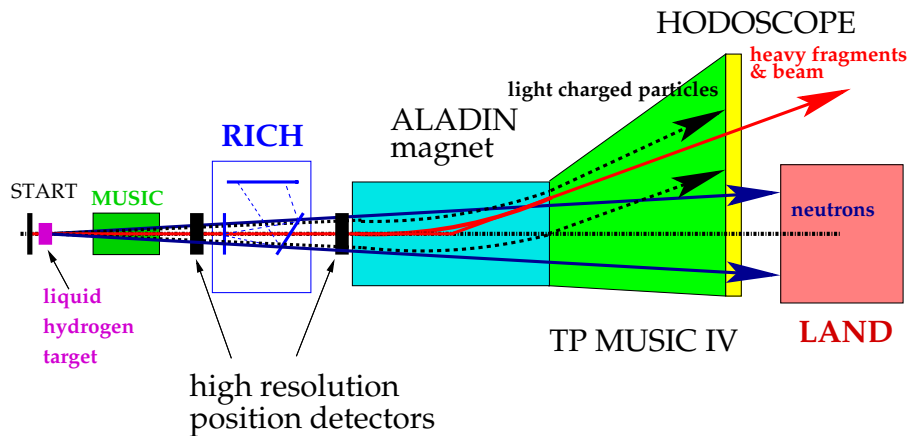


FIG. 3.1 – Dispositif expérimental *SPALADIN*. Les fragments lourds sont détectés en amont d'*ALADIN* (chambres à dérive, *MUSIC* et *RICH*) et en aval dans *MUSIC IV*. Les fragments légers chargés sont détectés dans *MUSIC IV* et dans *ToF* (*HODOSCOPE*) et les neutrons dans *LAND*.

3.2 L'expérience S248 : $^{56}\text{Fe} + p$

Dans sa conception initiale, l'expérience *SPALADIN* [118] était exploratoire. L'expérience du groupe concernant les interactions des ions lourds de relativement haute énergie (1 GeV par nucléon), les types de bruit de fond créés par le passage de ces particules hautement énergiques et réactives dans la matière était un peu limitée quand bien même le groupe était impliqué depuis plusieurs années dans les expériences de mesure des sections efficaces isotopiques dans la spallation des noyaux en cinématique inverse au *FRS* de *GSI*. Nous avons beaucoup appris en mettant au point l'expérience *SPALADIN* mais il nous a fallu aussi faire évoluer le dispositif expérimental. En particulier, nous avons prévu initialement de reconstruire les trajectoires des fragments légers chargés avec des chambres à fils placées en aval de l'aimant *ALADIN* (« A Large Acceptance DIpole magNet », un dipôle magnétique de grande ouverture, en anglais). Nous avons pour cela en tête de ré-utiliser des chambres à fils provenant du Laboratoire National Saturne (LNS). Les multiples tests auxquels nous avons procédé en faisceau avec ces chambres nous ont montré qu'un fonctionnement efficace de ces chambres quand le faisceau d'ions lourds les traversait n'était pas envisageable. Par ailleurs, les simulations numériques que j'ai réalisées dans le cadre de la préparation de l'expérience **S248** nous ont montré que le nombre de plans de fils de détection dont nous disposions étaient largement insuffisants pour reconstruire efficacement les trajectoires des fragments chargés quand la multiplicité de l'événement dépassait 3, valeur relativement faible dans la spallation du ^{56}Fe . D'autres simulations que j'ai aussi mises au point nous ont permis de mesurer l'importance de l'émission d'électrons - deltas (les δ - rays), le nombre de ces électrons ainsi que leur distribution en fonction de leur énergie et de leur angle d'émission. Cette émission de δ - rays dans le dispositif de *SPALADIN* est relativement peu importante mais, augmentant de façon quadratique avec la charge de l'ion incident, elle est très pénalisante pour des ions de charge 50 ou plus, dont les mesures ne peuvent s'envisager qu'avec un maximum de vide entre le point de réaction et les détecteurs de trajectographie. Cette simulation nous a permis de quantifier, en accord avec ce que nous avons trouvé dans la littérature, la taille transverse de la zone entourant le passage de l'ion lourd dans laquelle les δ - rays de basse énergie, de loin les plus nombreux, empêchent toute identification de particules légères chargées. Pour les ions $^{56}\text{Fe}^{26+}$, la taille transverse de cette zone est de l'ordre de ± 3 mm. Nous avons heureusement pu utiliser la chambre à projection temporelle (TPC) *MUSIC IV* de nos collaborateurs du groupe « *ALADIN* » de *GSI* [119] qui l'ont mise fort obligeamment au service de notre expérience.

L'objectif de nos mesures en coïncidence des fragments de spallation en cinématique inverse est de reconstruire des observables corrélées le plus étroitement possible aux propriétés du préfragment et d'étudier les différents canaux de décroissance du préfragment ainsi reconstruit. Pour atteindre cet objectif, il faut couvrir de la façon la plus complète possible l'espace des phases de l'état final de la désexcitation du préfragment. Outre une bonne couverture angulaire, il faut assurer une bonne identification des fragments (masse et charge) mais aussi les mesurer de façon efficace et détecter aussi bien les fragments lourds que les fragments légers chargés ou les neutrons. Cela implique donc d'utiliser un dispositif expérimental un peu complexe, présenté dans son principe sur la figure 3.1 et sur deux photos d'ensemble (figures 3.2 et 3.3)

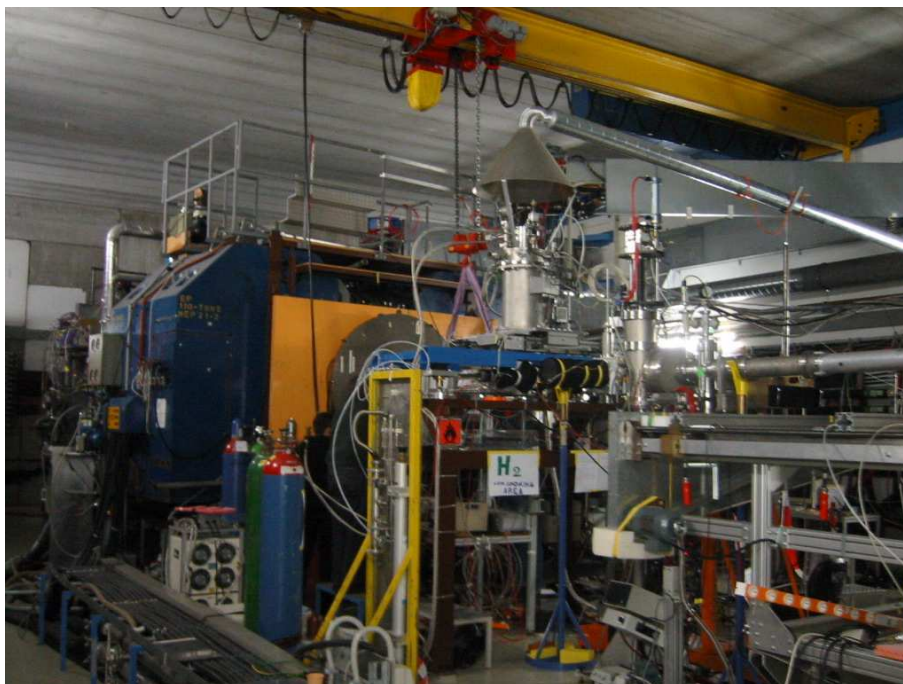


FIG. 3.2 – Dispositif expérimental *SPALADIN* vu de l'amont de l'aimant. Le tube faisceau arrive de la droite sur la cible d'hydrogène (indiquée sur la photo par le panneau « H_2 »).

et que nous allons décrire brièvement ci-dessous.

3.2.1 La cible d'hydrogène

Nous avons utilisé pour l'expérience **S248** une cible d'hydrogène liquide d'environ 11 mm d'épaisseur, conçue à Saclay pour les expériences de spallation à *FRS*. L'hydrogène liquide remplit un conteneur en cuivre muni de deux fenêtres de titane d'entrée et de sortie du faisceau de 15 μm d'épaisseur chacune⁶. La facilité d'utilisation du système de contrôle nous a permis de bien maîtriser les conditions thermodynamiques de cette cible et de réaliser sans problème des mesures des contributions des réactions du faisceau « cible vide » en vidant et remplissant alternativement la cible.

3.2.2 La détection des fragments lourds

La détection des fragments lourds est assurée en aval de *ALADIN* par la chambre à projection temporelle (TPC) *MUSIC IV*. Nous l'avons complétée par un dispositif de trajectographie en amont de l'aimant. Comme on peut le voir sur la photographie de la figure 3.3, ce dispositif comprend :

- une chambre à ionisation placée juste derrière la cible pour une première identification en charge des fragments,

⁶Deux fenêtres identiques en titane séparaient le vide de la chambre à cible du vide faisceau en amont et de l'atmosphère de la salle d'expérience en aval

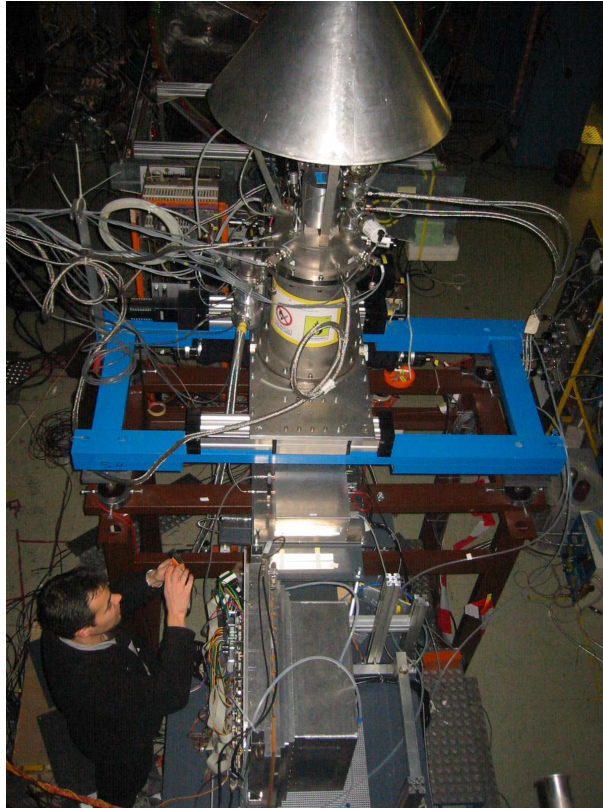


FIG. 3.3 – Détecteurs pour la trajectographie des fragments lourds en amont de l'aimant *ALADIN* et cible d'hydrogène liquide du dispositif *SPALADIN*.

- quatre chambres à dérive en amont de l'aimant pour la reconstruction des trajectoires (positions et angles dans le plan transverse à la direction du faisceau incident), deux sont visibles sur la figure 3.3,
- un détecteur à effet Cerenkov (*RICH*) pour déterminer les vitesses des fragments dans le repère du laboratoire et, en combinant cette information à la mesure des impulsions, reconstruire leurs masses,
- la chambre à projection temporelle *MUSIC IV* qui permet une seconde mesure de la charge des fragments lourds et la reconstruction de la trajectoire (positions et angles) en 3D en aval d'*ALADIN*, c'est à dire après l'analyse magnétique.

La combinaison des trajectographies en amont et en aval de l'aimant permet la reconstruction de l'impulsion des fragments lourds issus des réactions dans la cible. Cette information, à laquelle on ajoute la détermination de la vitesse des fragments avec le *RICH*, donne alors accès à la masse de ces fragments.

L'objectif de la détection des fragments lourds dans *SPALADIN* est l'identification en masse et en charge événement par événement. Si l'identification en charge pose relativement peu de problème dans le domaine d'énergie de l'expérience⁷, il n'en est pas de même pour

⁷les fragments sont proches du minimum d'ionisation et la longueur d'échantillonnage du signal de perte d'énergie est suffisante pour que $\sigma(\Delta E)/\Delta E_0 \ll 1$ pour les ions lourds ($\sigma(\Delta E)$ est la largeur de la distribution de Landau de perte d'énergie et ΔE_0 est la perte d'énergie la plus probable).

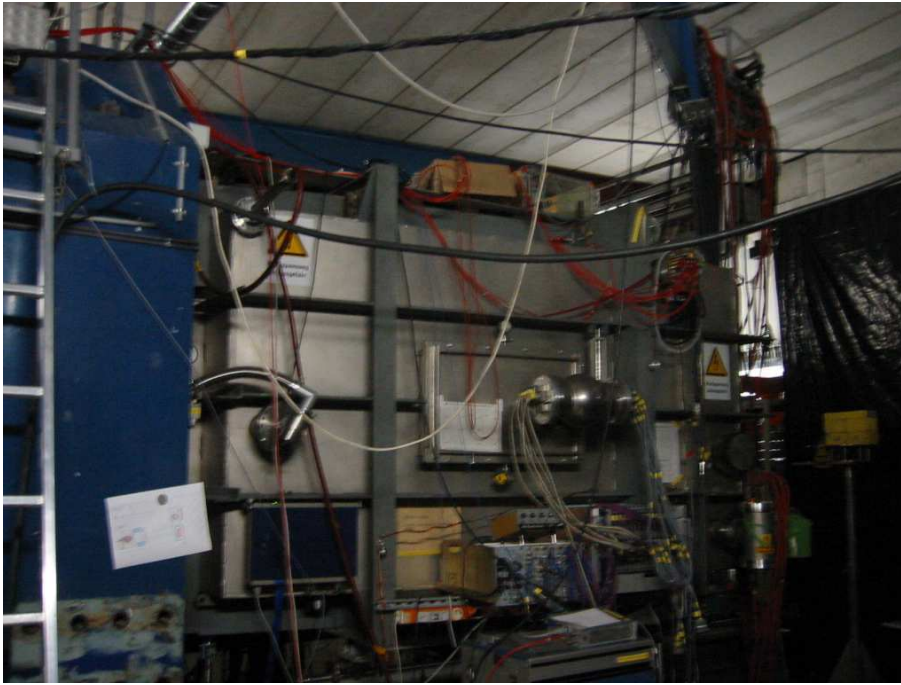


FIG. 3.4 – Vue de côté du détecteur MUSIC IV . On voit sur la droite le détecteur LAND (en noir).

l'identification en masse qui nécessite une spectrométrie magnétique de bonne résolution. En effet, suivant l'expression, valable lorsque la vitesse des fragments est connue :

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta(\frac{Z}{A}B\rho)}{\frac{Z}{A}B\rho} \quad (3.12)$$

où A est la masse de l'ion, P son impulsion et Z/A sa rigidité magnétique et $B\rho$ son intégrale de champ⁸, il est nécessaire, pour bien séparer les masses des fragments lourds, d'avoir : $\Delta A/A \simeq 0,2 - 0,3$, ce qui, pour l'expérience $^{56}\text{Fe} + p$, nous donne :

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta(\frac{Z}{A}B\rho)}{\frac{Z}{A}B\rho} \simeq 10^{-2} \quad (3.13)$$

Il nous faut donc envisager une reconstruction de l'impulsion avec une précision et une résolution de 10^{-2} au moins. Pour obtenir une telle précision, il faut pouvoir reconstruire la position du fragment à l'entrée comme à la sortie de l'aimant avec une erreur (ou résolution) Δy donnée par :

$$\Delta y = \frac{\Delta A}{A} L \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad (3.14)$$

où L est la longueur magnétique de l'aimant ALADIN et α est la déviation angulaire des fragments dans le champ magnétique (pour ALADIN, $\alpha = 7 \text{ deg}$). Pour une précision de l'ordre

⁸On a $P = A M_u \beta \gamma = Z B \rho$, formule dans laquelle $M_u = 931,494 \text{ MeV}$ [42] est la masse atomique unitaire, β est la vitesse du fragment et $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ est le facteur de Lorentz.

de 10^{-2} en impulsion, on aboutit à une précision sur y de : $\Delta y \simeq 1 \text{ mm}$ ⁹. La trajectographie des fragments lourds dans *SPALADIN* doit donc fournir aussi bien en amont qu'en aval de *ALADIN* une précision en position Δy de l'ordre de 1 mm . De façon identique, la précision sur la connaissance de l'angle de déviation des fragments doit être de l'ordre de 1 mr . En effet, pour une valeur donnée de l'intégrale de champ, la déviation angulaire absolue d'un fragment par rapport à la direction du faisceau incident est directement proportionnelle au rapport P/Z . Pour une déviation fournie par *ALADIN* d'environ 100 mr (7 deg), la précision nécessaire sur la connaissance l'angle est donc de 1 mr .

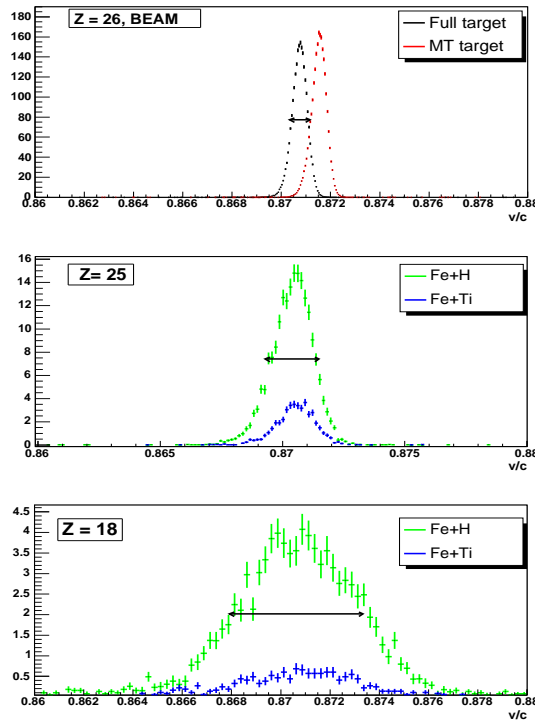


FIG. 3.5 – Mesure de la vitesse des projectiles du faisceau, cible pleine et cible vide (haut). La résolution de cette mesure est d'environ $7 \cdot 10^{-4}$. Remarquons que l'acceptance du synchrotron *SIS18* est inférieure à 10^{-3} . Milieu : distribution de vitesses des fragments de *Mn* ($Z = 25$), bas : distribution des vitesses des ions *Ar* ($Z = 18$). On remarque que les collisions nucléaires élargissent grandement ces distributions par rapport à la résolution de la mesure.

En aval de l'aimant, la TPC *MUSIC IV* permet d'obtenir une telle précision. En amont, la taille du faisceau est de l'ordre de 1 mm et sa position doit être connue avec cette précision. C'est la raison pour laquelle nous avons construit des détecteurs de position placés entre la *MUSIC* et le *RICH* et entre le *RICH* et l'entrée de *ALADIN* de type chambre à dérives (Figs. 3.1 & 3.3) dont la résolution et la précision de détermination de la position sont de l'ordre

⁹Ceci est très petit par rapport à un rayon de courbure dans *ALADIN* de l'ordre de 13 m . Ce résultat s'explique dans le principe par le fait que la trajectographie dans le champ magnétique d'*ALADIN* revient à paramétrer une parabole (courbure et point à l'origine) en ne connaissant que son sommet et un point qui n'en est pas très loin. Ainsi la propagation de l'erreur de mesure sur la détermination de la courbure de la parabole est très défavorable.

de quelques 100 μm . Au cours de l'expérience, nous avons utilisé quatre chambres à dérive identiques placées en amont de l'aimant.

Une fois l'impulsion des fragments déterminée, il est nécessaire, pour obtenir leur masse, de mesurer leur vitesse dans le repère du laboratoire. En effet, le nombre de masse A d'un fragment est donné par :

$$A = \frac{P}{M_u \beta \gamma} \quad (3.15)$$

Les erreurs de mesure ΔP sur l'impulsion et $\Delta \beta$ sur la vitesse se traduisent donc par une erreur ΔA sur le nombre de masse du fragment donnée par :

$$\frac{\Delta A}{A} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 + \gamma^2 \left(\frac{\Delta \beta}{\beta}\right)^2} \quad (3.16)$$

À une énergie de 1 GeV par nucléon, $\gamma \simeq 2$. Pour obtenir $\Delta A/A \simeq 10^{-2}$, il faut $\Delta \beta/\beta < 7 \cdot 10^{-4}$, ce qu'il n'est pas possible d'obtenir sur une base de temps de vol d'environ 8 m (soit 30 ns) avec une résolution en temps de vol de quelques centaines de ps . Pour déterminer la vitesse des fragments et donc leur masse, nous avons utilisé un détecteur à effet Cerenkov (*RICH* : Ring Imaging CHerenkov). Dans ce *RICH*, la vitesse des fragments est reconstruite à partir du rayon de l'anneau produit sur un convertisseur photon - électron par les photons UV générés par le passage du fragment lourd dans un radiateur (pour notre expérience et compte tenu des index de réfraction disponible et de l'angle Cerenkov des photons produits, nous avons utilisé un radiateur liquide, du C_6F_{14} , placé dans un conteneur en quartz (SiO_2). Comme le montre la figure 3.5, le *RICH* nous a permis de déterminer la vitesse des fragments avec une précision de l'ordre de 10^{-3} et une résolution de $3 \cdot 10^{-4}$, de l'ordre de grandeur de l'élargissement de la distribution en vitesse du faisceau dû aux pertes d'énergie dans les différents matériaux traversés à la sortie du tube faisceau.

Remarquons que la sensibilité du *RICH* est suffisante pour nous permettre de déterminer l'épaisseur de la cible d'hydrogène en mesurant la différence de vitesse du faisceau lorsque l'on remplissait ou vidait la cible d'hydrogène ($\delta \beta \simeq 0.06$) comme le montre la figure 3.5.

Le radiateur de C_6F_{14} et ses fenêtres de quartz étant très épais (5 mm de quartz et 5 mm de liquide), ils représentent une cible secondaire non négligeable. Nous avons donc dû compléter le *RICH* par l'ajout, entre celui-ci et la cible d'hydrogène liquide, d'une chambre à ionisation (dite « petite MUSIC ») afin d'avoir une information sur la charge du fragment lourd avant le *RICH*, ce qui permet de rejeter, dans l'analyse des données, les doubles diffusions (spallation dans H_2 et réaction du résidu lourd de spallation dans le Cerenkov) ainsi que les réactions du faisceau dans le *RICH*, réactions mesurées dans le détecteur à neutrons *LAND* utilisé pour déclencher l'acquisition des données¹⁰.

¹⁰D'après les données que nous avons trouvées dans la littérature [120], à une énergie cinétique de l'ordre de 1 GeV , plus de 90 % des réactions dans le *RICH* s'effectuent avec un changement de charge d'au moins une unité du fragment lourd. La comparaison des deux mesures de charge, avant le *RICH* dans la petite MUSIC et après le *RICH* dans *MUSIC IV* permet de rejeter une très grande partie des doubles réactions. Néanmoins, les déclenchements de l'acquisition par l'émission de neutrons dans les réactions du faisceau dans le radiateur du Cerenkov ne peuvent pas être supprimées et ces événements doivent être identifiés dans l'analyse.

Remarquons que les détecteurs placés en amont d'*ALADIN* ont en commun un seuil de détection d'environ 12 unités de charges (ils sont peu efficaces pour des charges $Z \leq 11$).

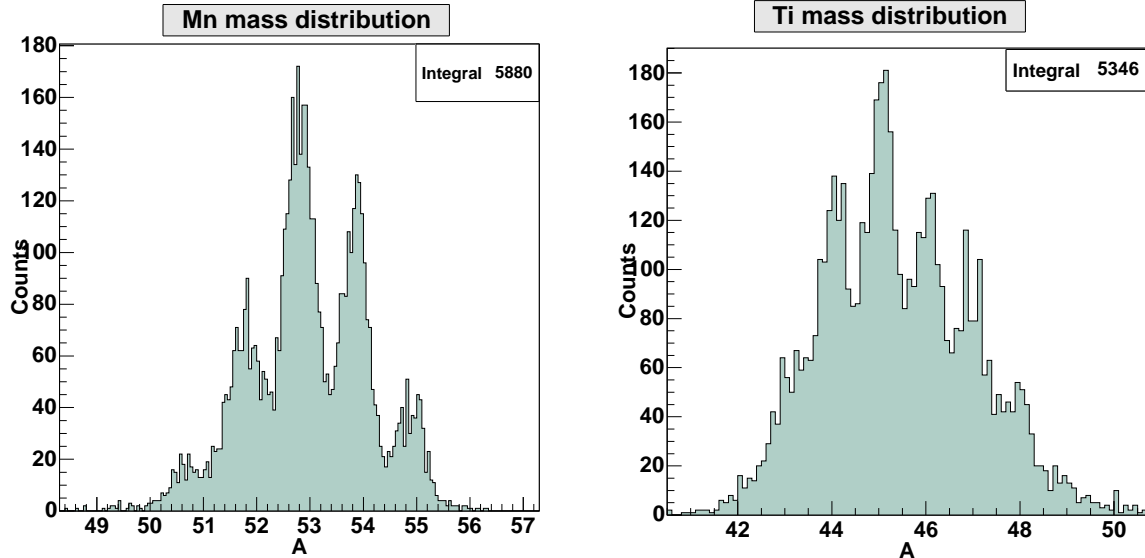


FIG. 3.6 – Distributions isotopiques des fragments manganèse (gauche) et de titane (droite) telles que reconstruites dans *SPALADIN*.

L'identification en masse des isotopes de quelques éléments du manganèse et du titane est présentée sur la figure 3.6.

3.2.3 La détection des fragments légers chargés

Les fragments légers chargés (protons, deutons, alphas, etc...) sont détectés dans la TPC *MUSIC IV* et dans le mur de temps de vol *ToF*.

La détection dans *MUSIC IV* permet à la fois une identification en charge et une trajectographie en aval de l'analyse magnétique de l'aimant *ALADIN*. *MUSIC IV* est représentée sur la figure 3.1 en vert. La forme trapézoïdale sur cette figure est en fait la forme approximative du conteneur de ce détecteur. La partie active du détecteur *MUSIC IV* est un parallélépipède rectangle. *MUSIC IV* est un modèle relativement simple de TPC quand on la compare à d'autres détecteurs de ce type, que ce soit la TPC de l'expérience **EOS** à Berkeley [121] ou aux TPC utilisées auprès des collisionneurs dans les expériences de physique des particules [122]. *MUSIC IV* nous a permis de détecter dans le même volume aussi bien les fragments lourds que les particules légères chargées. La lecture des signaux de dérive après amplification par des fils proportionnels à l'aide de flash-ADCs permet de reconstruire efficacement les trajectoires des différents fragments qui sont présents dans l'état final de chaque événement. La TPC *MUSIC IV* est décrite dans la référence [119].

Remarquons que la dynamique des signaux (la différence entre l'amplitude du signal le plus faible et l'amplitude du signal le plus fort) des fragments est très grande¹¹. Il a donc fallu

¹¹La taille des signaux varie en fonction du carré de la charge du fragment, ce qui produit une dynamique

régler très finement les gains d'amplification des fils proportionnels afin d'avoir une efficacité aux plus faibles signaux optimale sans saturer de manière trop importante l'électronique de lecture. Cette grande dynamique, combinée à l'extension des signaux primaires au cours de la dérive jusqu'aux fils d'amplification engendre, autour de la trajectoire des fragments lourds, une zone inefficace dans laquelle les signaux des particules légères ne sont pas visibles. Ceci entraîne la présence d'un trou d'efficacité globale de reconstruction des trajectoires de ces particules, que nous avons estimé dans les données physiques à environ 6 % pour les héliums. Nous avons pu observer dans les données que la taille transverse apparente de ce trou d'efficacité diminue quand la charge moyenne des fragments lourds diminue.

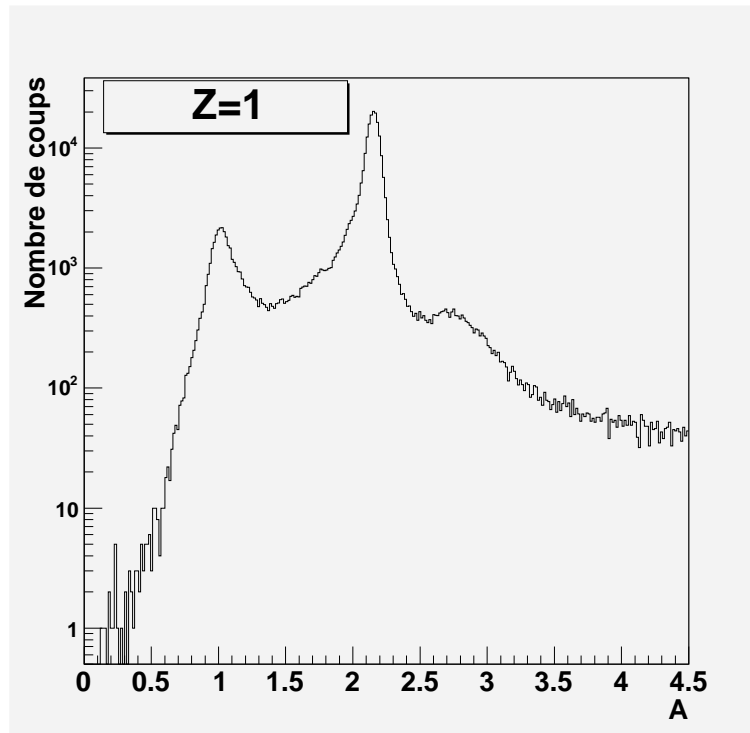


FIG. 3.7 – Spectres en masse reconstruit à partir de l'identification en charge dans *ToF* et *MUSIC IV* et de la mesure du temps de vol des fragments avec le *ToF* pour les fragments de charge unité. L'étalonnage du *ToF* est encore préliminaire.

Le « mur de temps de vol » (*ToF*) est symbolisé sur la figure 3.1 par le rectangle jaune. Il est constitué de deux plans de scintillateurs verticaux. Chaque scintillateur est une latte de plastique scintillant d'un mètre de longueur, d'une largeur de 2,5 cm et de 1 cm d'épaisseur. Chaque latte est lue à ses deux extrémités par deux photomultiplicateurs. Le *ToF* permet une seconde identification en charge et une mesure de temps de vol avec une résolution de quelques centaines de picosecondes, résolution qui dépend de la charge des fragments détectés (c'est à dire de la hauteur du signal dans les scintillateurs) [123]. Cette double lecture permet en effet, pour chaque particule, de déterminer la hauteur du signal de manière indépendante de l'ordre de 1000 entre les signaux des protons / deutons / tritons ($Z = 1$) et les signaux des isotopes du fer ($Z = 26$).

l'absorption de la lumière dans le plastique (et donc la charge de la particule) et de mesurer la position du passage de la particule dans la latte (par différence de temps de vol) et son temps de vol depuis le *START* (moyenne des temps des deux signaux des photomultiplicateurs). La détermination du temps de vol permet une identification en masse des fragments légers chargés dont l'impulsion est déterminé par l'analyse magnétique dans *ALADIN* et la trajectographie dans *MUSIC IV* à partir du point de réaction dans la cible d'hydrogène, point reconstruit par la trajectographie du fragment lourd de chaque événement. L'objectif principal de la mesure de charge dans le *ToF*, en apparence redondante avec la mesure de la TPC, est de fournir la correspondance trace par trace de la mesure de temps de vol dans les scintillateurs et la mesure des trajectoires dans *MUSIC IV*, ce qui, comme pour les fragments lourds, donne accès à la masse des particules légères. De façon un peu plus secondaire, il fournit une vérification indépendante de l'efficacité d'identification et de reconstruction des traces dans la TPC.

L'identification en masse des fragments légers de charge $Z = 1$ est présentée sur la figure 3.7 avec un étalonnage préliminaire.

Les trois lattes centrales du mur de temps de vol sont discontinues. Un trou de 7,5 cm permet le passage des fragments lourds et du faisceau. L'analyse des signaux des ces lattes, sans la coïncidence entre les deux photomultiplicateurs nécessitent la calibration de l'absorption de la lumière dans le plastique et la détermination de la hauteur des trajectoires par *MUSIC IV* pour permettre une bonne identification en charge des particules et un temps de vol corrigé du temps de transit de la lumière dans le plastique.

Le passage du faisceau et des fragments lourds dans ce trou est important pour *SPALADIN*. En effet, sans ce trou dans les lattes centrales, le mur de temps de vol représenterait une cible secondaire « de choix » dans laquelle le faisceau peut interagir fortement. Ceci est d'autant plus important que cette cible secondaire serait placée juste devant *LAND* dont le signal de multiplicité nous a servi de déclenchement pour l'acquisition des données. Quelques mesures réalisées au cours de la prise des données de physique avec le faisceau non pas dans le trou du *ToF* mais dans les scintillateurs, soit à droite, soit à gauche, nous ont permis de nous rendre compte quantitativement de l'importance effective de cette cible secondaire. Nous avons donc choisi de faire notre mesure en faisant passer, comme le fait le groupe *ALADIN*, le faisceau et les fragments proches du projectile dans le trou du mur de temps de vol, même si cela implique, dans le principe, une petite perte d'efficacité géométrique de ce détecteur (quelques pourcents du nombre total des fragments légers) comme le montrent les simulations numériques.

3.2.4 La détection des neutrons

La détection des neutrons dans *SPALADIN* est assurée par le détecteur de grande efficacité *LAND* (« Large Acceptance Neutron Detector ») [124]. *LAND* est un ensemble de plans de lattes, successivement verticales et horizontales, lues à chaque extrémité par des photomultiplicateurs. Chaque latte est un mille-feuilles de plastique scintillant et de fer, ce dernier convertissant les neutrons en particules chargées détectables par le scintillateur.

LAND fonctionne comme un calorimètre hadronique et, grâce à l'analyse de ses données, on reconstruit, événement par événement, dans un premier temps, le nombre de gerbes ha-

droniques qui ont été détectées et, dans un second temps, le nombre de neutrons visibles dans *LAND*. Événement par événement, ce nombre n'est pas le nombre de neutrons qui sont passés dans *LAND* pour deux raisons :

- l'efficacité de détection des neutrons individuels n'est pas totale, elle est plutôt de l'ordre de 75 % comme nous avons pu la déterminer dans nos données,
- les gerbes hadroniques ne sont pas, dans la plupart des événements, spatialement séparées les unes des autres et le recouvrement peut être important. Ainsi, l'algorithme de reconstruction des gerbes à partir des signaux des photomultiplicateurs placés aux extrémités des lattes des scintillateurs et des convertisseurs peut s'avérer incapable de distinguer deux gerbes générées par deux neutrons distincts. Il existe, de ce fait, une inefficacité de reconstruction des multiplicités de neutrons qui a été déterminée en fonction de la multiplicité des neutrons. Cette inefficacité induit une non-linéarité entre la somme des amplitudes des signaux mesurés dans les lattes de plastique par les photomultiplicateurs pour un nombre de gerbe supérieur ou de l'ordre 12.

La combinaison du signal du *START* déclenché par le projectile en amont de la cible et des signaux de *LAND* permet de déterminer le temps de vol des neutrons et, donc, leur vitesse dans le laboratoire et, partant, dans le repère du centre de masse du projectile.

Le signal en multiplicité de *LAND* a été utilisé au cours de l'expérience pour déclencher l'acquisition. Le seuil de multiplicité fut fixé à trois photomultiplicateurs touchés, ce qui correspond à une efficacité de détection d'environ 90 % pour un neutron et de pratiquement 100 % quand deux neutrons ou plus traversent *LAND*. Nous avons vérifié l'efficacité de notre trigger en comparant nos mesures de distributions isotopiques à celles de l'expérience de *FRS* sur $^{56}\text{Fe} + p$.

Notons enfin que pour éviter que le faisceau et l'enveloppe des fragments lourds ne traversent *LAND*, celui-ci n'était pas placé de manière symétrique autour de l'axe du faisceau. L'axe de symétrie de *LAND* était décalé horizontalement de 80 cm environ. Ainsi, *LAND* ne « voyait » que 60 % environ de l'angle solide déterminé par le collimateur d'entrée d'*ALADIN*.

Pour l'analyse des données de ce détecteur, nous avons travaillé avec les programmes d'analyse conçus par nos collègues de l'université de Cracovie pour l'expérience **S254** et que nous avons légèrement modifiés.

3.2.5 La prise des données

L'acquisition de l'ensemble de ces systèmes de détection a été réalisée dans l'environnement *MBS* développé au *GSI*. *MBS* (Multi-Branch System) [125] assure la synchronisation des différents systèmes d'acquisition des données (un par détecteur ou ensemble de détecteurs), la construction des événements physiques dans le flux de données, et leur transmission vers les disques de stockage du réseau du *GSI*.

Au cours de la prise des données de l'expérience **S248** nous avons effectué des mesures dans deux configurations : avec le *RICH* et sans le *RICH*. En effet, si ce détecteur nous permet de déterminer de manière précise la vitesse des fragments lourds, il nécessite, comme nous l'avons dit plus haut, de mettre dans le faisceau une cible secondaire très épaisse par rapport à la

cible d'hydrogène dont il faut soustraire la contribution pour mesurer le signal physique des événements $^{56}\text{Fe} + p$ et, d'autre part, il limite l'acceptance angulaire à l'entrée de l'aimant *ALADIN* des fragments très légers ($Z = 1$ et $Z = 2$).

Nous avons acquis des données à deux énergies de faisceau différentes : 0,5 et 1 *GeV* par nucléon. Seules les données à 1 *GeV* par nucléon sont en cours d'analyse pour le moment, analyse qui fait l'objet des thèses d'Abdelhafid Lafriakh [22], d'Éric Le Gentil [23] et de Michael Böhmer [24].

Nous présentons plus loin quelques résultats en version préliminaire de l'expérience *SPALADIN* $^{56}\text{Fe} + p$ tirés de la thèse d'Éric Le Gentil.

Si le programme expérimental *SPALADIN* a commencé en 1999 - 2000 par la préparation de la proposition d'expérience pour les comités scientifiques du service de physique nucléaire et du *GSI*, la prise des données de physique a eu lieu, elle, en février 2004. Il a fallu, dans cette expérience, bâtir beaucoup à partir d'éléments existants et parfois fort compliqués (*LAND*, *MUSIC IV*) ce qui a nécessité, bien sûr, beaucoup de temps.

Nous avons, en particulier, construit et tester les programmes d'acquisition (environnement *MBS*, langage *C*) et d'analyse (environnement *GO4*, *GSI* Object Oriented Online & Offline analysis, et *ROOT*, langage *C++*). Nous avons choisi un tel environnement d'analyse plus particulièrement pour que les jeunes chercheurs, étudiants et post-docs acquièrent en travaillant sur *SPALADIN* une expérience valorisable pour leur carrière quelque'elle soit, étant donné que de valoriser la maîtrise du *FORTRAN* auprès d'employeurs potentiels n'est pas chose facile actuellement.

De nombreux tests en faisceau au *GSI* furent aussi nécessaires pour tout ou partie de l'appareillage expérimental, notamment pour les chambres proportionnelles à fils... que nous n'avons finalement pas utilisées !

On ne peut donc pas vraiment dire que l'expérience *SPALADIN* a duré sept jours, le temps de la prise des données de physique.

Nous pouvons tirer quelques enseignements de cette première expérience avec *SPALADIN*. Le premier, et peut-être le plus évident, est que le temps de comptage que nous avons prévu était trop court. Il y a deux raisons à cela. D'une part, nous avons surestimé l'efficacité de la mesure. Un dispositif plus complexe que ceux avec lesquels nous avons jusque-là travaillé à *GSI* a nécessité plus de réglages, plus de temps de mise en musique de tous ses éléments, donc moins de temps disponible pour les données de physique. Comme de plus nous avons eu deux jours d'arrêt du faisceau sur les sept jours programmés pour notre expérience (panne de source + difficultés de réglage du transport du faisceau jusqu'à la salle d'expérience), les soustractions deviennent importantes... D'autre part, si le calcul du temps de faisceau fait pour la proposition d'expérience devait nous permettre une étude fine des principaux canaux de désexcitation de la réaction $^{56}\text{Fe} + p$ à 1 *GeV* par nucléon, l'analyse plus détaillée des données à la recherche d'effets plus ténus des mécanismes de désexcitation notamment l'émission de fragments de masse intermédiaire, nous a vite montré que la statistique globale d'événements n'était pas suffisante, quand bien même le nombre de canaux de décroissance d'un système excité de masse $A \sim 50$ est relativement réduit, pour pouvoir la découper en de nombreux classes d'événements, selon les états finaux que nous voulons observer. Une semaine entière de

prise de données de physique parfaitement efficace aurait été souhaitable.

Nous devons, à l'avenir, être attentifs à ce point. Ainsi, pour l'expérience **S304**¹² si les quatre jours de faisceau semblent suffisants, s'il n'y a pas de problème majeur, pour étudier le système $^{28}\text{Si} + p$ à 1 GeV par nucléon, les quatre jours accordés par le comité d'expérience de GSI pour le système $^{136}\text{Xe} + p$ à 1 GeV par nucléon n'autoriseront qu'une statistique limitée. Pour l'expérience **S293**, les huit jours de temps de faisceau qui nous ont été accordés ne permettront que l'étude détaillée de la compétition de la fission et de l'évaporation que sur deux systèmes sur les trois programmés : $^{238}\text{U} + p$ et $^{208}\text{Pb} + p$. Pour les expériences de spallation auprès de l'installation R^3B ¹³ au cours desquelles nous entendons mesurer de façon systématique les canaux de désexcitation des systèmes lourds $^{238}\text{U} + p$ et $^{208}\text{Pb} + p$, il est à prévoir des statistiques d'événements bien supérieures à ce que nous avons eu avec le système $^{56}\text{Fe} + p$.

Le second enseignement de notre expérience *SPALADIN* concerne les objectifs de mesure d'une telle expérience. Les objectifs initiaux étaient multiples mais, à notre avis alors, aussi nécessaires les uns que les autres : détermination de la masse des résidus lourds, de leur vitesse de recul dans le repère au repos du projectile, spectrométrie des fragments légers chargés et détection des neutrons. L'analyse des données sur laquelle nous travaillons depuis deux ans nous montre que, malheureusement, compte tenu des techniques de mesure mises en jeu, ces objectifs n'étaient pas compatibles entre eux. En particulier, la nécessité d'installer un dispositif de trajectographie des résidus lourds en amont de l'aimant *ALADIN* s'est trouvée être très pénalisante pour les performances du dispositif (limitation - légère - de l'angle solide de détection, passage des fragments chargés dans les épaisseurs de matière non négligeables même pour des ions d'énergie relativement grande) mais aussi pour l'étude des fragments lourds eux-mêmes. La mesure des vitesses avec le *RICH* et son radiateur épais a nécessité la prise en compte de corrections des réactions secondaires relativement importantes et compliquées, essentiellement pour la détermination des sections efficaces isotopiques. De plus, les données nous ont montré que l'installation du dispositif ne s'est pas faite sans erreur et que des épaisseurs non homogènes et non contrôlée de matière se sont trouvées sur le passage des fragments et sont parfaitement visibles dans les données... une fois qu'on les a trouvées alors qu'elles ne le furent pas dans la salle d'expérience !

Les prochaines expériences avec l'installation *SPALADIN*, **S293** et **S304** [126, 127], s'effectueront sans aucun détecteur entre la cible et l'aimant, avec, de surcroît, une continuité de vide entre la cible et la TPC *MUSIC IV*. Si la détermination des masses des fragments de la réaction $^{28}\text{Si} + p$ sera encore possible, ce que semble indiquer l'analyse des données de l'expérience **S254**, il n'en sera bien entendu pas question pour les fragments de fission des expériences **S293** et pour les fragments lourds de désexcitation du système $^{136}\text{Xe} + p$. De la même manière, pour les expériences de spallation auprès de l'installation R^3B , la trajectographie des fragments chargés n'utilisera que les mesures dans une TPC qui sera placée en aval du futur aimant de grande ouverture angulaire et la connaissance du point cible. La masse des fragments lourds sera déterminée par la conjonction de la spectrométrie magnétique et la mesure à haute résolution

¹²Voir plus loin (chapitre 5) la présentation des expériences **S304** et **S293**.

¹³Voir chapitre 5.

de leur temps de vol en aval de la TPC [137].

Le troisième enseignement que nous pouvons tirer de *SPALADIN* concerne le dispositif de déclenchement de l'acquisition des données (le « trigger »). Nous avons utilisé comme trigger des événements physiques la somme logique de niveaux de multiplicités dans le mur de scintillateurs *ToF* et dans le détecteur de neutrons *LAND* en coïncidence avec le signal de faisceau. Ce trigger était relativement ouvert dans ce sens qu'il suffisait d'une particule, soit dans le *ToF*, soit dans *LAND*, pour que l'événement soit acquis. Comme nous le verrons, dans le paragraphe suivant où nous présenteront quelques résultats de la mesure, ce choix s'est avéré judicieux pour pouvoir mesurer effectivement des sections efficaces. Nous avons eu néanmoins à vivre avec une « pollution » de ce trigger par des interactions du faisceau en aval du mur de temps de vol, entre celui-ci et la paroi de la salle expérimentale. Ces interactions généraient des triggers physiques à partir d'événements ne comptant qu'un fragment chargé, identifié dans *MUSIC IV* comme une particule de faisceau et un signal de *LAND*. La distribution des neutrons dans *LAND* pour ce type d'événements est très différente de celle des neutrons provenant de la cible, comme l'analyse nous l'a montré l'analyse. Nous avons donc pu les sélectionner efficacement pour les éliminer. Ces événements représentaient tout de même un quart du taux de comptage.

Le quatrième enseignement de *SPALADIN* a été obtenu dans l'analyse des données [23]. Nous avons montré dans cette analyse qu'effectivement, ça marche et qu'il est possible de trouver des observables expérimentales sensibles à l'excitation du préfragment et, ce, de manière pratiquement indépendante de ses canaux de désexcitation. Nous avons pu démontrer aussi qu'il est possible d'étudier la répartition des états finaux en fonction de ces observables et que l'évolution de cette répartition est un test très contraignant des modèles de désexcitation.

3.3 Le dispositif des expériences S293 & S304

L'expérience **S248** fut en fait, en 2004, la dernière expérience à être réalisée dans la salle « Cave B » de *GSI* avec l'aimant *ALADIN*. Cette année-là, *ALADIN* et le détecteur *LAND* ont été déplacés vers une nouvelle aire expérimentale dite « Cave C ». Dans cette nouvelle aire se dérouleront les expériences **S293** et **S304** qui constituent la suite du programme *SPALADIN*, programme commencé avec **S248**.

Les expériences **S293** et **S304** ont été présentées au comité des expériences de *GSI* en mars 2005 [126, 127]. Elles ont été acceptées toutes deux et se sont vues attribuer chacune huit jours de faisceau. Nous expliquerons le cas physique de ces deux expériences dans le chapitre 5.

Le dispositif expérimental de ces deux expériences est sensiblement le même que celui de **S248**, avec trois changements néanmoins :

- la trajectographie des résidus lourds est simplifiée et les détecteurs situés entre la cible et l'entrée de l'aimant dans **S248** ne seront pas utilisés. Ceci diminuera sensiblement le taux de réactions secondaires et permettra de maintenir la continuité de vide entre la cible, le tube faisceau en amont et le volume magnétique de l'aimant *ALADIN*;
- la construction d'une cible d'hydrogène aux parois plus minces. Cette cible, présentée sur la figure 3.8 aura deux appendices d'épaisseurs différentes : 11 mm comme la cible utilisée

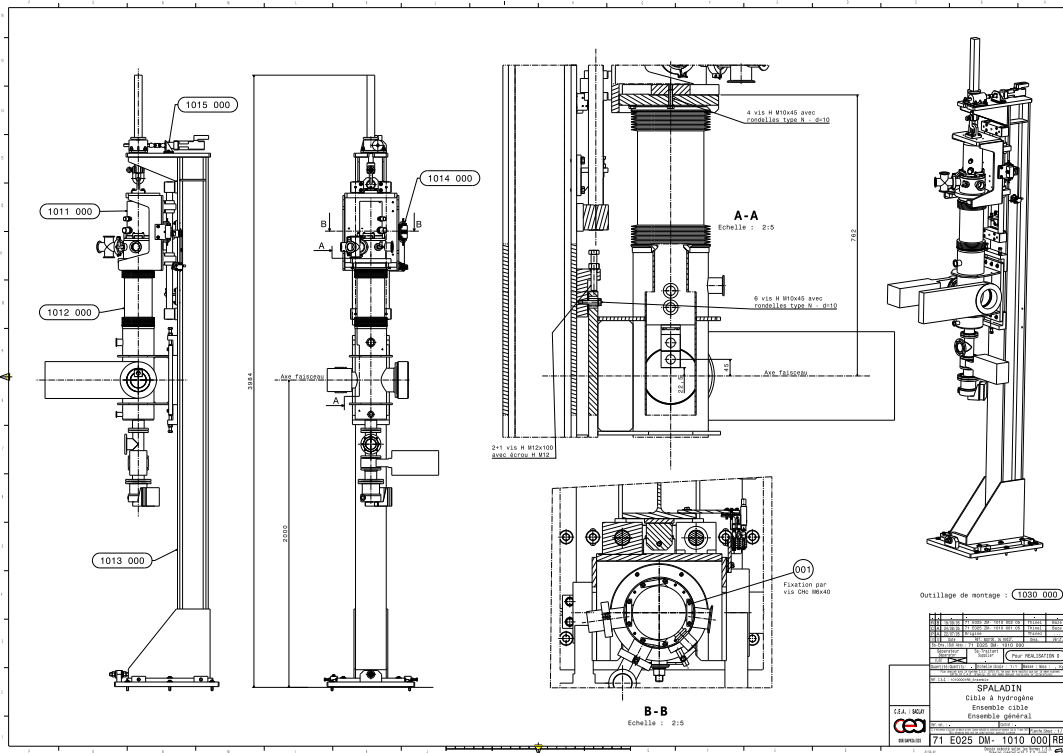


FIG. 3.8 – Dessin de la nouvelle cible d'hydrogène liquide avec son support. La réserve de gaz et le piston de régulation de pression ne sont pas présentés sur ce dessin.

pour **S248** et 3 mm. L'utilisation de la cible mince vise à diminuer l'importance des réactions secondaires à l'intérieur de l'hydrogène, plus grande pour les noyaux lourds de l'expérience **S293**. La différence majeure entre cette nouvelle cible et celle de **S248** vient de son fonctionnement en régulation par la pression et non pas par la température de l'hydrogène. Ce fonctionnement permettra le maintien de l'hydrogène liquide à une pression statique de 300 mbar environ, au lieu de la pression atmosphérique. Une telle diminution de la pression permet d'envisager une diminution de l'épaisseur des parois de la cible dans les mêmes proportions. Nous aboutissons dans le nouveau concept de cible à une épaisseur de paroi de 6 μm de Mylar au lieu des 15 μm de titane pour la cible de **S248**.

- L'ajout, à l'intérieur du trou du passage du faisceau du mur de temps de vol *ToF* de scintillateurs dont l'anti-coïncidence dans le trigger d'acquisition permettra de rejeter les événements n'ayant, dans l'état final, qu'un résidu lourd dans l'expérience **S293** de mesure des canaux de fission dans la spallation des noyaux lourds. En effet, pour ces événements, la présence d'un résidu lourd proche du faisceau, aboutissement probable d'une chaîne de dissociation lourd+léger dans la désexcitation, signe le fait que la désexcitation ne s'est pas faite par fission du préfragment lourd (la probabilité pour que l'un des deux fragments d'une fission du préfragment excité passe dans ce trou est très faible. En effet, l'énergie cinétique libérée par la fission procure aux deux fragments,

émis isotropiquement dans le centre de masse de la réaction, une composante transverse à leur impulsion par rapport à la direction incidente du projectile qui les fait dévier, dans la plupart des cas, de la trajectoire du faisceau en aval de la cible. L'addition de ce dispositif est essentiel pour obtenir des bonnes statistiques pour les événements de fission. En effet, si, pour le système $^{238}\text{U} + p$, la désexcitation par fission représente environ 80 % de la probabilité de décroissance du préfragment à 1 GeV par nucléon, cette probabilité ne représente que 10 % environ pour le système $^{208}\text{Pb} + p$ et quelques pour mille pour le système $^{181}\text{Ta} + p$. En revanche, un résidu de fragmentation aura une vitesse dans le référentiel du laboratoire proche de celle du projectile et avec une faible impulsion transverse à la cible.

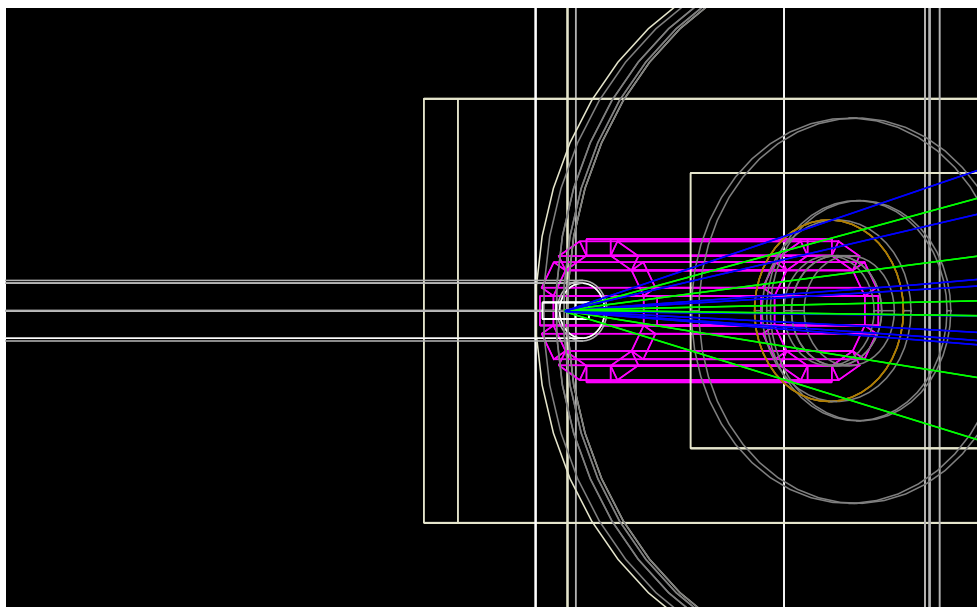


FIG. 3.9 – Vue de principe du dispositif de déclenchement à base de scintillateurs initialement proposé pour être placé en amont de l'aimant ALADIN dont on voit la plaque de garde et le collimateur sur la droite. Ce dispositif est ici constitué de douze scintillateurs plastiques et placés sur un cylindre de rayon interne 100 mm correspondant au diamètre du collimateur de l'aimant.

Nous avons imaginé initialement pour les expériences **S293** et **S304** un dispositif de trigger constitué d'un ensemble de lattes de plastique scintillant placées parallèlement au faisceau entre la cible et l'entrée de l'aimant ALADIN, comme le montre la figure 3.9. Le déclenchement de l'acquisition est alors provoqué par le passage d'une particule chargée dans l'une des lattes de scintillateurs (en coïncidence avec le faisceau). Or, on constate sur la figure 3.10 obtenue avec une simulation GEANT IV du dispositif expérimental de **S304**¹⁴, ce trigger sélectionne en fait de façon assez drastique les événements et ce jusqu'à des énergies d'excitation relativement élevé aussi bien pour le système $^{28}\text{Si} + p$ que pour le système $^{136}\text{Xe} + p$. Cette sélection est l'effet souhaité pour favoriser les événements plus rares correspondant aux hautes énergies

¹⁴La simulation GEANT IV des dispositifs **S248** et **S304** est présentée dans le chapitre 5.

d'excitation. Le problème tel que nous le voyons là est en fait que, mêmes aux plus hautes énergies d'excitation où, a priori, les particules sont plus nombreuses dans l'état final des réactions et couvrent donc de façon plus uniforme l'espace des phases, tous les événements physiques, ne sont pas « vus » par ce trigger. Cela signifie que l'on ne peut pas espérer une mesure de section efficace absolue avec ce trigger. Ce trigger introduit donc un biais dans la sélection des événements. De plus, le gain de sélectivité qu'apporterait ce trigger par rapport à *LAND* n'est pas déterminant pour étudier les mécanismes de la spallation dans les collisions violentes : pour le système $^{28}\text{Si} + p$, ce trigger élimine environ 50 % des événements (soit approximativement la même proportion que *LAND* et 60 % des événements du système $^{136}\text{Xe} + p$ dont 10 % d'événements de haute énergie d'excitation, contre 20 % de collisions périphériques pour *LAND*. Ceci n'est pas le cas avec le déclenchement de l'acquisition avec *LAND*, au dessus de $\sim 100 \text{ MeV}$ pour le système $^{28}\text{Si} + p$ et de $\sim 30 \text{ MeV}$ pour le système $^{136}\text{Xe} + p$ qui est sensible à tous les événements dont l'énergie d'excitation est au dessus de ces valeurs tout en « coupant » les événements périphériques (correspondant aux faibles valeurs de E^*).

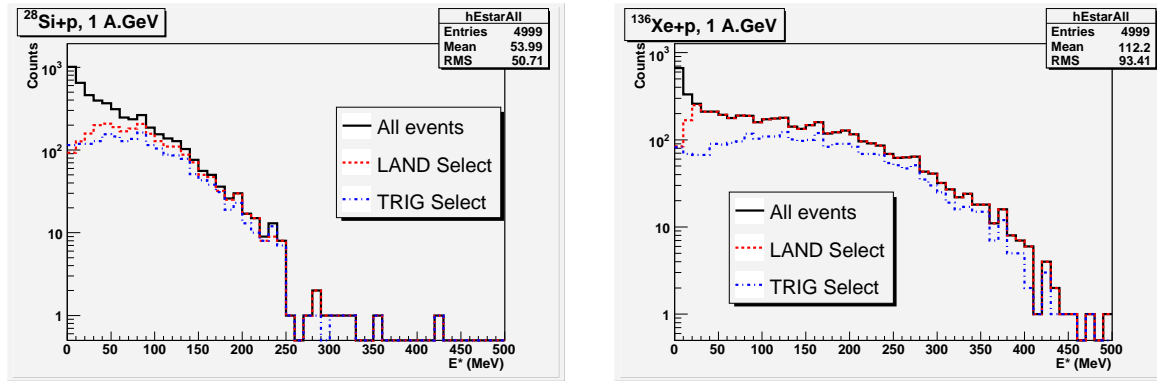


FIG. 3.10 – Distributions d'énergie d'excitation des préfragments pour les événements transportés par la simulation *GEANT IV* du dispositif de l'expérience **S304** $^{28}\text{Si} + p$ (gauche) et $^{136}\text{Xe} + p$ (droite) : totale (trait plein, noir), sélectionnés par le trigger *LAND* (tirets rouges) et sélectionnés par le dispositif de déclenchement (« *TRIG* ») disposé à l'entrée de l'aimant *ALADIN* (courbe en tirets et points bleus).

Nous allons donc conserver *LAND* comme trigger pour les expériences à venir avec le dispositif *SPALADIN*. Comme le montre la figure 3.11, une sélection en multiplicité de signaux (et donc de particules) dans *LAND* permet une sélection assez grande en domaine d'énergie d'excitation du préfragment, que ce soit pour le système le plus léger, $^{28}\text{Si} + p$ (partie haute de la figure) ou pour $^{56}\text{Fe} + p$ (centre) ou pour le système le plus lourd, $^{136}\text{Xe} + p$ (bas de la figure). Procéder à une telle sélection dans la définition du trigger nous permettra de focaliser notre acquisition de données sur la partie haute du spectre en énergie d'excitation du préfragment, partie qui correspond aux faibles paramètres d'impact proton - noyau.

Par ailleurs, comme nous l'avons fait pour l'expérience **S248**, nous utiliserons le trigger faisceau pour mesurer les canaux de décroissance à faible multiplicité de particules (et notamment de neutrons) dans l'état final et qui contiennent un résidu proche du projectile.

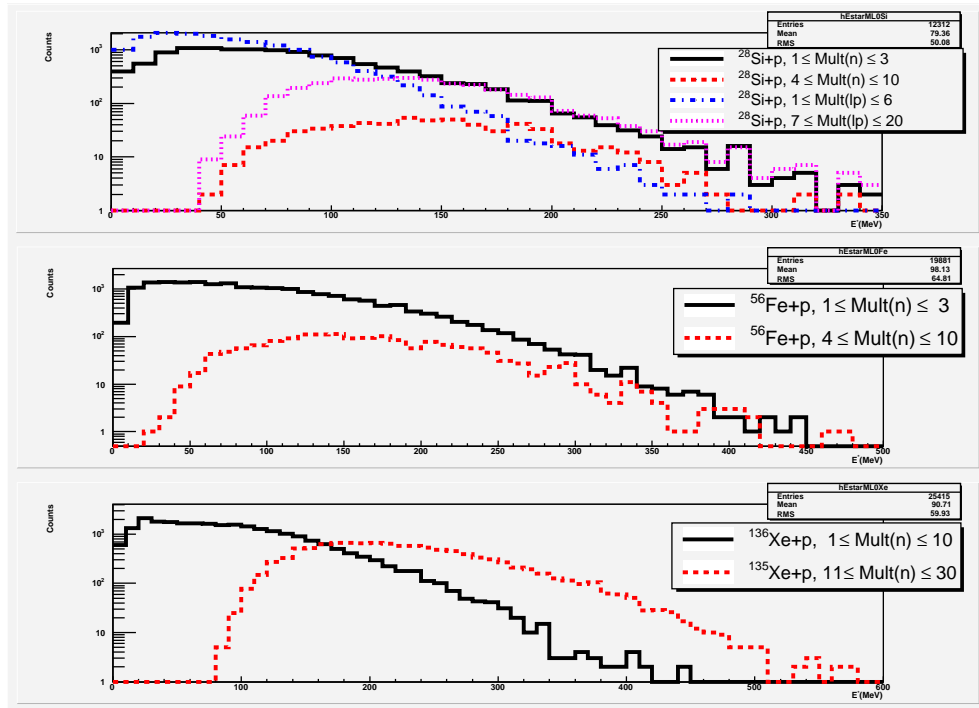


FIG. 3.11 – Distribution de l'énergie d'excitation E^* des événements détectés dans les dispositifs **S248** et **S293** pour différentes valeurs de la multiplicité de neutrons détectés dans LAND . Haut : $^{28}\text{Si}+p$; centre : $^{56}\text{Fe}+p$; bas : $^{136}\text{Xe}+p$ (à 1 A.GeV d'énergie cinétique). Les valeurs des domaines en multiplicité de neutrons détectés sont indiquées sur les histogrammes. Pour le système $^{28}\text{Si}+p$, nous avons superposé deux autres sélections portant sur la multiplicité de particules légères, comprenant donc les particules chargées (courbes bleue et violette).

3.4 Quelques résultats de S248

À présent, discutons quelques résultats de l'expérience **S248** : les résultats préliminaires des mesures avec les fragments lourds de la réaction $^{56}\text{Fe}+p$ à 1 A.GeV (distributions des vitesses de recul des résidus de spallation dans le référentiel centre de masse du projectile & sections efficaces isotopiques), les corrélations entre les multiplicités moyennes des particules et Z_{bound} et les observables des événements à plusieurs IMF dans l'état final. L'analyse des données et les résultats présentés et commentés de façon plus systématique et plus approfondie se trouvent ou se trouveront dans les trois thèses, soutenues ou en cours de rédaction, qui ont été faites sur *SPALADIN* [22, 24, 23]. Ces résultats ont, par ailleurs, été présentés très partiellement au cours de conférences en 2005 [128, 129].

La rédaction d'articles présentant les résultats de cette expérience commencera très prochainement.

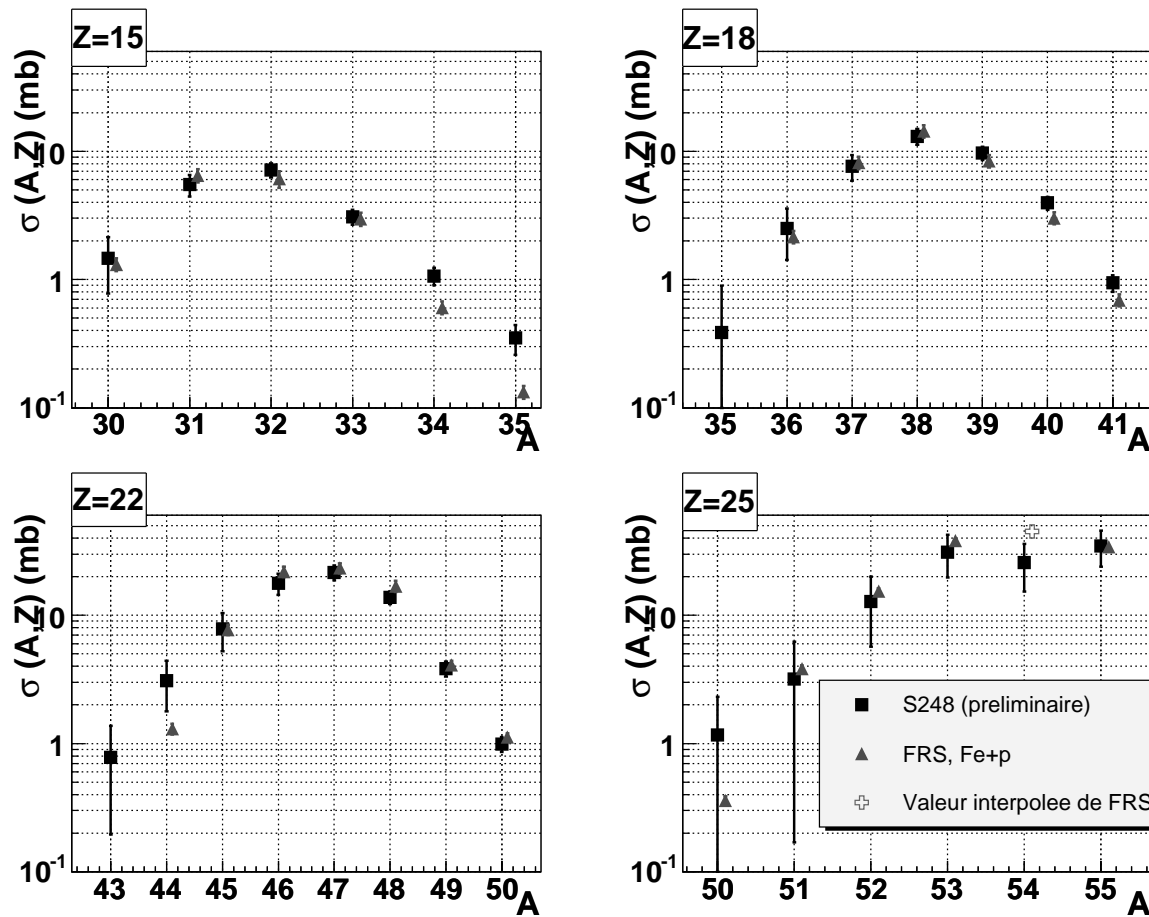


FIG. 3.12 – Sections efficaces isotopiques $\sigma(A, Z)$ pour quatre éléments : *P*, *Ar*, *Ti* & *Mn* mesurées dans l'expérience *SPALADIN* et comparées aux données de *FRS* [15, 16].

3.4.1 Les fragments lourds

La première partie de l'analyse des données $^{56}\text{Fe} + p$ à 1 GeV par nucléon a été consacrée à l'identification en masse et en charge des résidus de spallation et à la reconstruction de leur cinématique dans le repère du projectile (^{56}Fe) au repos. L'objectif de cette analyse était double :

- comprendre en détail le dispositif expérimental, les coupures d'acceptance géométrique, les efficacités et les performances des détecteurs, les corrections aux taux de comptage dues au temps mort de la détection et aux réactions secondaires,
- produire des grandeurs physiques comparables à des données déjà existantes : des sections efficaces isotopiques et des distributions de vitesse de recul des résidus de spallation, mesurées précédemment au *FRS* [15, 16].

Les dépendances isotopiques de la section efficace de production de quatre éléments, *P* ($Z = 15$), *Ar* ($Z = 18$), *Ti* ($Z = 22$) & *Mn* ($Z = 25$), dans la réaction $^{56}\text{Fe} + p$ à 1 GeV par nucléon sont présentés sur la figure 3.12. La comparaison avec les sections efficaces de *FRS* montre une compatibilité certaine entre les deux ensembles de données. Ceci valide, en

particulier pour les éléments les plus légers, le calcul de l'angle solide du spectromètre *FRS*, compte tenu du fait que la géométrie ouverte de notre dispositif expérimental nous assure une efficacité géométrique de 100 %. Notons que les données de *FRS* sont en bon accord avec *INCL4 + ABLA* pour les fragments proches du projectile et en désaccord significatif avec ce modèle loin du projectile où l'accord avec *GEMINI* est bien plus satisfaisant, comme cela a été souligné dans le chapitre 2.

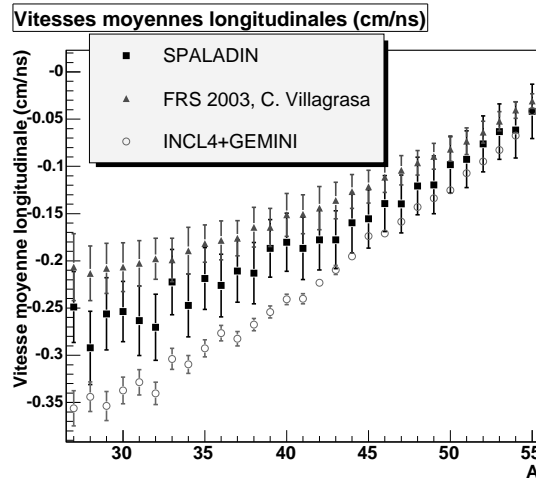


FIG. 3.13 – Valeurs moyennes des distributions de vitesse de recul des résidus de spallation dans le centre de masse du projectile en fonction de la masse A des résidus, déterminées dans *SPALADIN* et comparées aux données de *FRS* [15] et aux prédictions de *INCL4 + GEMINI*.

Comme cela a été remarqué dans le chapitre 2, la cinématique des fragments de l'état final est très sensible, de manière générale, aux différents mécanismes des réactions d'ions lourds. La vitesse de recul des résidus de spallation n'échappe pas à cette règle. C'est donc une grandeur importante pour la compréhension des réactions qui a fait l'objet de diverses études et modélisations systématiques [132] - [134]. Il est, de même, à noter que l'un des points clés de la discussion de P. Napolitani *et al.* [17] porte sur l'allure des distributions de vitesses de recul longitudinales des fragments de masse intermédiaires dans la réaction $^{56}\text{Fe} + p$ à 1 GeV par nucléon.

Dans le cas du fer, la mesure des caractéristiques de ces distributions de vitesses a aussi une application. Ces caractéristiques nous renseignent en effet sur les dommages créés par le bombardement des protons dans la structure cristalline des éléments de structure en acier (par exemple la fenêtre entre le vide du faisceau et la cible de spallation dans un « ADS »).

Aussi nous est-il paru important de mesurer à nouveau ces distributions de vitesse des résidus de spallation pour la réaction $^{56}\text{Fe} + p$. Notre expérience utilise une méthode de mesure complètement différente de celle du *FRS* (mesure de la vitesse par effet Tcherenkov en lieu et place d'une mesure de temps de vol sur une base de temps longue) avec, on peut s'y attendre, des sources d'erreurs systématiques bien différentes. Nous avons représenté sur les figures 3.13 et 3.14 respectivement la valeur moyenne et l'écart - type des distributions des vitesses en

fonction de la masse A des résidus de spallation, comparés aux données de *FRS* [15, 16] et au calcul *INCL4 + GEMINI*.

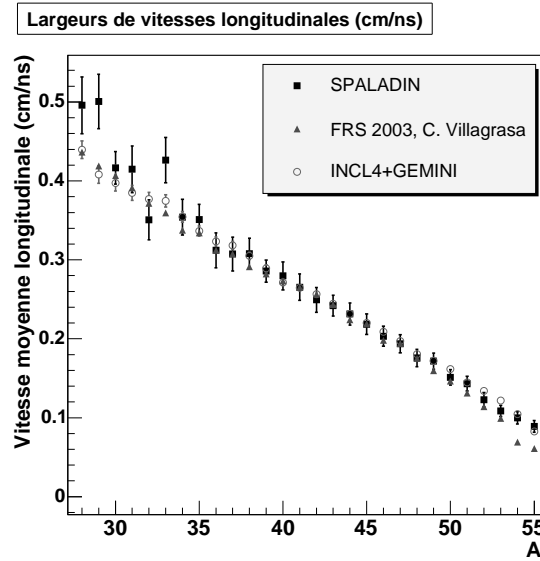


FIG. 3.14 – Écart-type des distributions de vitesse de recul des résidus de spallation dans le centre de masse du projectile en fonction de la masse A des résidus, déterminées dans *SPALADIN* et comparées aux données de *FRS* [15] et aux prédictions de *INCL4 + GEMINI*.

La désexcitation du préfragment étant a priori isotrope dans le repère au repos du préfragment, c'est à dire approximativement isotrope dans le repère au repos du projectile¹⁵, on peut penser que la vitesse de recul des résidus de spallation est étroitement liée à la vitesse de recul du préfragment avant désexcitation, c'est à dire à la violence de la collision et aux mécanismes à l'œuvre dans la phase de cascade intranucléaire. Les écarts - types de ces distributions doivent être, eux, sensibles à la fois à la cascade intranucléaire et à la phase de désexcitation du préfragment. La valeur de la masse en abscisse dans les graphes des figures 3.13 et 3.14 étant aussi une variable sensible à la violence de la collision, puisqu'il s'agit de la masse du fragment le plus lourd sélectionné dans chaque événement, on comprend sans peine l'allure des deux dépendances : la moyenne diminue en valeur algébrique (mais augmente en valeur absolue) quand A diminue, alors que l'écart - type augmente quand A diminue, image de plus grandes fluctuations aussi bien dans la cascade que dans la désexcitation quand le dépôt d'énergie dans le noyau s'accroît.

On voit, pour la dépendance de la valeur moyenne en fonction de la masse du résiduel, que nos données présentent une différence systématique avec les données de *FRS* et avec le calcul *INCL4 + GEMINI*. Cette différence reste à expliquer de façon fine. En revanche, nos données sur l'écart-type des distributions de vitesse en fonction de la masse du fragment résiduel sont

¹⁵Compte - tenu des vitesses de recul des résidus ainsi déterminer, on peut affirmer que la vitesse du référentiel au repos du préfragment est très faible dans le repère du projectile au repos. Un phénomène isotrope dans le premier repère l'est donc aussi, approximativement au moins, dans le second.

tout à fait compatibles avec les données de *FRS* et avec les prédictions du modèle *INCL4* + *GEMINI*.

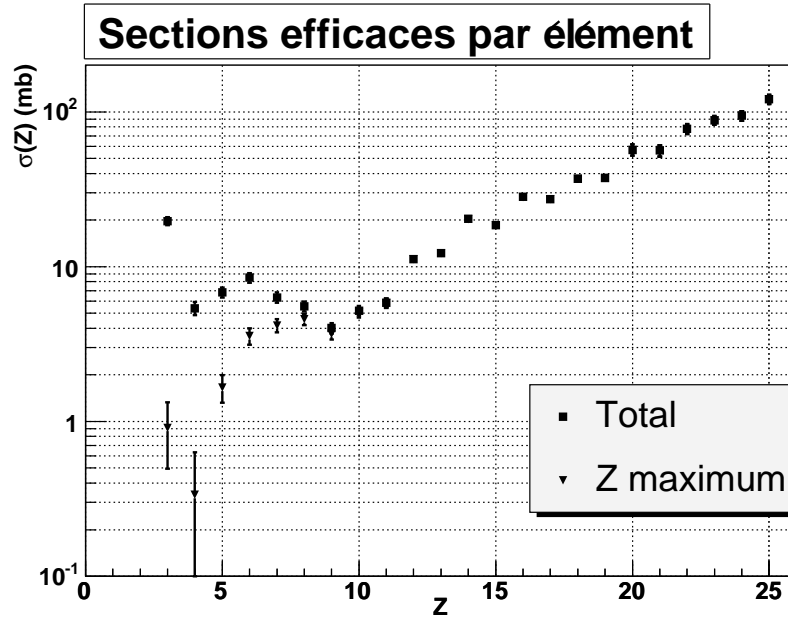


FIG. 3.15 – Distribution des sections efficaces en fonction de la charge des fragments mesurée avec *SPALADIN*. Les carrés représentent les sections efficaces par élément. Les triangles représentent les sections efficaces $\sigma(Z)$ des états finaux dans lesquels le résidu de charge Z est le résidu le plus lourd.

3.4.2 Les mesures en coïncidence

Sur la figure 3.15 est présentée la section efficace $\sigma(Z)$ par élément pour les charges comprises entre 3 et 25 déterminée par *SPALADIN*. Sur cette figure ont été ajoutées (triangles noirs) les sections efficaces $\sigma(Z_{max} = Z)$ des événements dont les fragments les plus gros sont des fragments de charge $Z_{max} = Z$. Une telle mesure est possible parce que nous détectons avec *SPALADIN* tous les fragments de charge supérieure à trois avec une efficacité (géométrique et de détection) très proche de 100 %. Nous constatons que $\sigma(Z)$ et $\sigma(Z_{max} = Z)$ se superposent pour les charges $Z \geq 9$. Cela signifie en particulier que les fragments de charge $Z < 8$ sont produits pour l'essentiel dans des événements qui comptent dans l'état final un fragment plus lourd. Il s'agit donc là d'une mesure de l'importance de la production directe d'IMF, soit par évaporation soit par fission asymétrique. En particulier, la production de fragments relativement légers, de charge comprise entre 3 et 8 comme résidus de spallation accompagnés dans l'état final uniquement de particules légères est très faible.

Je présente sur la figure 3.16 les distributions des multiplicités des neutrons et des fragments de charge au moins deux mesurées dans *SPALADIN* et comparées à quatre codes de désexcitation *GEMINI*, *SMM*, *ABLA* & *GEM* couplés au code de cascade *INCL4*. Nous

constatons sur cette figure relativement peu de différences entre les codes de désexcitation (avant le filtre expérimental) et un bon accord avec les données (figure de droite). Cet accord doit s'expliquer par le fait que, sur une telle observable expérimentale, les différences, d'un code de désexcitation à un autre, entre les différents canaux de désexcitation doivent statistiquement se compenser pour donner au final des multiplicités de fragments assez proches.

Cette variable, la multiplicité de fragments, est intéressante car elle est corrélée à l'énergie d'excitation E^* du préfragment comme le montre la figure 3.17 pour les neutrons (à gauche), les fragments chargés (centre) et la somme des deux (à droite). Cette corrélation va nous donner la possibilité de déterminer la dépendance de la section efficace de spallation en fonction de E^* .

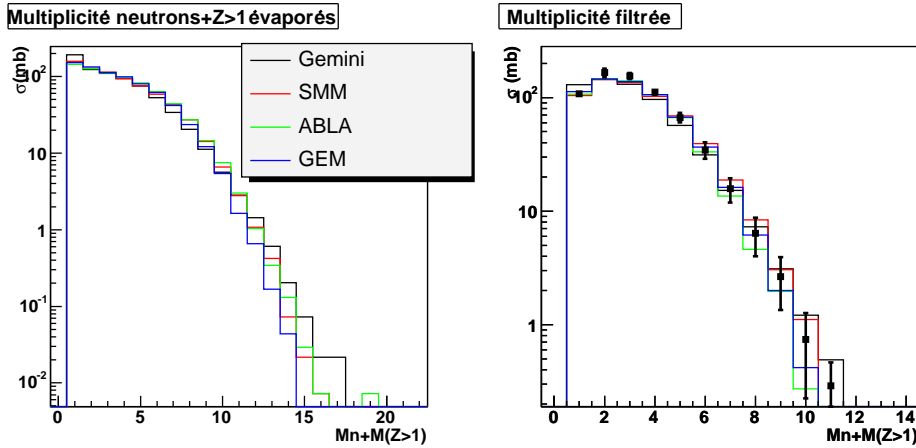


FIG. 3.16 – À gauche : dépendance de la section efficace en fonction de la multiplicité de neutrons et de particules de charge supérieure strictement à l'unité pour quatre codes de désexcitation, *GEMINI*, *SMM*, *ABLA* & *GEM* couplés au code de cascade *INCL4*. À droite : les données de *SPALADIN* (ronds noirs) concernant la multiplicité des neutrons et des particules de charge strictement supérieure à un sont comparées aux prédictions de ces quatre codes filtrées par le modèle numérique du dispositif expérimental *GEANT IV* détaillé dans le chapitre suivant.

Nous présentons sur la figure 3.18 les corrélations entre $Z_{bound} = \sum_{i \in \{detect \mid Z_i \geq 2\}} Z_i$ et différentes multiplicités moyennes : neutrons, *He* ($Z = 2$), *Li* ($Z = 3$), *Be* ($Z = 4$), *B* ($Z = 5$) et les fragments de charge supérieure ou égale à 6. Comme l'a montré le groupe *ALADIN* de *GSI* (voir, par exemple, [86], [87]), Z_{bound} est une mesure de la violence de la collision (c'est à dire de l'énergie d'excitation du préfragment) : en moyenne, E^* croît lorsque Z_{bound} décroît.

Les données présentent quelques traits intéressants :

- 1) la multiplicité moyenne des neutrons détectés dans *LAND* semble atteindre un plateau aux plus faibles valeurs de Z_{bound} . Une telle tendance doit être liée au fait qu'au fur et à mesure que l'énergie d'excitation augmente, le préfragment émetteur de particules voit sa taille décroître ce qui favorise, de façon relative, sa désexcitation par émission de particules chargées aux dépens de l'évaporation de neutrons.

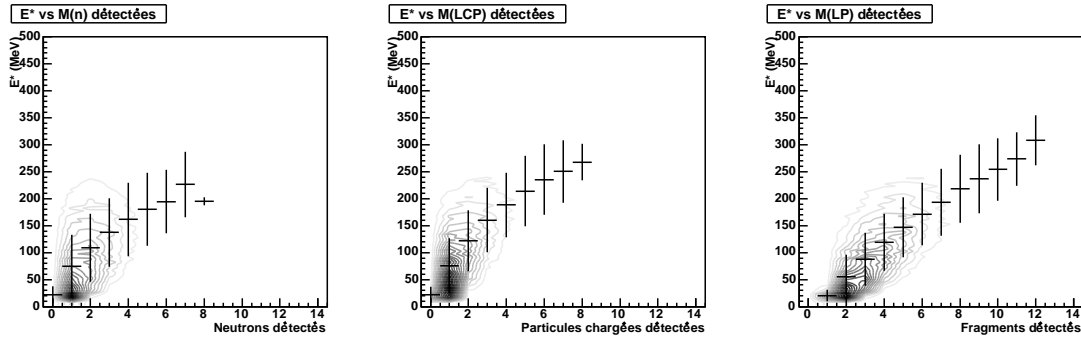


FIG. 3.17 – À gauche : corrélation entre la multiplicité des neutrons détectés dans LAND et l'énergie d'excitation du préfragment. Au centre : corrélation entre la multiplicité de particules chargées (de charge supérieure ou égale à deux) et l'énergie d'excitation. À droite : corrélation entre la somme des deux multiplicités précédentes et l'énergie d'excitation. Les calculs ont été effectués avec la simulation GEANT IV de SPALADIN avec des événements de spallation générés avec les codes INCL4 pour la cascade et GEMINI pour la désexcitation.)

- 2) Cette tendance n'est pas observée pour l'émission de fragments chargés, He ou IMF, pour lesquels la multiplicité moyenne augmente continûment lorsque Z_{bound} diminue.
- 3) Les multiplicités moyennes de Li ($Z = 3$) et de B ($Z = 5$) laissent apparaître un effet pair-impair en Z_{bound} , effet présent aussi pour les plus grandes valeurs de Z_{bound} mais peu visible sur une graduation linéaire des multiplicités moyennes. La présence de cet effet suggère que ces fragments sont principalement émis par cassure binaire (quelqu'en soit le mécanisme, évaporation ou fission asymétrique) à relativement faible énergie d'excitation résiduelle.
- 4) La multiplicité moyenne de Be ($Z = 4$) est du même ordre d'importance que la multiplicité moyenne de B ($Z = 5$).

Nous avons comparé nos données aux cinq modèles déjà cités, tous couplés à la cascade intranucléaire *INCL4*. Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.18, cette comparaison met en évidence quelques propriétés des modèles de désexcitation :

- 1) des descriptions très dépendantes l'une de l'autre de l'émission de neutrons par évaporation et de la production d'héliums (essentiellement des alphas) : *ABLA* et *GEM* sont conjointement en désaccord avec nos données sur ces deux modes de décroissance alors que *SMM* et *GEMINI* sont en accord tous deux sur l'émission des neutrons et des He .
- 2) Des descriptions relativement peu satisfaisantes des multiplicités moyennes d'IMF si ce n'est pour *GEM* et *GEMINI* dans le cas où l'on choisit l'option, dans ce dernier modèle, de calculer l'émission de Li et de Be par évaporation Hauser-Feshbach.
- 3) Une bonne description de l'effet pair-impair dans la production de Li et de B par *GEM* et par *GEMINI* avec Hauser-Feshbach pour Li et Be .
- 4) Une modélisation de la production de Li et de Be par la fission asymétrique et l'état transitoire dans *GEMINI* en désaccord avec nos données.
- 5) Une description de nos données par le modèle *GEMINI* avec l'évaporation Hauser-

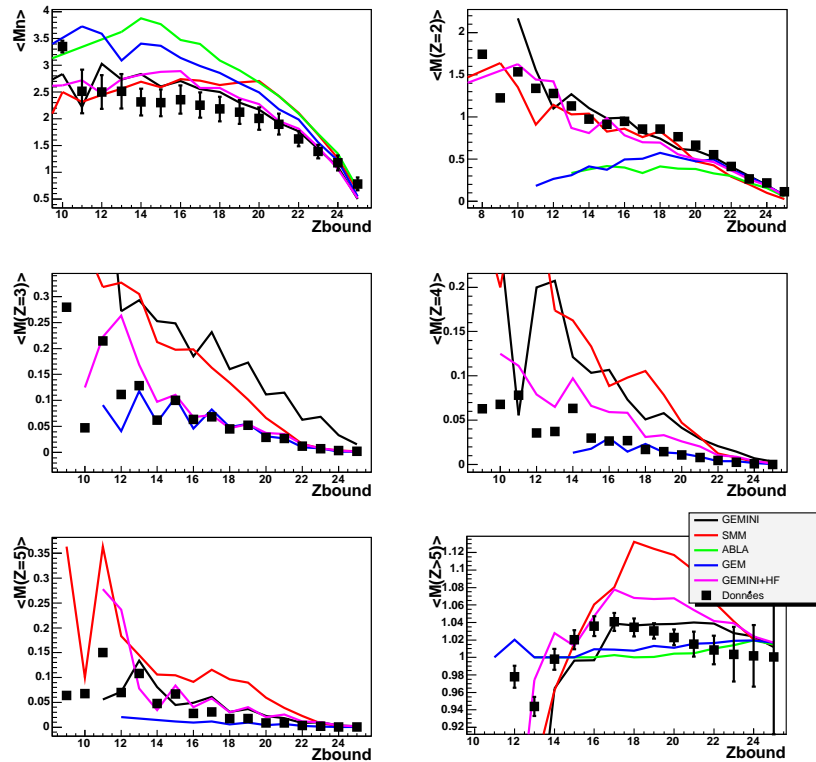


FIG. 3.18 – Corrélation entre la variable Z_{bound} (voir sa définition dans le texte) et les multiplicités moyennes : 1) neutrons (en haut, à gauche); 2) He ($Z = 2$, en haut, à droite); 3) Li ($Z = 3$, au centre, à gauche); 4) Be ($Z = 4$, au centre, à droite); 5) B ($Z = 5$, en bas, à gauche); 6) pour les fragments de charge $Z > 5$ (en bas, à droite). Les données de SPALADIN (carrés noirs) sont comparées aux prédictions de GEMINI, de SMM, de ABLA, de GEM et de GEMINI avec l'émission des Li et des Be par évaporation calculée dans le formalisme de Hauser-Feshbach (« GEMINI + HF »). Ces prédictions théoriques ont été filtrées par le modèle numérique GEANT IV de SPALADIN.

Feshbach et couplé à *INCL4* quantitativement précise, en forme comme en niveau, ce qui est tout de même une heureuse surprise !!

Nous nous sommes aussi intéressés aux événements comprenant plusieurs IMF dans leur état final. Un IMF est défini ici comme étant un fragment de charge $Z \geq 3$, qu'il soit ou non proche du projectile. Ces événements sont moins essentiels pour la compréhension d'ensemble de la section efficace de la spallation telle que l'on en a besoin pour concevoir des générateurs d'événements de spallation, basés sur des modèles de physique, pour les simulations globales des sources de spallation. En effet, ils ne représentent environ que 5 % de la section efficace totale de réaction à 1 GeV dans le centre de masse. Ces événements sont en revanche intéressants pour la compréhension de l'émission des IMF dans la spallation, c'est à dire dans des conditions assez différentes des réactions d'ions lourds dans lesquelles cette émission est étudiée : peu de compression et peu de moment angulaire total, a priori.

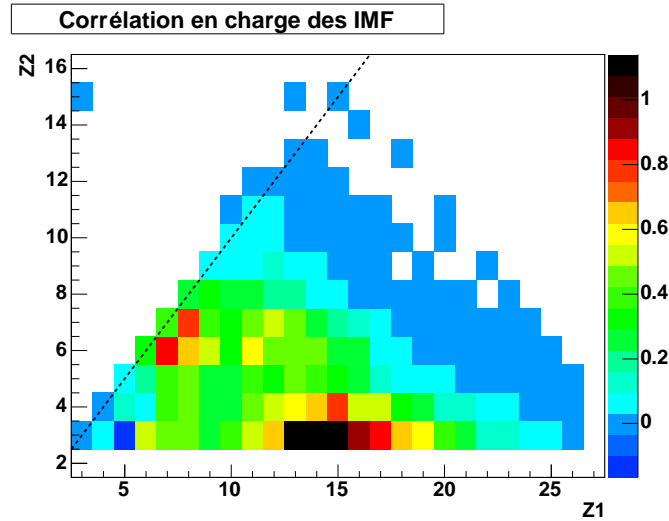


FIG. 3.19 – Distribution de la section efficace mesurée avec SPALADIN (axe Z , gradué linéairement en mb) des événements comprenant au moins deux IMF (voir dans le texte pour la définition des IMF) en fonction de Z_1 , charge du plus gros fragment (abscisse) et de Z_2 , charge du second plus gros fragment (ordonnée). Les pointillés indiquent, pour le repère de l'œil, la droite $Z_1 = Z_2$.

La section efficace de production des événements à au moins deux IMF dans l'état final est représentée sur la figure 3.19 (axe Z linéaire) en fonction de Z_1 , la charge du plus gros fragment (abscisse) et Z_2 , la charge du second fragment le plus gros. On remarque tout d'abord la faiblesse des sections efficaces ainsi mesurées : de l'ordre du mb par case (Z_1, Z_2) . Cette figure laisse apparaître deux structures à l'intérieur du triangle, dans le plan (Z_1, Z_2) défini par les trois droites : $Z_2 = 3$, $Z_1 = Z_2$ & $Z_1 + Z_2 = 27$. La première structure correspond à des événements à deux IMF (au moins) très différents : un « lourd », de charge autour de $Z_1 \simeq 14-15$ en coïncidence avec un Li ($Z_2 = 3$) ou un Be ($Z_2 = 4$). La seconde structure correspond à des événements comprenant au moins deux IMF relativement semblables : $Z_1 \sim Z_2 \simeq 6-7$. Si la première structure laisse penser à un mécanisme de fission asymétrique ou d'évaporation de Li ou de Be , à relativement faible énergie d'excitation, le caractère plus « symétrique » dans la taille des IMF de la seconde structure laisse penser que celle-ci correspond à de plus grandes énergies d'excitation du préfragment.

C'est pourquoi, et comme nous l'avons promis à l'atelier d'études IWM2005 [129] nous avons étudié l'évolution de cette distribution de la section efficace en fonction de (Z_1, Z_2) avec l'énergie d'excitation du préfragment. Pour sélectionner différents intervalles en énergie d'excitation, nous avons utilisé la somme de la multiplicité des neutrons et de la multiplicité des héliums plutôt que la multiplicité totale de fragments. Si celle-ci est la multiplicité la plus étroitement corrélée à l'énergie d'excitation, celle-là l'est tout de même de manière assez satisfaisante (voir figure 3.17), d'une part, et, d'autre part, elle permet d'éviter les effets d'autocorrélation entre les observables dont nous voulons déterminer l'évolution en fonction

de l'énergie d'excitation du préfragment et le mode de sélection des données. Cette évolution de la distribution de la section efficace des événements à au moins deux IMF dans l'état final en fonction de (Z_1, Z_2) est présentée dans la figure 3.20 pour quatre intervalles en multiplicité. On observe effectivement aux basses énergies d'excitation une seule structure avec des états finaux essentiellement constitués d'un fragment « lourd », de charge $Z \in [14; 20]$ en coïncidence avec un Li essentiellement et un Be plus rarement. On voit aussi que deux structures apparaissent aux plus hautes multiplicités (i.e. aux plus hautes énergies d'excitation). On observe de plus que le maximum « asymétrique » (Z_1 « grand » et $Z_2 = 3 - 4$) évolue vers des plus petites valeurs de Z_1 quand l'énergie d'excitation augmente. Cette diminution étant bien supérieure à la largeur de la distribution de la charge des préfragments, telle que peut la prédire *INCL4* par exemple, on peut penser que ces événements correspondent à des cassures de fin de chaînes de désexcitation, après évaporation multiple, quand le préfragment résiduel est taille bien plus faible que le préfragment de fin de cascade. L'étude de la désexcitation aboutissant à deux IMF au moins de taille relativement semblable nécessite une analyse plus fine de ces événements et des fragments qui sont en coïncidence avec ces IMF dans l'état final : trois IMF ou plus ? Plusieurs He ? Multiplicité moyenne de neutrons ?

Afin de comparer cette évolution de $\sigma(Z_1, Z_2)$ en fonction de l'énergie d'excitation du préfragment avec les modèles théoriques, nous avons choisi d'étudier la section efficace $\sigma(Z_1 - Z_2)$. Cette comparaison est représentée sur la figure 3.21 pour trois intervalles en multiplicité (neutrons + He) : $[1; 3[$, $[3; 5[$ & $[5; 7[$. On observe sur ces graphiques la tendance des données que nous avons mesurée dans le plan (Z_1, Z_2) . On voit aussi que seul le modèle *GEMINI* et à condition que l'on choisisse de calculer l'émission de Li et de Be par l'évaporation traitée dans le formalisme de Hauser-Feshbach permet de bien décrire les données que ce soit qualitativement (la forme de la dépendance de la section efficace en fonction de $Z_1 - Z_2$ et son évolution avec la multiplicité de particules légères $n + He$) ou que ce soit quantitativement (la valeur absolue de la section efficace).

Il est à noter que l'étude de la section efficace $\sigma(Z_1 + Z_2)$ aboutit à des résultats analogues en ce qui concerne la comparaison entre nos données et les modèles théoriques, ainsi que le montre la figure 3.22. Sur cette figure, on constate que, comme pour la fission, la section efficace $\sigma(Z_1 + Z_2)$ présente une structure « en bosse ». On peut voir aussi que le maximum de la section efficace se décale légèrement vers des plus petites valeurs de $Z_1 + Z_2$ quand la multiplicité sélectionnée $Mult(n) + Mult(He)$ croît (plus hautes énergies d'excitation) et que la largeur de cette structure augmente aussi un peu. Ce comportement des données n'est décrit dans la forme aussi bien qu'en niveau (sections efficaces *absolues*) que par le code *GEMINI*, les deux autres codes étant en net désaccord avec nos données.

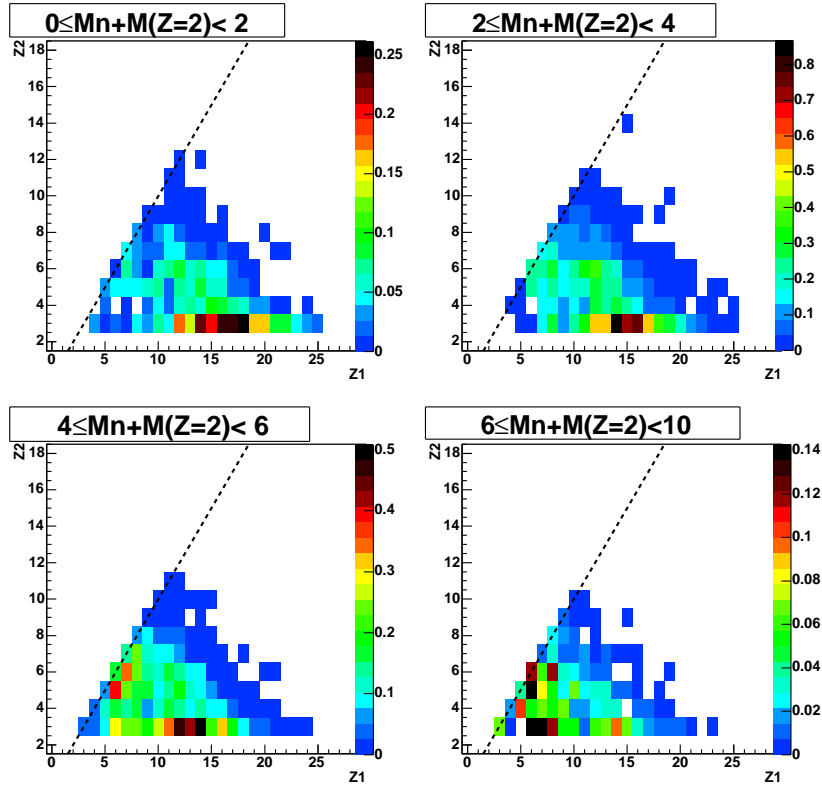


FIG. 3.20 – Distributions de la section efficace mesurée avec SPALADIN (axe Z , gradué linéairement en mb) des événements comprenant au moins deux IMF (voir dans le texte pour la définition des IMF) en fonction de Z_1 , charge du plus gros fragment (abscisse) et de Z_2 , charge du second plus gros fragment (ordonnée) pour quatre intervalles de multiplicité des neutrons et des He ($Z = 2$) : 1) $M_n + M(Z = 2) \in [0; 2[$ (en haut, à gauche) ; 2) $M_n + M(Z = 2) \in [2; 4[$ (en haut, à droite) ; 3) $M_n + M(Z = 2) \in [4; 6[$ (en bas, à gauche) ; 4) $M_n + M(Z = 2) \in [6; 10[$ (en bas, à droite). Les pointillés indiquent, pour le repère de l'œil, la droite $Z_1 = Z_2$.

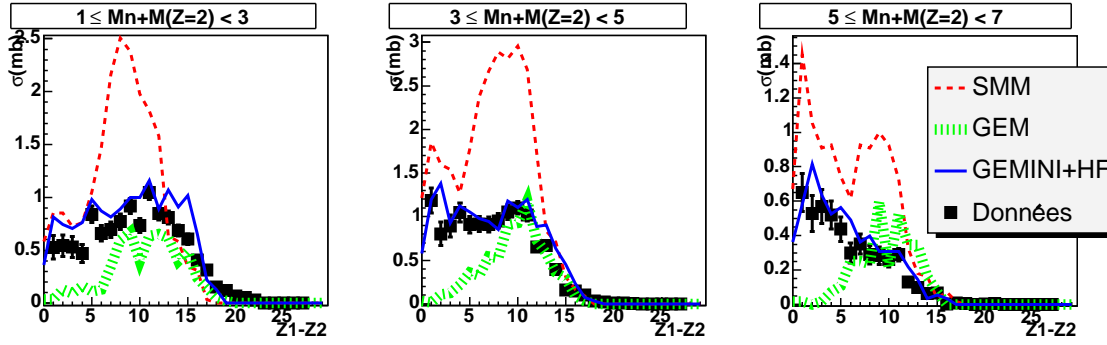


FIG. 3.21 – Distributions de la section efficace mesurée avec SPALADIN (axe Y, gradué linéairement en mb) des événements comprenant au moins deux IMF (voir dans le texte pour la définition des IMF) en fonction de $Z_1 - Z_2$, où Z_1 est la charge du plus gros fragment et Z_2 la charge du second plus gros fragment, pour trois intervalles de multiplicité des neutrons et des He ($Z = 2$) : 1) $M_n + M(Z = 2) \in [1; 3[$ (à gauche) ; 2) $M_n + M(Z = 2) \in [3; 5[$ (au centre) ; 3) $M_n + M(Z = 2) \in [5; 7[$ (à droite). Les données de SPALADIN (carrés noirs) sont comparées aux prédictions de GEMINI, SMM, GEM et GEMINI avec l'émission de Li et de Be par évaporation Hauser-Feschbach (« GEMINI + HF »).

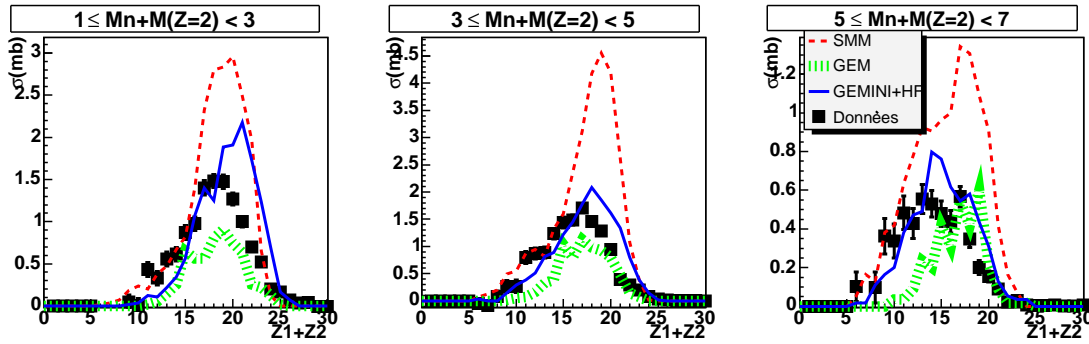


FIG. 3.22 – Distributions de la section efficace mesurée avec SPALADIN (axe Y, gradué linéairement en mb) des événements comprenant au moins deux IMF (voir dans le texte pour la définition des IMF) en fonction de $Z_1 + Z_2$, où Z_1 est la charge du plus gros fragment et Z_2 la charge du second plus gros fragment, pour trois intervalles de multiplicité des neutrons et des He ($Z = 2$) : 1) $M_n + M(Z = 2) \in [1; 3[$ (à gauche) ; 2) $M_n + M(Z = 2) \in [3; 5[$ (au centre) ; 3) $M_n + M(Z = 2) \in [5; 7[$ (à droite). Les données de SPALADIN (carrés noirs) sont comparées aux prédictions de GEMINI, SMM, GEM et GEMINI avec l'émission de Li et de Be par évaporation Hauser-Feschbach (« GEMINI + HF »).

Chapitre 4

La simulation du filtre expérimental

Dans la mesure où le dispositif expérimental *SPALADIN* est relativement complexe d'une part et que, d'autre part, la géométrie de la détection n'est pas parfaite vis-à-vis de la physique que nous voulons étudier, il était nécessaire de mettre au point une simulation numérique précise de l'appareillage de détection et de l'influence des diverses coupures cinématiques et des réactions secondaires sur les événements de spallation détectés.

Nous avons réalisé une simulation de *SPALADIN* avec l'outil *GEANT IV* dans le langage de programmation *C++* [130]. Cette simulation fait suite à celle, beaucoup plus approximative, réalisée pour l'étude de faisabilité de l'expérience **S248** avec l'outil *GEANT 3* (langage de programmation *FORTRAN*).

L'intérêt d'une telle simulation sous *GEANT IV* ne s'arrête pas à la modélisation du filtre expérimental de **S248**. Nous avons en effet comme ambition initiale de faire évoluer cette simulation pour pouvoir utiliser, par exemple dans la reconstruction de la cinématique au point de réaction, les mêmes modules numériques, programmés dans le même langage, le *C++*. Si nous n'en sommes pas encore là, nous n'avons pour autant pas oublié cette volonté. De plus, du fait de la modularité de cet outil, nous allons utiliser cette même simulation, aux paramètres géométriques près, pour préparer les expériences **S293** et **S304** et aussi pour définir de façon quantitative les futures expériences de spallation sur l'installation expérimentale *R³B*. Ceci nous a permis d'inscrire notre travail dans le projet de la simulation numérique globale de la collaboration *R³B*.

Le premier objectif de la simulation *GEANT IV* est de mettre sur pied un modèle numérique de la géométrie du dispositif *SPALADIN*. Le second objectif est de vérifier de façon précise les premières estimations faites empiriquement sur l'effet des réactions secondaires dans le dispositif des fragments de spallation produits dans la cible (diffusion multiple, production de photons et de δ -rays sur le passage des ions, absorption nucléaire, etc...) Ce second objectif n'a pu être que partiellement atteint. En effet, premièrement, les modèles de réaction ion-ion autour du *GeV* d'énergie cinétique par nucléon sont approximatifs et, deuxièmement, *GEANT IV* ne prend pas en charge dans son tracking les espèces d'ions très exotiques qui ne sont pas prévues dans ses tables et qui sont parfois produites dans ces réactions. Le troisième objectif de cette simulation est de quantifier sur la corrélation entre les observables expérimentales et les grandeurs liées au préfragment (charge, masse & énergie) les effets des coupures géométriques

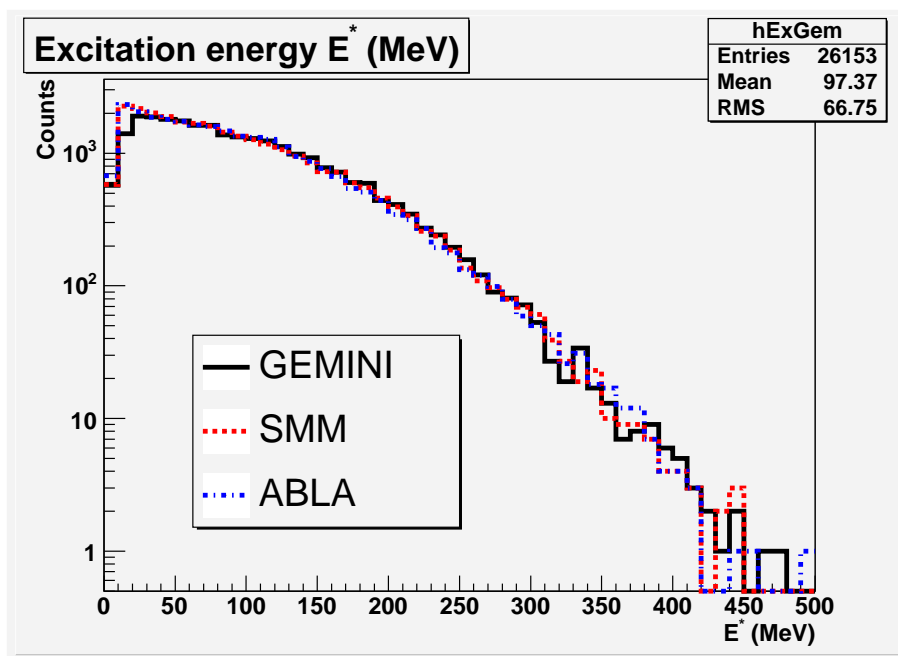


FIG. 4.1 – Énergies d'excitation E^* données par *INCL4* pour les événements transportés par *GEANT IV* et « acceptées par le trigger » dans *SPALADIN*.

(les coupures d'acceptance) et d'inefficacité de détection. Enfin, le quatrième et dernier objectif de ce modèle numérique est de déterminer la sensibilité des *observables expérimentales* aux prédictions des différents modèles théoriques.

La simulation *GEANT IV* fonctionne sur le principe suivant :

- 1) On construit la géométrie du dispositif de détection, les différentes épaisseurs de matière et les propriétés des matériaux qui le composent.
- 2) On lit dans un fichier généré par un modèle de spallation des événements physiques (chaque événement est composé d'un ensemble de fragments définis par leur type, leur masse, leur charge et leur cinématique dans l'état final et dans le centre de masse de la réaction de spallation).
- 3) Chaque particule est transportée jusqu'à ce qu'elle disparaisse par réaction nucléaire, décroissance ou conversion ou s'arrête par pertes successives de son énergie cinétique ou sorte du volume physique de la simulation (défini comme étant le volume de la salle d'expériences).
- 4) On stocke dans une structure de type « *TTree* » de *ROOT* les particules, événement par événement, afin de les analyser.

Cette simulation a fait l'objet d'un stage de DEA et de fin d'études. Elle est décrite dans la référence [131] de manière détaillée. Il est à noter que *GEANT IV* permet l'utilisation d'outils de visualisation très puissants qui rendent le contrôle du modèle numérique très aisé.

Pour étudier le filtre expérimental que constitue l'installation *SPALADIN* vis-à-vis des réactions de spallation, nous avons procédé en plusieurs étapes. Dans un premier temps, nous

avons étudié la sensibilité de la reconstruction des grandeurs liées au préfragment de la fin de la cascade intranucléaire à différents modèles de désexcitation. Cette dépendance de principe est assez simple à comprendre dans la mesure où *SPALADIN* ne présente pas la même efficacité, géométrique comme de détection, pour les différents types de particules : neutrons, hydrogènes, héliums ou fragments de masse intermédiaire ou résidus lourds. Ainsi, si un modèle favorise l'émission de neutrons ou de protons par rapport à un autre dans lequel les canaux de désexcitation par émission de fragments plus lourds seront plutôt favorisés, on peut penser que les états finaux calculés par le premier modèle, après transport dans le dispositif, seront moins complètement déterminés que ceux prévus par le second modèle. La reconstruction des caractéristiques du préfragment avant désexcitation devrait donc être moins bonne, dans le principe, pour le premier modèle que pour le second. Dans une seconde étape, nous avons essayé de nous faire une idée quantitative de la sensibilité du dispositif à différents modèles de cascade intranucléaire. Enfin, dans un troisième temps, nous nous sommes attachés à déterminer quelques observables qui nous permettraient d'accroître la sensibilité de *SPALADIN* aux mécanismes en jeu dans la spallation.

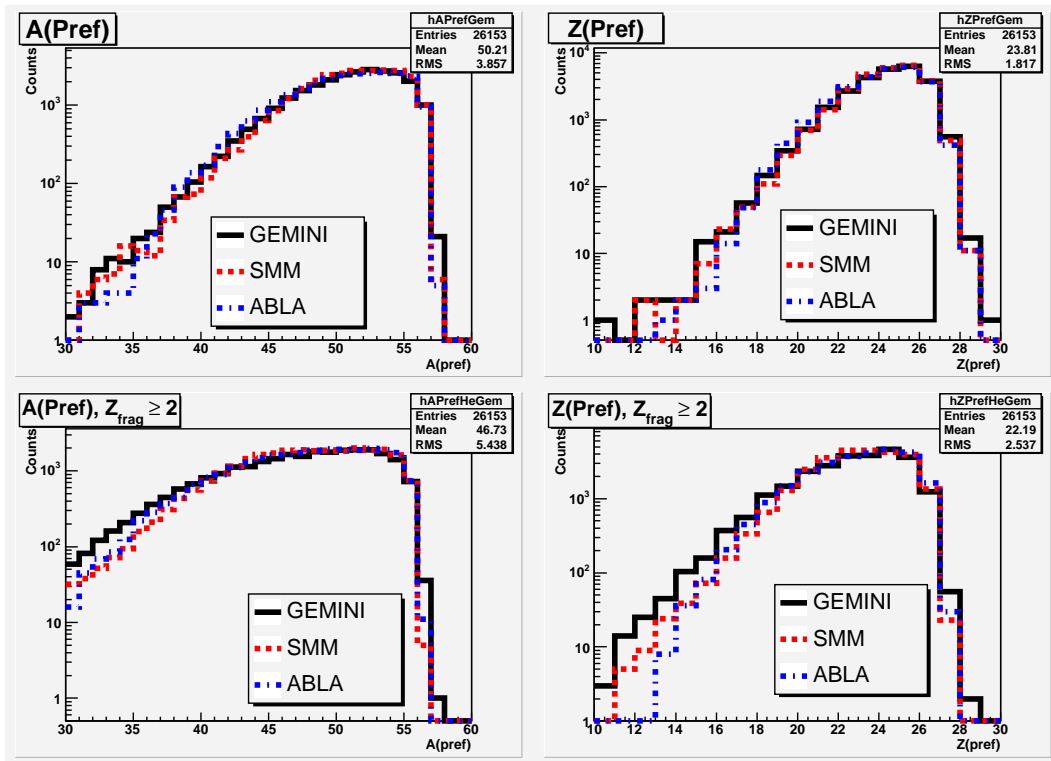


FIG. 4.2 – Reconstruction des masses ($A_{Rec}(Pref)$) et charges ($Z_{Rec}(Pref)$) des préfragments à partir des bilans en masse (i.e. en nombre baryonique) et en charge des particules détectées. Les deux graphes du haut correspondent aux bilans totaux alors que les deux histogrammes du bas ne prennent en compte que les fragments de charge au moins deux et les neutrons.

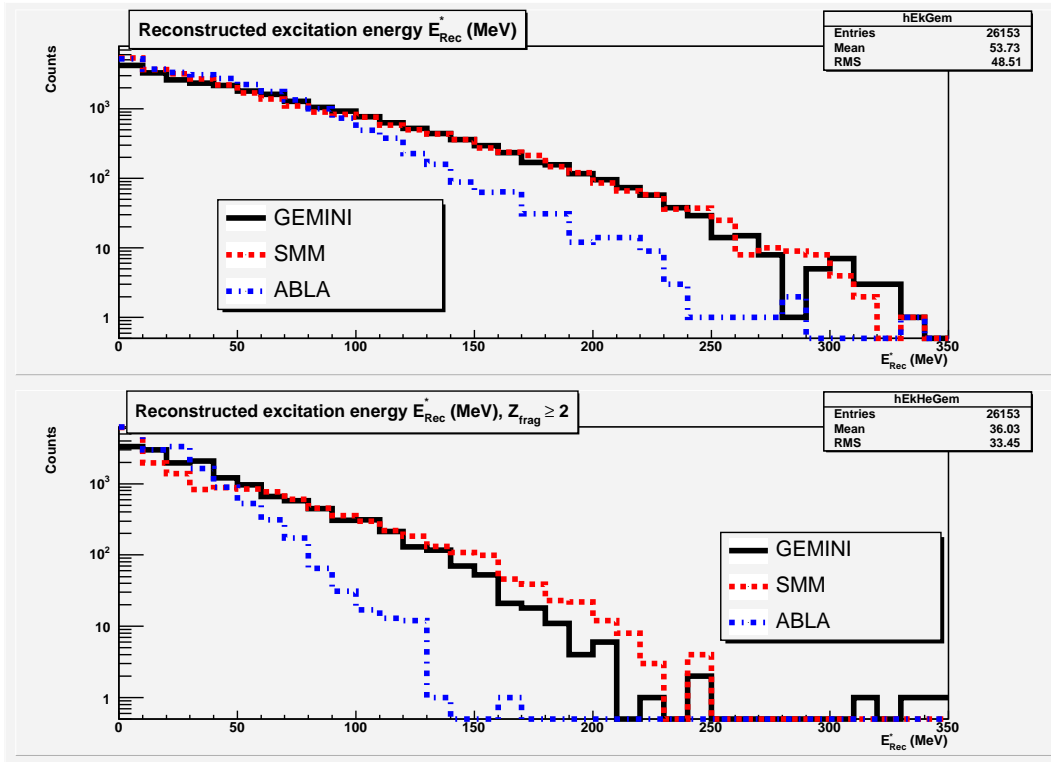


FIG. 4.3 – Énergies d'excitation E_{Rec}^* reconstruites par bilan d'énergie sur les particules « détectées » dans SPALADIN. Graphe du haut : tous les fragments détectés sont pris en compte. Graphe du bas : seuls les neutrons et les fragments chargés « détectés » de charge au moins deux sont pris en compte.

4.1 Reconstruction du préfragment en fonction des modèles de désexcitation

Pour mesurer la dépendance de la reconstruction du préfragment selon le modèle de désexcitation utilisé, nous avons travaillé avec un lot de 30 000 événements de spallation dont la partie cascade a été calculée avec le code *INCL4* et dont la phase de désexcitation a été calculée par trois codes différents : *GEMINI*, *SMM* et *ABLA*. Le principe est donc de comparer la « détection » par SPALADIN de la désexcitation du même lot de préfragments générés par *INCL4*.

Les taux de transmission, calculés avec la simulation *GEANT IV*, des neutrons, hydrogènes et héliums (de la phase de cascade et de la désexcitation) sont présentés dans les tableaux 4.1, 4.2 et 4.3 pour des événements générés avec *INCL4* et, respectivement, *ABLA*, *GEMINI* et *SMM*. Les pourcentages indiqués dans les colonnes « désexcitation » donnent les rapports, pour la phase de désexcitation, entre le nombre de particules acceptées par le trigger et le nombre de particules générées par le modèle théorique dans cette phase de désexcitation. Les pourcentages donnés dans les colonnes « cascade » représentent les mêmes rapports pour la phase de cascade. Les pourcentages donnés dans les colonnes « désexcitation collimateur »

représentent, pour la phase de déxcitation, le rapport entre le nombre de particules générées par le modèle et acceptées par le trigger et qui sont passées à l'intérieur du collimateur de la plaque de garde de l'aimant *ALADIN* et le nombre total de particules générées dans cette phase. Les pourcentages reportés dans les colonnes « cascade collimateur » sont les mêmes rapports pour la phase de cascade. Ces résultats montrent des variations relativement faibles entre les différents modèles de désexcitation, si ce n'est pour les ions hydrogène qui passent pas le collimateur de la plaque de garde (« collimateur », dans ces tableaux) pour lesquels la simulation donne des résultats très différents pour *ABLA* par rapport aux deux autres modèles. Cette différence est liée au spectre en énergie cinétique de ces ions (dans le centre de masse de la réaction) qui est beaucoup plus étendu vers les hautes énergies dans *ABLA* que dans *GEMINI* et *SMM*. Ajoutons que les fragments de charge supérieure ou égale à trois sont transmis vers les détecteurs avec une efficacité de 100 % aux réactions secondaires près.

On constate une grande différence dans la transmission des ions hydrogène, dont les valeurs sont nettement moins élevées que pour les héliums et les fragments de charge intermédiaires et les résidus lourds. Ceci est tout à fait en cohérence avec les remarques faites dans le chapitre 3 : la distribution angulaire des protons et des neutrons, en particulier, dans le référentiel du laboratoire est beaucoup plus large que celle des autres fragments, largeur liée à une valeur moyenne de p_{CoM}/A , l'impulsion par nucléon, deux fois plus grande que pour les fragments plus lourds.

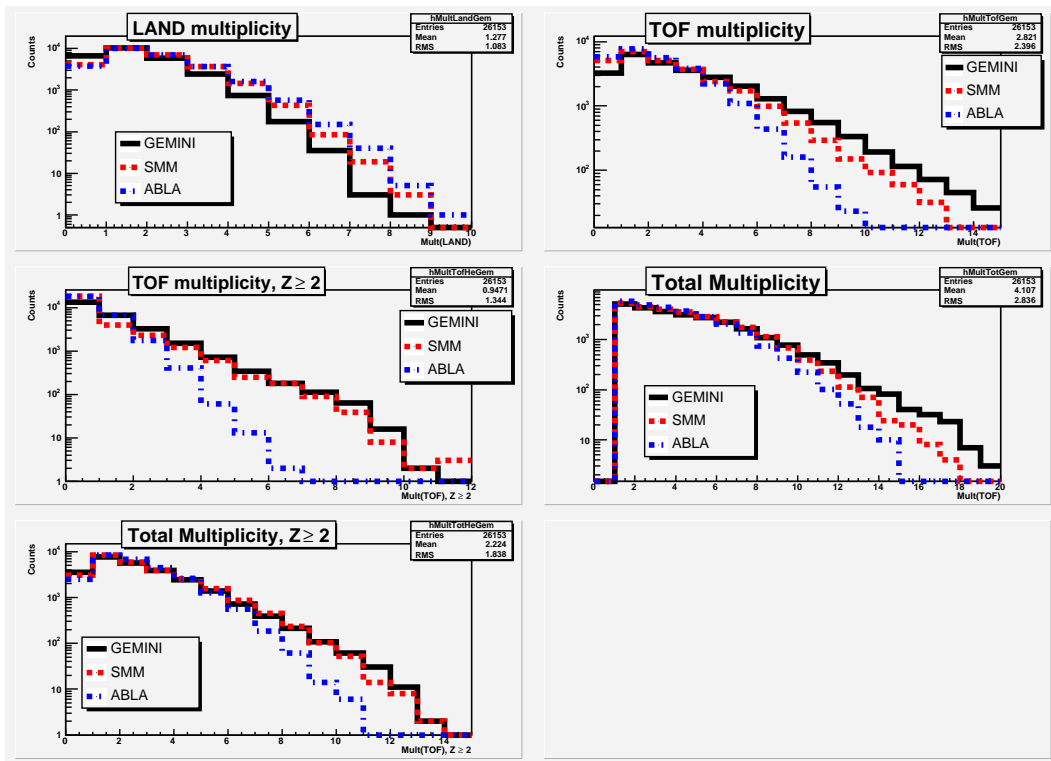


FIG. 4.4 – Multiplicités de particules « détectées » dans SPALADIN (LAND + ToF) telles que les calcule GEANT IV.

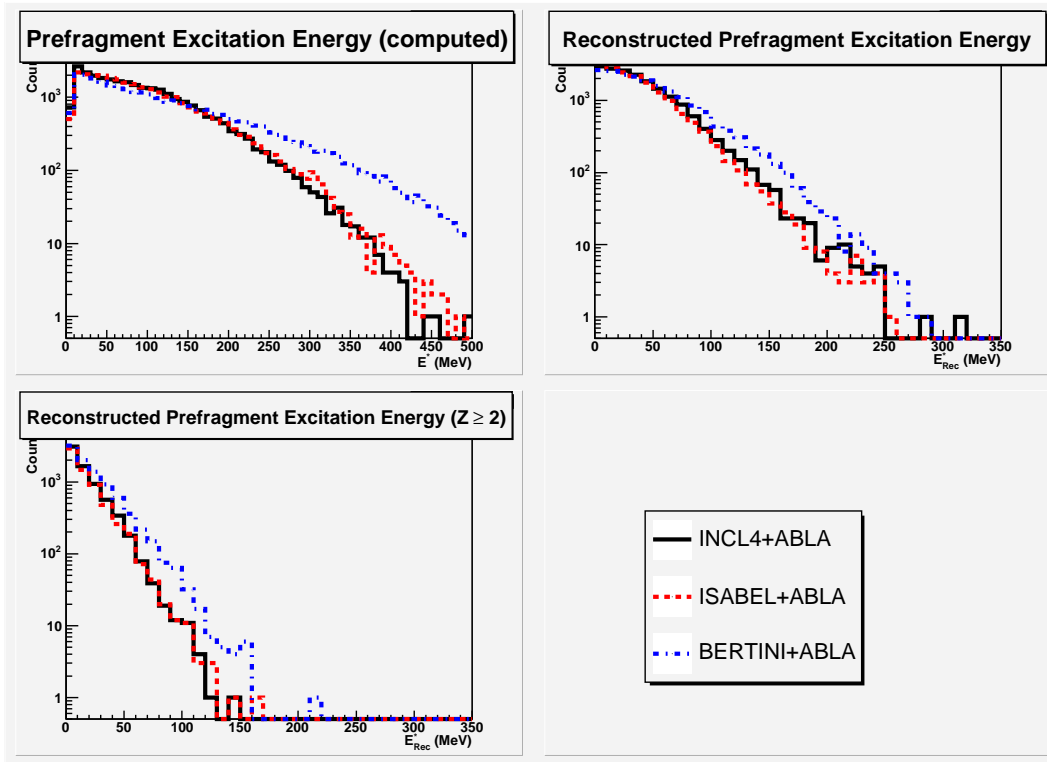


FIG. 4.5 – Spectres en énergie d'excitation pour les événements transportés par *GEANT IV*. En noir, trait plein : calcul effectué avec le modèle *INCL4* de cascade. En rouge et tireté : calcul avec le modèle *ISABEL* de cascade intranucléaire. En bleu et pointillés - tirets : *BERTINI* pour la cascade. À gauche : énergie d'excitation calculée par les modèles ; au milieu : énergie d'excitation reconstruite avec les particules « détectées » en incluant les particules de charge unitaire. À droite : énergie d'excitation reconstruite à partir des particules « détectée » de charge au moins deux pour les fragments chargés.

L'enseignement essentiel de ces résultats est qu'environ un fragment hydrogène détecté sur trois a été produit, d'après les modèles, dans la phase de cascade intranucléaire et non pas dans la désexcitation. Il n'est donc pas évident *a priori* que la prise en compte des protons dans la reconstruction des caractéristiques du préfragment ajoute beaucoup de sensibilité à notre mesure. Cette prise en compte risque en effet de « brouiller » la reconstruction des préfragments. Nous reviendrons sur ce point un peu plus loin dans cette étude.

Nous voyons tout d'abord sur la figure 4.1 qui présente la distribution d'énergie d'excitation E^* des événements ayant « déclenché » l'acquisition après le transport par *GEANT IV*. Nous observons très peu de différences entre les codes, si ce n'est aux très petites énergies d'excitation pour lesquelles *GEANT IV* prédit plus d'événements générés avec *SMM* ou *ABLA* qu'avec *GEMINI*. Une analyse plus fine des résultats du calcul nous montre que cette différence vient d'une différence entre les modèles sur le rapport entre la désexcitation par émission de protons et la désexcitation par émission de neutrons, légèrement moins de protons et de neutrons d'évaporation étant produits par *GEMINI* que par *SMM* ou *ABLA*. La différence observée ici

	désexcitation	désexcitation « collimateur »	cascade	cascade « collimateur »	total
<i>H</i>	58,4 %	30,0 %	13,2 %	4,0 %	29,6 %
<i>He</i>	96,6 %	84,6 %	/		96,6 %
<i>n</i>	63,9 %		13,0 %		40,0 %

TAB. 4.1 – *Transmission des fragments, hydrogènes, héliums et neutrons dans le dispositif SPALADIN calculées avec des événements générés par les codes INCL4 & ABLA*. « collimateur » signifie que les particules sélectionnées sont passées par le collimateur de la plaque de garde de l'aimant ALADIN. Les pourcentages sont explicités dans le texte.

	désexcitation	désexcitation « collimateur »	cascade	cascade « collimateur »	total
<i>H</i>	75,6 %	52,7 %	13,2 %	4,0 %	36,7 %
<i>He</i>	99,0 %	93,3 %	/		99,0 %
<i>n</i>	62,8 %		13,0 %		36,8 %

TAB. 4.2 – *Transmission des fragments, hydrogènes, héliums et neutrons dans le dispositif SPALADIN calculées avec des événements générés par les codes INCL4 & GEMINI*. « collimateur » signifie que les particules sélectionnées sont passées par le collimateur de la plaque de garde de l'aimant ALADIN. Les pourcentages sont explicités dans le texte.

	désexcitation	désexcitation « collimateur »	cascade	cascade « collimateur »	total
<i>H</i>	72,5 %	48,9 %	13,2 %	4,0 %	33,1 %
<i>He</i>	96,8 %	85,6 %	/		96,8 %
<i>n</i>	70,2 %		13,0 %		41,4 %

TAB. 4.3 – *Transmission des fragments, hydrogènes, héliums et neutrons dans le dispositif SPALADIN calculées avec des événements générés par les codes INCL4 & SMM*. « collimateur » signifie que les particules sélectionnées sont passées par le collimateur de la plaque de garde de l'aimant ALADIN. Les pourcentages sont explicités dans le texte.

sur la simulation correspond à des événements périphériques. Elle doit être observable dans le taux d'événements à un neutron dans les données. Cela dit, nous analysons ces événements dans les données à partir du « trigger » faisceau et non pas du « trigger » d'interaction car leur statistique est très élevée. Ce trigger, le *START* dans le faisceau, ne possède pas de biais géométrique et détecte toujours le même type de particules, les ions de faisceau. Il n'induit donc aucun biais sur les événements détectés.

Aux plus grandes excitations, il n'y a aucune différence observable pour les événements

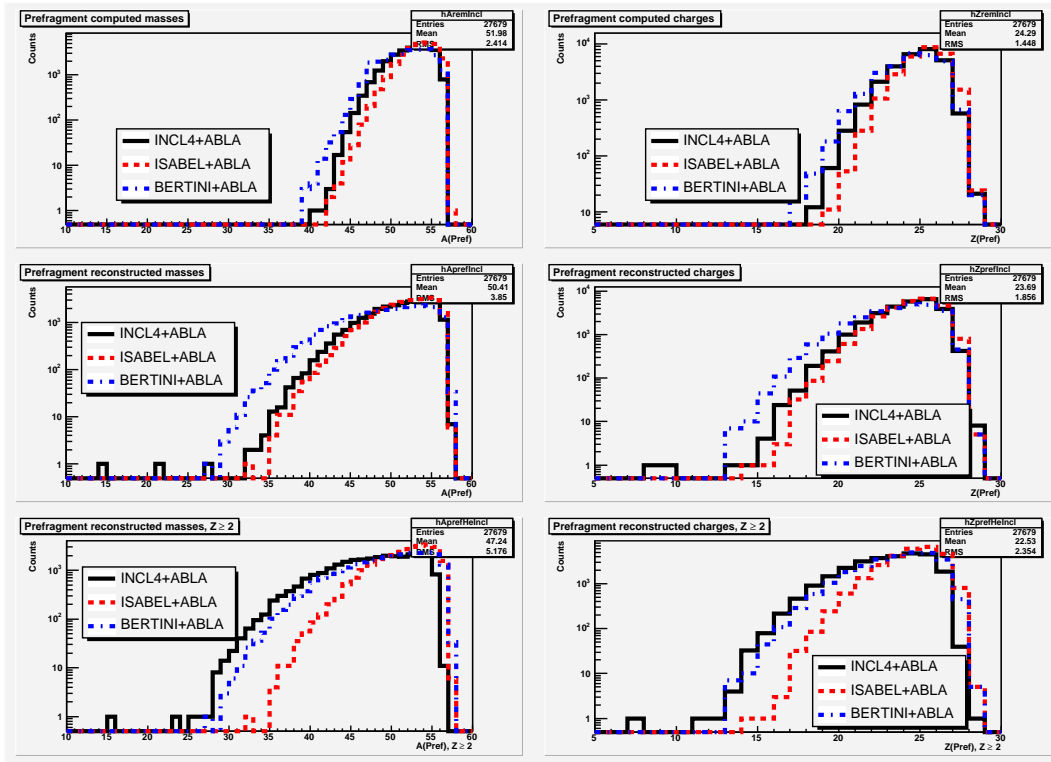


FIG. 4.6 – Masse (A) et charge (Z) du préfragment des événements transportés par *GEANT IV*. Trait noir et plein : *INCL4* pour la cascade ; tirets rouges : *ISABEL* ; tirets et pointillés bleus : *BERTINI*. En haut : A et Z calculées par les modèles de cascade. Au centre : A et Z reconstruites par bilans de masse et de charge sur toutes les particules « détectées ». En bas : A et Z reconstruites par bilan sur les particules « détectées » de charge au moins 2 pour les fragments chargés.

« détectés » dans le transport des particules générées par les trois codes de désexcitation. Nous pouvons donc nous attendre à voir peu de différences sur la reconstruction des caractéristiques des préfragments, hormis pour les réactions les plus périphériques (les préfragments les plus gros).

En fait, comme le montre la figure 4.2 qui présente la reconstruction, par des bilans de masse et de charge, les distributions de masse et de charge des préfragments, on observe même très peu de différences entre les trois modèles, si ce n'est aux faibles valeurs de $A_{Rec}(Pref)$ et $Z_{Rec}(Pref)$, reconstruites uniquement avec les fragments de charge au moins deux¹, entre, à nouveau, *GEMINI* d'un côté et *SMM* et *ABLA* de l'autre, ce qui est probablement à relier au fait que pour les collisions violentes (grande E^* et plus faibles valeurs de $A(Pref)$ et $Z(Pref)$),

¹Nous faisons ici cette distinction car il apparaît dans les données de *SPALADIN* que l'efficacité du détecteur *MUSIC IV*, compte tenu de l'analyse des données et, en particulier de la reconstruction des traces des fragments de faible charge, est relativement faible, pour des raisons non encore déterminées. Comme nous l'avons vu plus haut, prendre en compte les ions hydrogène détectés n'est pas sans poser problème dans la reconstruction des préfragments, une bonne partie de ces ions provenant de la phase de cascade.

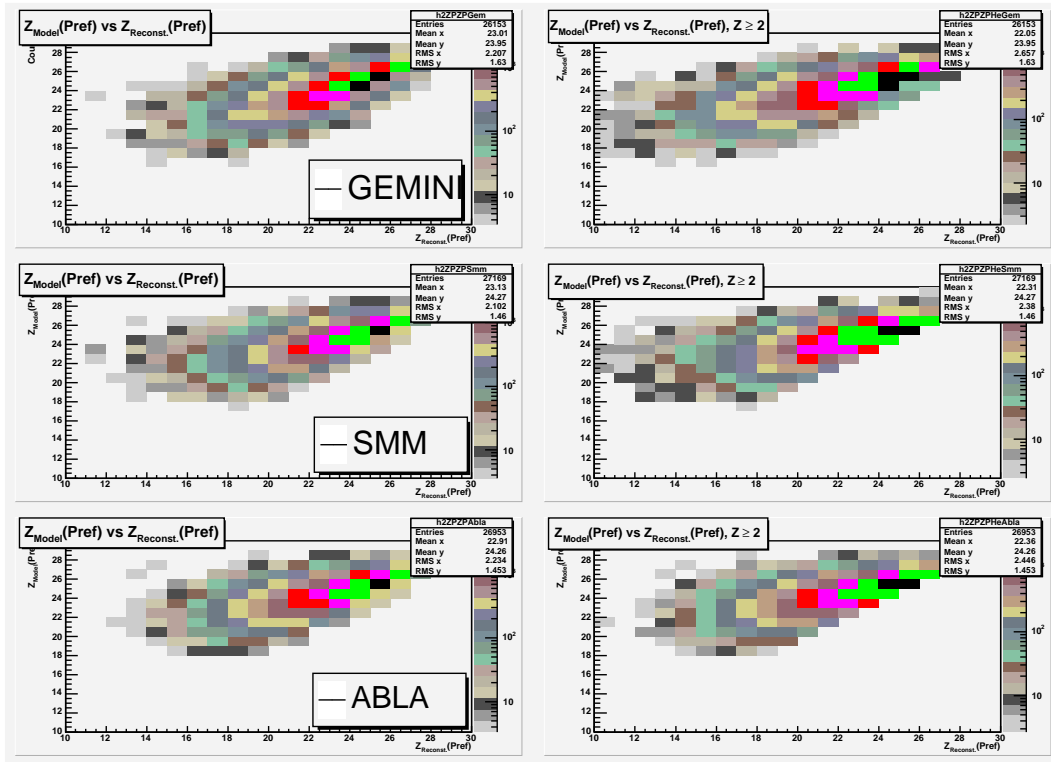


FIG. 4.7 – Corrélations entre la charge ($Z(Pref)$) du préfragment des événements transportés par GEANT IV et la charge $Z_{Rec}(Pref)$ qu'on reconstruit par bilan de charge, événement par événement, avec les particules détectés dans le dispositif SPALADIN. À gauche : bilan total des charges ; à droite : bilan des charges supérieures ou égales à 2.

GEMINI émet plus de fragments de charge unité que *SMM* et *ABLA*.

La reconstruction de l'énergie d'excitation du préfragment E^* est présentée sur la figure 4.3. La différence notable qu'on observe sur ces deux histogrammes (i.e. que E^* soit reconstruite avec ou sans les fragments de charge unité) est directement liée aux différences observables sur les distributions de multiplicité des particules (neutrons + chargées) détectées. On observe en effet (cf Fig. 4.4) que ces multiplicités sont systématiquement inférieures pour *ABLA* que pour les deux autres modèles.

Au total, cette étude nous donne un résultat assez intuitif : la reconstruction des caractéristiques du préfragment est relativement indépendante du modèle de désexcitation quand l'excitation du préfragment est modérée, avec des différences qui apparaissent à plus haute excitation, différences qui peuvent être importantes. Cela signifie que pour l'étude expérimentale que nous nous sommes proposé de faire avec *SPALADIN*, les critères de déclenchement de l'acquisition des détecteurs ainsi que la géométrie de notre dispositif expérimental sont bien adaptés. Cette étude nous montre aussi que nous ne pouvons pas déterminer expérimentalement la valeur absolue de l'énergie d'excitation E^* du préfragment. Ce qu'il est possible de faire, néanmoins, c'est d'analyser les données avec des variables liées à E^* d'une manière indépendante de la phase de désexcitation pour étudier l'évolution de certaines observables avec E^* .

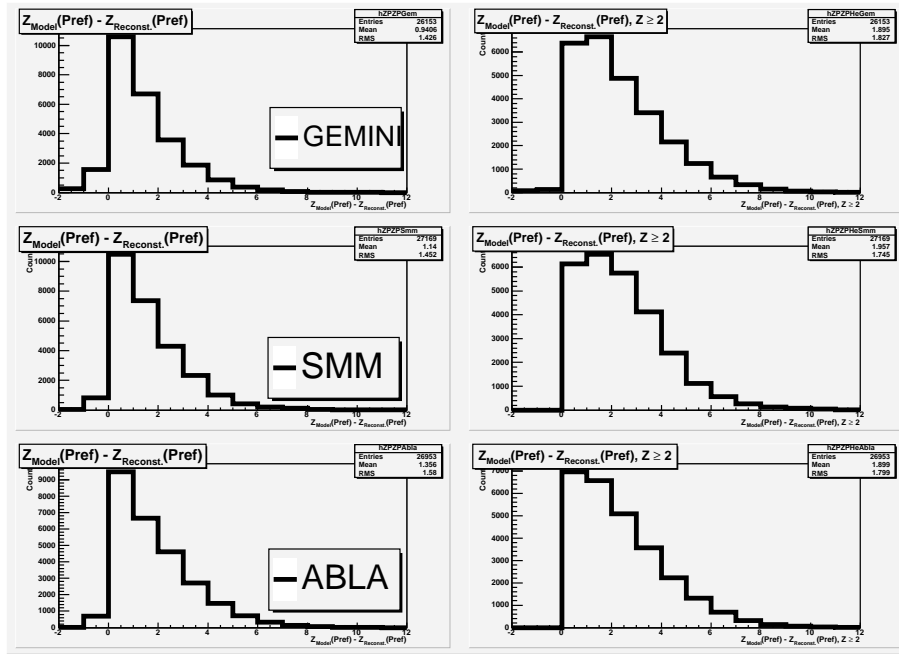


FIG. 4.8 – Différence entre la charge ($Z(Pref)$) du préfragment des événements transportés par *GEANT IV* et la charge $Z_{Rec}(Pref)$ qu'on reconstruit par bilan de charge, événement par événement, avec les particules détectés dans le dispositif *SPALADIN*. À gauche : bilan total des charges ; à droite : bilan des charges supérieures ou égales à 2.

La surprise quantitative de cette étude est l'importance relative du nombre d'ions de charge unité détectés dans notre dispositif provenant non pas de la désexcitation mais de la cascade intranucléaire. Il faudra donc en tenir compte dans l'analyse de nos données. . . si nous analysons ces particules pour lesquelles l'efficacité de détection est faible [23].

Dans l'étude des canaux de désexcitation en fonction du préfragment, qui est l'un des objectifs de cette expérience, il conviendra donc de ne pas prendre des tailles d'intervalles caractérisant le préfragment trop étroites, en particulier pour les collisions les plus violentes. Nous analyserons les résultats de nos simulations ci-dessous dans quatre intervalles dans la charge des préfragments : un intervalle, étroit, pour les réactions périphériques, deux intervalles correspondant aux réactions de violence moyenne et un dernier intervalle correspondant aux réactions les plus violentes.

4.2 Sensibilité des observables au modèle de cascade intranucléaire

Un autre objectif de *SPALADIN* est d'obtenir, à partir des observables expérimentales, une certaine sensibilité aux prédictions des modèles de cascade intranucléaire. Qu'en est-il ? Pour répondre à cette question, nous avons calculé le transport par *GEANT IV* de trois ensembles d'événements, l'un calculé avec *INCL4* pour la cascade et *ABLA* pour la désexcitation un

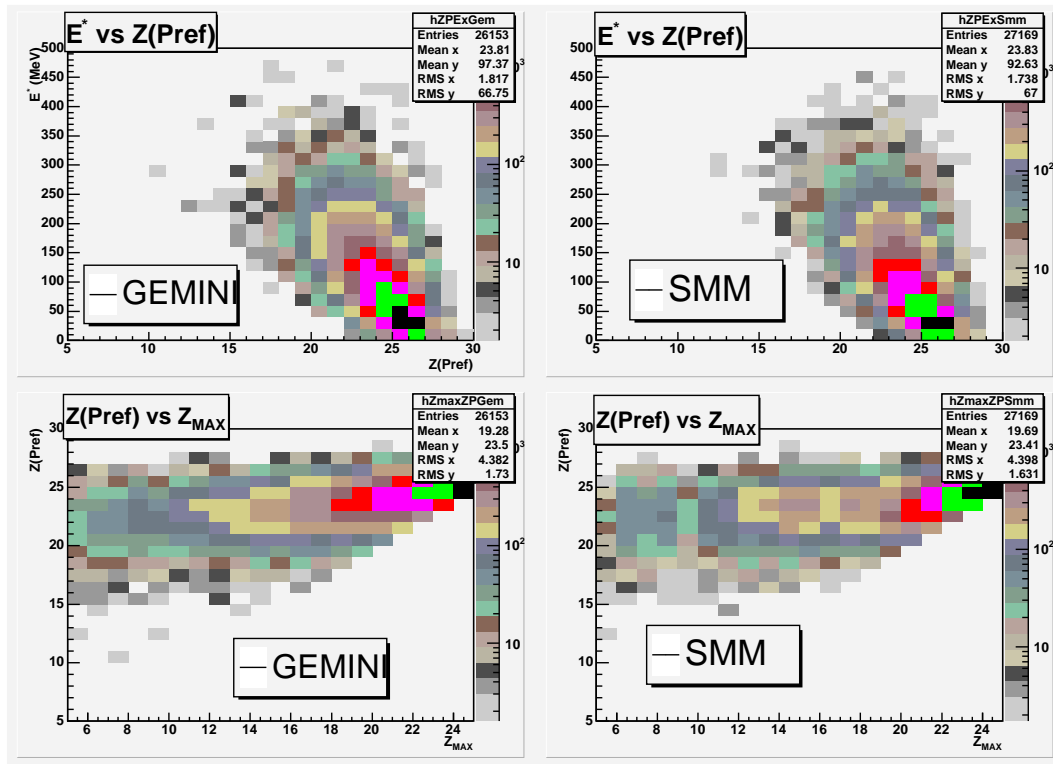


FIG. 4.9 – Haut : corrélation entre l'énergie d'excitation E^* et $Z(\text{Pref})$, la charge du préfragment issu de la cascade intranucléaire. Bas : corrélations entre $Z(\text{Pref})$ donnée par le modèle de cascade et Z_{MAX} , la plus grosse charge détectée dans chaque événement.

autre avec *ISABEL* pour la cascade et *ABLA* et un troisième avec *BERTINI* pour la cascade et *ABLA* pour la désexcitation. Nous avons choisi *ABLA* comme code de désexcitation pour cette étude parce que, des trois codes que nous avons utilisés, c'est celui qui génère le plus de particules légères qui sont celles dont la transmission dans le dispositif est la plus sensible, comme on l'a vu plus haut. Ceci étant, les différences dans la reconstruction des préfragments sont quantitativement faibles entre les trois codes de désexcitation (voir ci-dessus) si ce n'est pour la reconstruction de l'énergie d'excitation par bilan d'énergie et de multiplicité des particules détectées, la simulation avec les événements générés par *ABLA* donnant des résultats notablement inférieurs au calcul *GEANT IV* avec *GEMINI* ou *SMM* comme générateurs d'événements.

Les résultats de ces calculs sont présentés sur les figures 4.5 & 4.6. On y voit que, la reconstruction de l'énergie d'excitation donne les mêmes résultats pour les codes de cascade *INCL4* et *ISABEL* avec une différence notable pour *BERTINI*, ce qui s'explique par le fait que les énergies d'excitation calculées par *INCL4* et *ISABEL* sont très semblables avec une différence sensible avec *BERTINI*. La reconstruction de la masse semble avoir la même sensibilité aux modèles que la reconstruction de la charge. De plus, on voit sur la figure 4.5 que les différences initiales entre les trois codes sont conservées dans ces reconstructions quand on prend en compte la totalité des particules légères (histogrammes au centre de cette figure). Ce n'est plus le cas si l'on restreint, pour ces reconstructions, les particules chargées au domaine

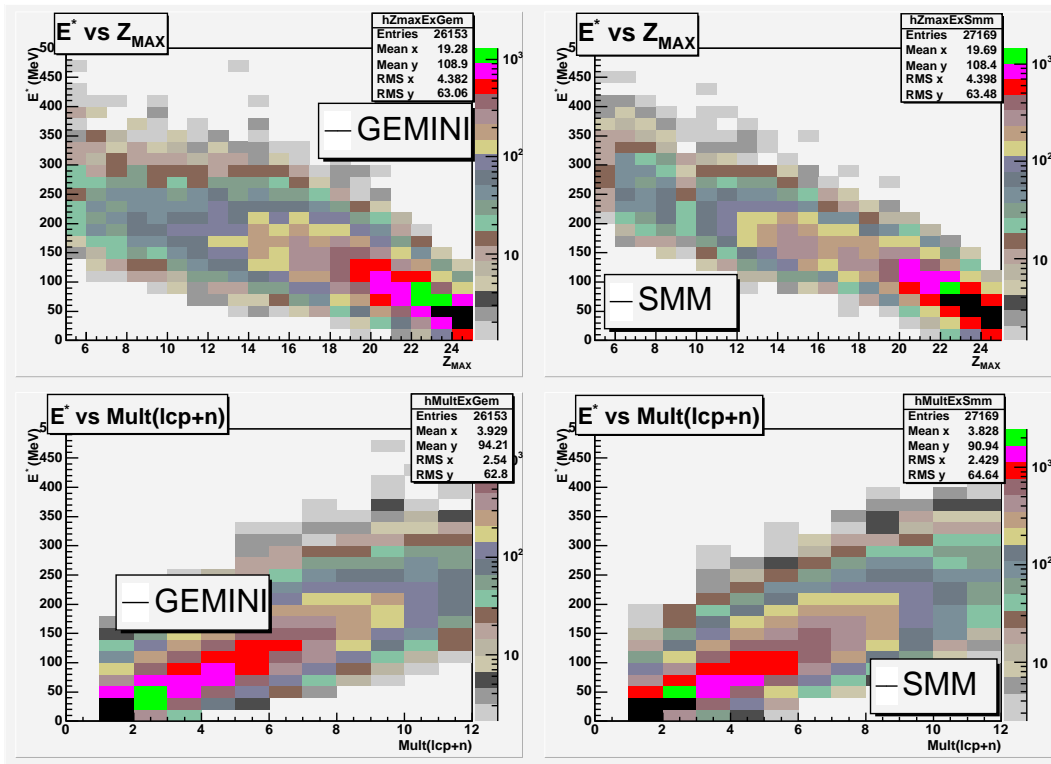


FIG. 4.10 – Haut : corrélation entre l'énergie d'excitation E^* et Z_{MAX} , la plus grosse charge détectée dans chaque événement. Bas : corrélation entre E^* et $Mult(lcp+n)$, la multiplicité de particules légères chargées et de neutrons détectées dans le dispositif. À droite : SMM, à gauche : GEMINI.

$Z \geq 2$. Les différences initiales entre les modèles sont alors complètement effacées. On n'observe plus, dans ces reconstructions, que des effets de filtre expérimental différent suivant les modèles.

Si nous pouvions détecter avec efficacité les fragments de charge unité, nous obtiendrions donc là une sensibilité tout à fait intéressante, avec un écart entre les deux prédictions bien supérieur à la dépendance du transport dans *GEANT IV* estimée à partir des codes de désexcitation dans le paragraphe précédent. Ce résultat est très encourageant et confirme nos premières estimations faites avec *GEANT III* pour la proposition d'expérience en 1999 - 2000. C'est un argument supplémentaire pour focaliser la préparation de l'expérience **S304** sur la détection des hydrogènes.

Soulignons néanmoins, pour les esprits chagrins, que ce que nous reconstruisons par bilan de charge est lié, même imparfaitement, aux caractéristiques du préfragment, comme le montrent les figures 4.7 et 4.8 : non seulement nous voyons sur les histogrammes en deux dimensions une corrélation nette entre la charge telle qu'elle est donnée par le code de cascade et la charge que nous reconstruisons avec les particules détectées, même si cette corrélation tend à s'élargir quand la charge du préfragment diminue (et donc quand la violence de la collision croît), mais la différence entre les deux charges, présentée sur la seconde figure est effectivement proche de

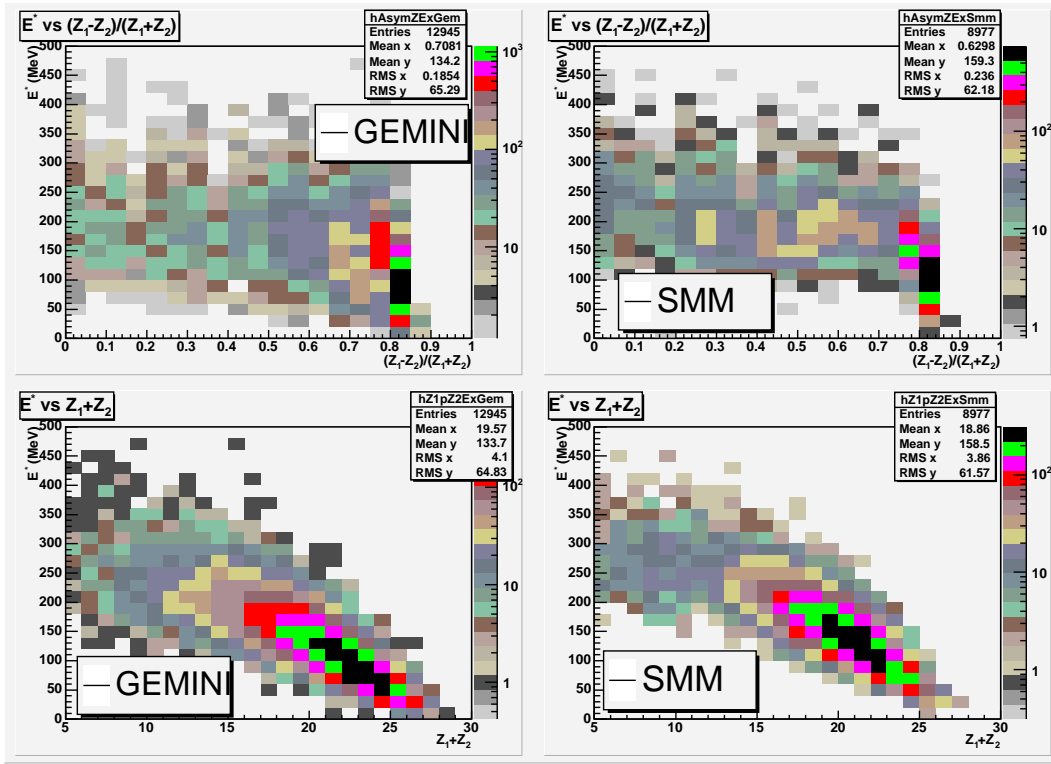


FIG. 4.11 – *Haut* : corrélation entre l'énergie d'excitation E^* et l'asymétrie de charge $(Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$ des deux fragments de plus grosse charge *Bas* : corrélation entre E^* et $Z_1 + Z_2$, la somme des deux plus grosses charges détectées dans le dispositif événement par événement. Les événements ont été sélectionnés par la présence de deux fragments au moins de charge au moins deux dans les détecteurs. À droite : SMM, à gauche : GEMINI.

zéro². Les événements correspondant à des valeurs négatives de $Z(Pref) - Z_{Rec}(Pref)$ sont des événements pour lesquelles on détecte un ou deux protons de cascade dans l'état final. De plus, la comparaison de la reconstruction de la charge du préfragment (Fig. 4.8) montre que même si, comme nous l'avons vu, un tiers des ions hydrogène provient de la phase de cascade, leur prise en compte dans le bilan de charge accroît la précision de cette reconstruction et permet d'obtenir une valeur moyenne de $Z(Pref) - Z_{Rec}(Pref)$ plus proche de 0 et une largeur à mi-hauteur moindre qu'avec uniquement les fragments de charge supérieure ou égale à deux.

4.3 Observables expérimentales de *SPALADIN*

En nous appuyant sur les deux études précédentes, nous avons orienté notre étude (numérique) de la sensibilité du dispositif *SPALADIN* dans trois directions. Dans un premier temps, nous avons recherché la ou les observables expérimentales la (les) plus étroitement corrélée(s)

²Attention dans ces deux graphes à l'effet statistique des collisions peu violentes, les plus nombreuses et pour lesquelles la multiplicité de particules dans l'état final est faible, donc l'efficacité de détection totale relativement plus importante que pour les collisions plus violentes!!

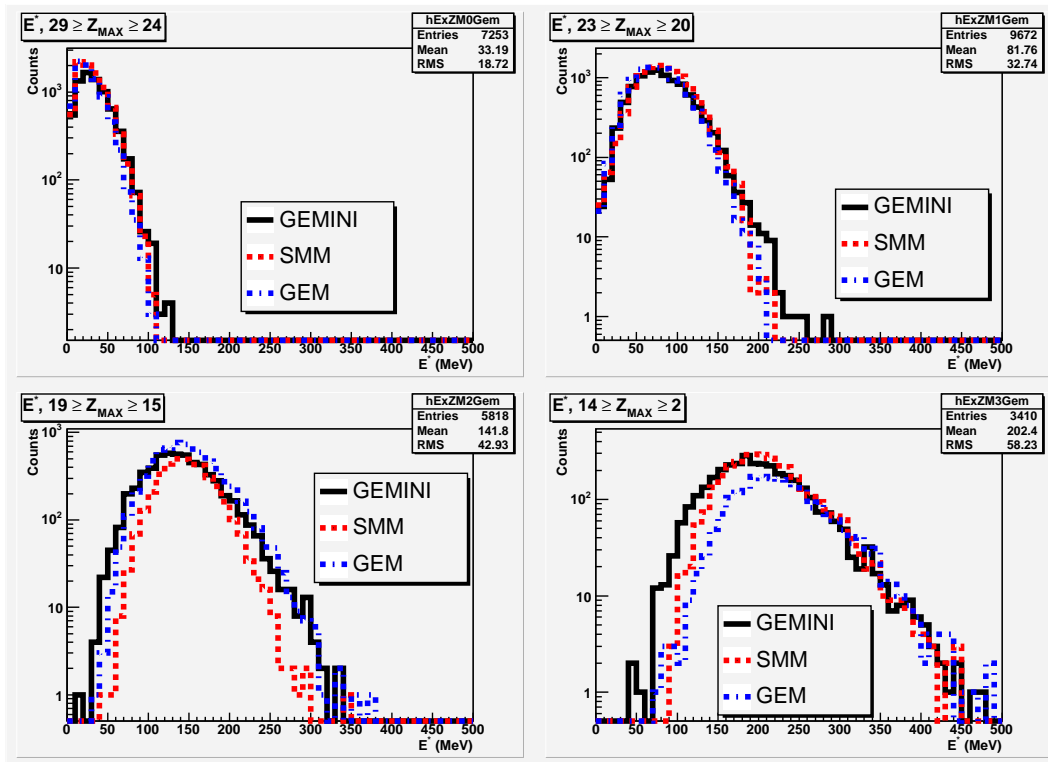


FIG. 4.12 – Distributions de l'énergie d'excitation des préfragments pour quatre intervalles en Z_{MAX} indiqués sur la figure pour trois codes de désexcitation.

à l'énergie d'excitation du préfragment. La seconde direction a consisté à tester les modèles de désexcitation pour des conditions données de préfragment, un peu comme on mesurerait les différents canaux d'une réaction avec des conditions initiales données. C'est en effet les probabilités de réaction qui intéressent en particulier les applications pour lesquelles les codes de désexcitation peuvent être et sont utilisés, même s'il faut, bien entendu, comprendre pourquoi les modèles reproduisent ou ne reproduisent pas les données. La troisième direction que nous avons prise fut plutôt d'essayer de trouver des observables expérimentales qui puissent être sensibles aux différents types de mécanismes de désexcitation du préfragment.

4.3.1 Reconstruction de l'énergie d'excitation

Les mesures que nous avons faites en cinématique inverse permettent de remonter, en principe, à trois caractéristiques du préfragment en fin de cascade intranucléaire : sa masse, $A(Pref)$, sa charge, $Z(Pref)$, et son énergie d'excitation, E^* . Comme on peut le deviner de façon intuitive et comme on peut le vérifier sur les deux distributions d'événements de la figure 4.9, $Z(Pref)$ et E^* sont très légèrement corrélées. Pour une étude détaillée de la décroissance du préfragment, il est donc nécessaire de trouver une autre observable que $Z_{Rec}(Pref)$ pour caractériser l'énergie d'excitation du préfragment.

Nous avons essayé la corrélation de E^* avec quatre observables de l'expérience : Z_{MAX} , la

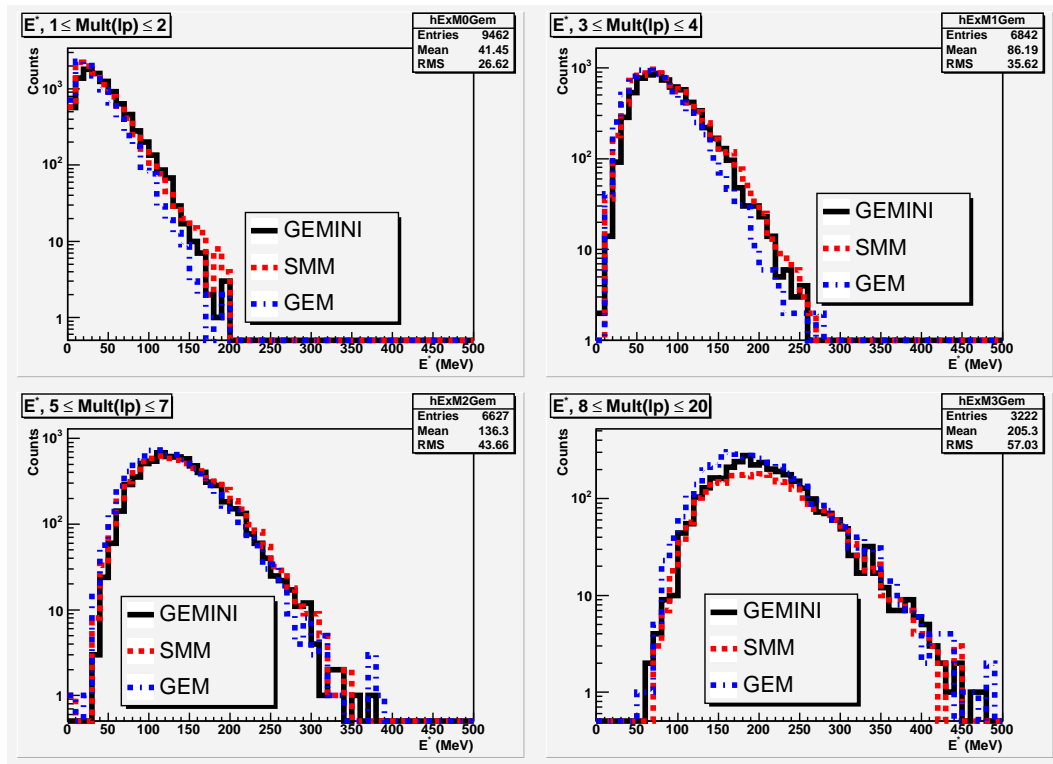


FIG. 4.13 – Distributions de l'énergie d'excitation des préfragments pour quatre intervalles en $Mult(lcp + n)$ (multiplicité de particules légères chargées, lcp , et de neutrons) indiqués sur la figure pour trois codes de désexcitation.

plus grande charge détectée dans chaque événement, $Mult(lcp+n)$ la multiplicité des particules légères chargées et des neutrons, $(Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$ l'asymétrie de charge des deux plus gros fragments et $Z_1 + Z_2$ la somme des charges des deux plus gros fragments pour les événements comptant au moins deux fragments détectés de charge au moins deux dans l'état final. Ces corrélations sont présentées sur les figures 4.10 & 4.11. On constate sur ces figures que la corrélation la plus étroite est obtenue entre E^* et Z_{MAX} en apparence.

Nous avons voulu quantifier un peu plus précisément ces corrélations. En considérant quatre intervalles en Z_{MAX} et en $Mult(lcp + n)$, nous avons regardé, pour les événements ainsi sélectionnés, les distributions en énergie d'excitation E^* . Ces résultats sont présentés sur les figures 4.12 pour la sélection en Z_{MAX} , 4.13 pour la sélection en $Mult(lcp + n)$ et 4.14 pour une sélection en $Mult(lcp + n)$ avec $Z(lcp) \geq 2$.

Nous constatons deux choses sur les distributions d'énergie d'excitation présentées. La première est que l'apparente meilleure corrélation entre E^* et Z_{MAX} n'est pas confirmée par rapport à celle qui lie E^* et $Mult(lcp + n)$. Elle l'est en revanche quand on exclue les protons, deutons et tritons des particules légères chargées. Le second constat que nous pouvons faire est une dépendance légèrement plus importante de la corrélation entre E^* et Z_{MAX} qu'entre E^* et $Mult(lcp + n)$, surtout vers les plus hautes excitations. Cela signifie que, si pour analyser S248, il est préférable d'utiliser Z_{MAX} pour effectuer une sélection en énergie d'excitation

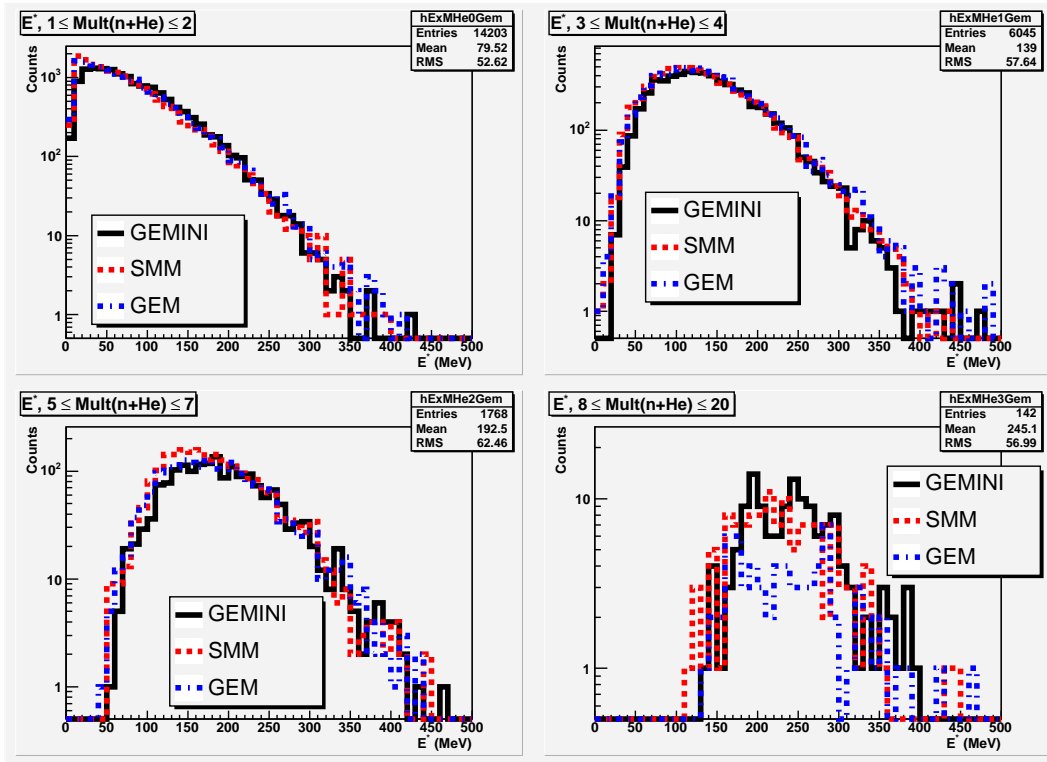


FIG. 4.14 – Distributions de l'énergie d'excitation des préfragments pour quatre intervalles en $Multi(n + He)$ (multiplicité de particules légères chargées, lcp , et de neutrons) indiqués sur la figure pour trois codes de désexcitation avec la condition supplémentaire $Z(lcp) \geq 2$.

du préfragment, compte-tenu de l'incertitude sur l'efficacité de détection des fragments de charge unité, il n'en sera pas de même pour les expériences **S293** et **S304** si nous réussissons à résoudre ce problème de détection de ces fragments.

4.3.2 Test des modèles de désexcitation

Partant du constat que la charge et la masse reconstruites du préfragment présentent toutes deux la même sensibilité au modèle de cascade, nous avons privilégié une sélection du préfragment sur sa charge. Expérimentalement, la mesure de la charge est en effet plus simple et ne nécessite pas de reconstruction magnétique comme c'est le cas pour la masse. Dans le cas particulier de *SPALADIN*, comme nous avons fait de la statistique sans mesure de la vitesse des fragments lourds avec le *RICH*, cette sélection en charge et la sensibilité aux modèles de cascade qui lui est liée est un avantage car elle permet de travailler avec des données nettement moins contaminées par la contribution « cible vide ». Pour tenir compte de la dépendance du transport avec *GEANT IV* sur le modèle de désexcitation, nous avons défini quatre intervalles de sélection en charge sur la charge du préfragment reconstruite avec les particules chargées de charge au moins deux : $[0,16]$, $[17,21]$, $[22,24]$ & $[25,30]$. Pour caractériser la décroissance de ces préfragments, nous avons choisi six observables :

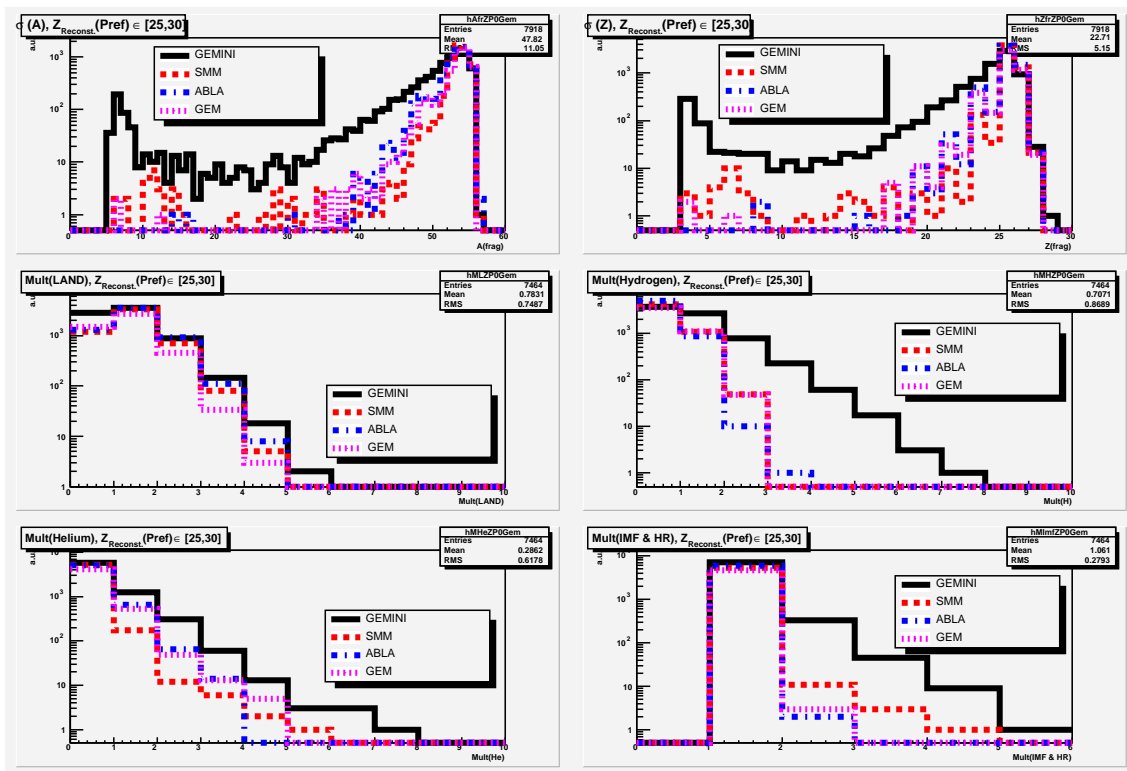


FIG. 4.15 – *Haut* : distributions de probabilité de production des fragments (IMF et résidus lourds) en fonction de A et de Z . *Milieu* : distributions de multiplicités de neutrons et d’hydrogènes détectés. *Bas* : distributions de multiplicités d’héliums et d’IMF et de résidus lourds. Les événements ont été sélectionnés par : $Z_{Rec}(Pref) \in [25, 30]$.

- les distributions de probabilité de production des fragments en fonction de leur masse (pour $Z \geq 3$) et de leur charge,
- les distributions de multiplicité des neutrons, des hydrogènes et des héliums,
- la distribution de multiplicité des fragments de masse intermédiaire et des résidus lourds ($Z \geq 3$).

Ces observables sont en effet directement liées aux paramètres et à la physique des modèles de désexcitation : densité d’états et sections efficaces de capture, pour les canaux d’évaporation de neutrons, auxquels il faut ajouter les barrières de potentiel coulombien pour l’évaporation des fragments chargés, le mécanisme d’émission des fragments de masse intermédiaire (absent dans *ABLA*) ainsi que l’évolution de ces « ingrédients » avec l’excitation du préfragment. De ce point de vue, il est intéressant d’étudier l’évolution avec $Z(Pref)$ d’un modèle tel que *GEM* dans lequel la modélisation de l’émission de fragments de masse intermédiaire est complètement différente de celle de *GEMINI* et de *SMM*. C’est pourquoi nous avons inclus ce modèle dans cette étude (courbes violettes en pointillés sur les figures).

Les résultats de cette sélection des événements en fonction de la charge du préfragment sont donnés pour ces six observables dans les figures 4.15 à 4.18. De la somme d’information que contiennent ces figures, on retiendra essentiellement l’évolution quantitativement très différente

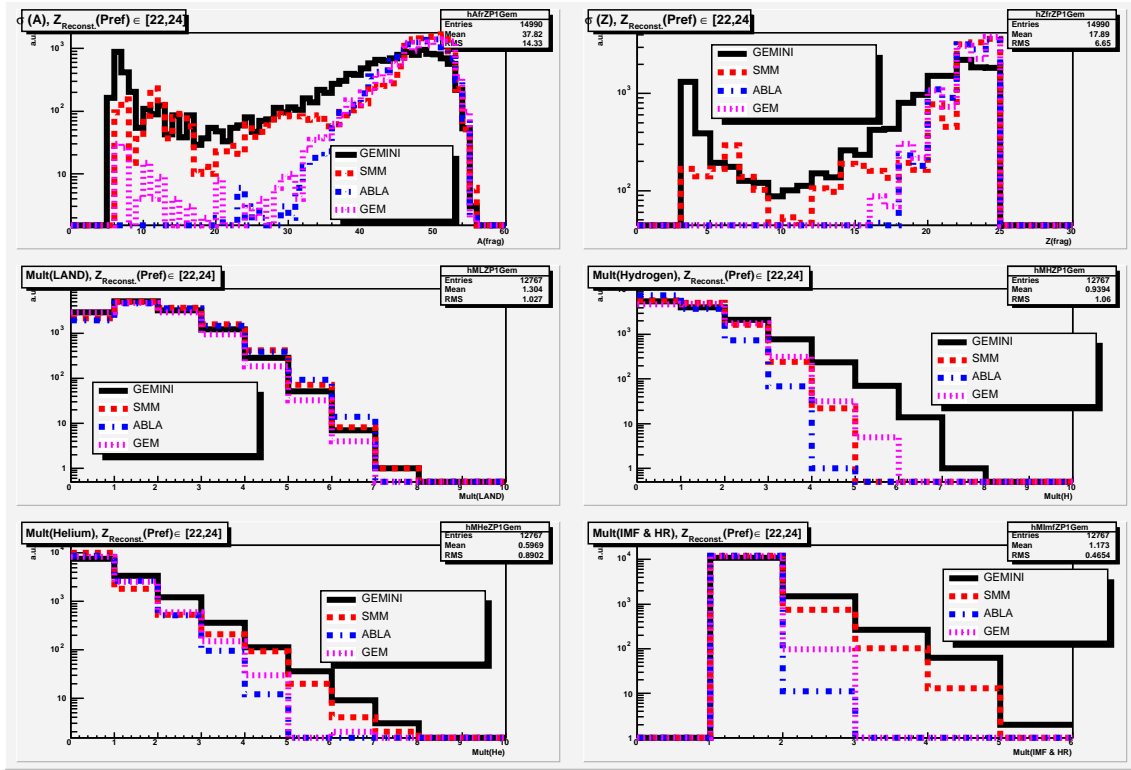


FIG. 4.16 – *Haut* : distributions de probabilité de production des fragments (IMF et résidus lourds) en fonction de A et de Z . *Milieu* : distributions de multiplicités de neutrons et d’hydrogènes détectés. *Bas* : distributions de multiplicités d’héliums et d’IMF et de résidus lourds. Les événements ont été sélectionnés par : $Z_{Rec}(Pref) \in [22, 24]$.

sur ces six observables des quatre modèles pris en compte, que ce soit sur les multiplicités de fragments (n , H , He et IMF) ou sur les spectres en masse ou en charge des fragments résiduels, avec des différences qui peuvent être soit grandes à faible excitation (grand $Z_{Rec}(Pref)$) et petites à plus haute excitation (petites valeurs de $Z_{Rec}(Pref)$) soit l’inverse, faisant ainsi apparaître la grande diversité des paramètres des modèles utilisés (valeurs des paramètres « à froid » ou « à chaud ») et des modélisations des mécanismes. Dans une optique de test des modèles de désexcitation, ces observables semblent donc très discriminantes.

Pour étudier plus en détail l’évolution des mécanismes dans l’espace des phases des états finaux de la réaction $^{56}Fe + p$ à $1 GeV$, nous avons ajouté une autre sélection : une sélection en fonction de la plus grande charge de fragment détectée, événement par événement, variable que nous avons trouvée plus haut être la plus étroitement corrélée à l’énergie d’excitation du préfragment. Si, comme nous l’avons vu, cette observable est effectivement corrélée avec la charge du préfragment reconstruite, cette corrélation reste partielle et une telle sélection apporte en principe un peu plus de détermination aux événements dont on étudie la décroissance. Quantitativement, cette seconde sélection n’apporte que très peu de pouvoir discriminant supplémentaire entre les modèles, notamment entre *GEMINI* et *SMM*. Nous ne présentons pas ces résultats ici, c’est inutile.

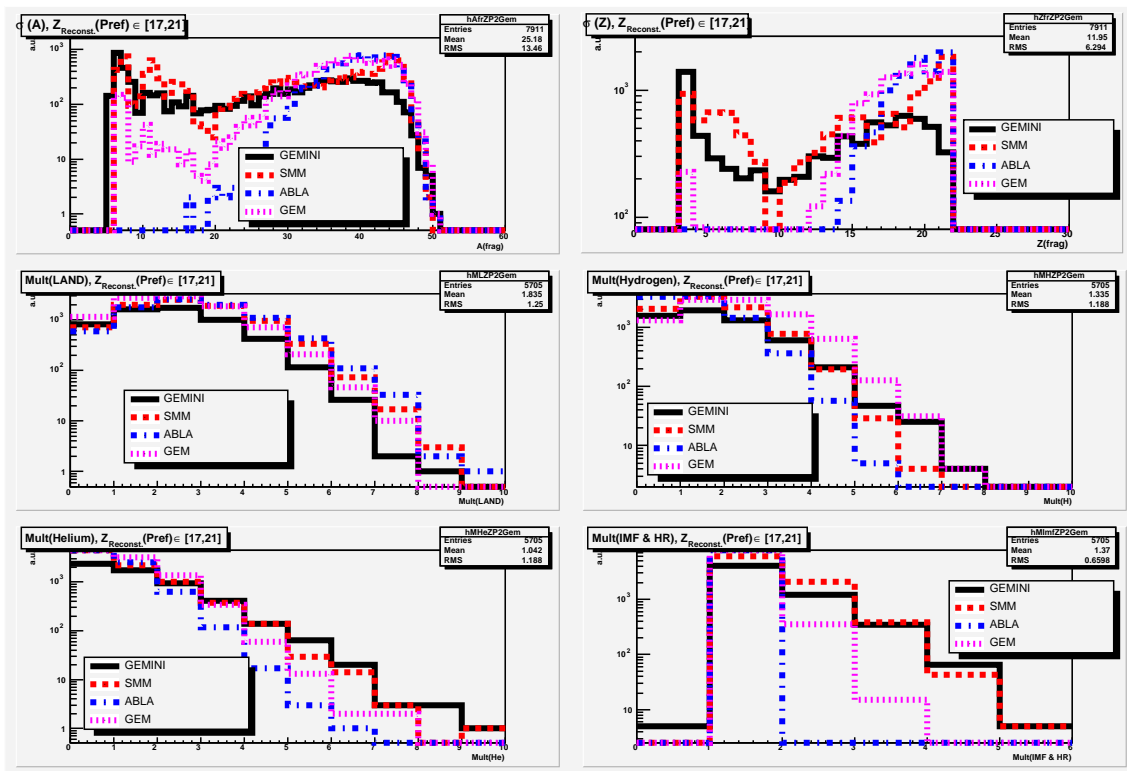


FIG. 4.17 – *Haut* : distributions de probabilité de production des fragments (*IMF* et résidus lourds) en fonction de A et de Z . *Milieu* : distributions de multiplicités de neutrons et d’hydrogènes détectés. *Bas* : distributions de multiplicités d’héliums et d’*IMF* et de résidus lourds. Les événements ont été sélectionnés par : $Z_{Rec}(Pref) \in [17, 21]$.

Nous avons vérifié que notre sélection dans les intervalles en $Z_{Rec}(Pref)$ donnés ci-dessus dépend peu du modèle de cascade utilisé (*INCL4* ou *ISABEL*) ce qui peut effectivement être constaté sur la figure 4.19 (sélection des événements : $Z_{Rec}(Pref) \in [17, 21]$ ³). On voit sur cette figure très peu de différence entre les distributions générées avec des événements calculés avec *INCL4* + *ABLA* et celles des événements de *ISABEL* + *ABLA*.

4.3.3 Étude des mécanismes de désexcitation

Constatant, comme cela a été fait ci-dessus, que les trois modèles de désexcitation utilisés avec *GEANT IV* possèdent la même description de l’évaporation de particules légères, nous avons concentré notre étude de la sensibilité du dispositif *SPALADIN* aux différents mécanismes de désexcitation sur l’étude de l’émission de fragments de masse intermédiaire. Cette étude nous permettra de nous orienter dans l’approfondissement de l’analyse des données

³Cette figure est un exemple illustratif : la comparaison entre *INCL4* + *ABLA* et *ISABEL* + *ABLA* est identique pour les trois autres sélections en $Z_{Rec}(Pref)$ si ce n’est qu’aux plus faibles valeurs de $Z_{Rec}(Pref)$ les événements *ISABEL* + *ABLA* sont moins nombreux que les événements *INCL4* + *ABLA*. Cela dit, à la statistique près, les formes des distributions des observables sont très similaires pour ces valeurs de $Z_{Rec}(Pref)$.

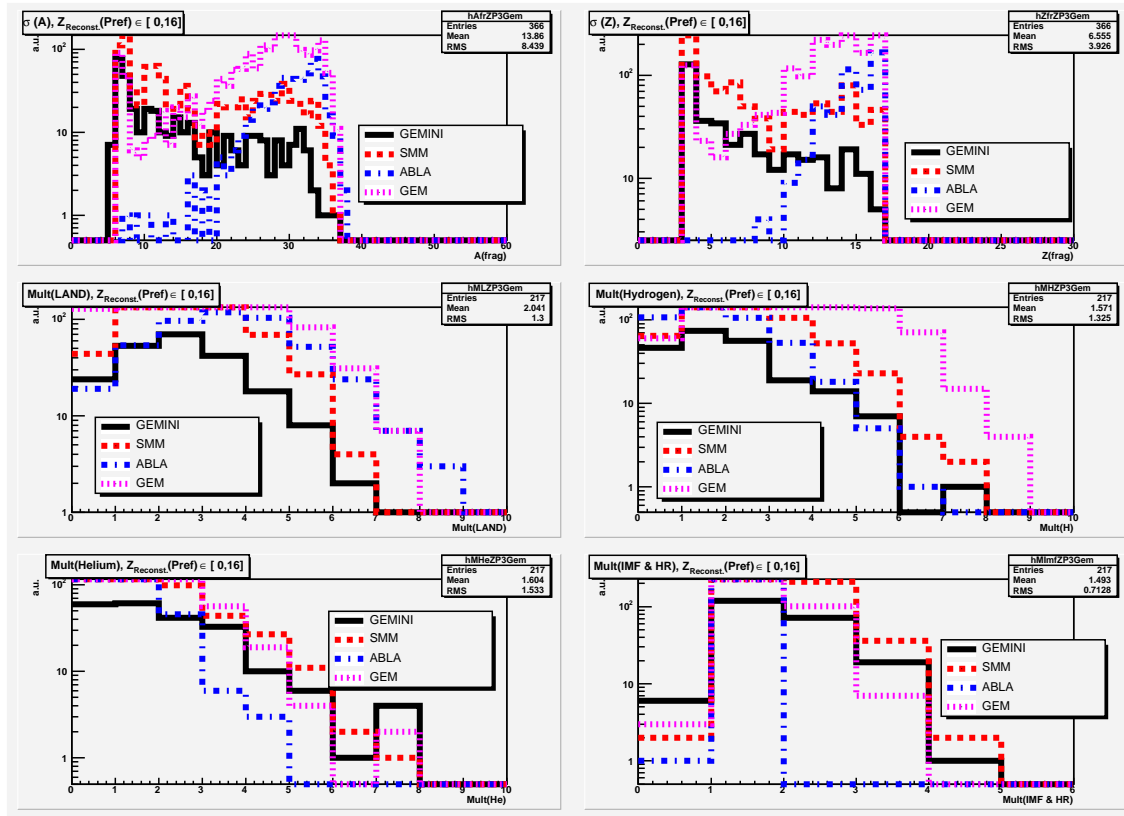


FIG. 4.18 – Haut : distributions de probabilité de production des fragments (IMF et résidus lourds) en fonction de A et de Z . Milieu : distributions de multiplicités de neutrons et d’hydrogènes détectés. Bas : distributions de multiplicités d’héliums et d’IMF et de résidus lourds. Les événements ont été sélectionnés par : $Z_{Rec}(Pref) \in [0, 16]$.

de *SPALADIN* en cours.

Nous disposons de deux types de variables expérimentales pour essayer de déterminer les mécanismes à l’œuvre dans l’émission de fragments de masse intermédiaire :

- 1) les largeurs partielles relatives des différents canaux de désexcitation, déterminées expérimentalement par des distributions de probabilité en fonction des charges des fragments et de la multiplicité des IMF dans les états finaux,
- 2) les variables cinématiques (énergie cinétique des fragments dans le centre de masse, vitesse longitudinale des fragments dans ce repère etc. .).

Les largeurs partielles relatives sont très correctement mesurées avec *SPALADIN* dans la mesure où l’acceptance du dispositif est de 100 % pour ces fragments, comme nous l’avons vu plus haut. La figure 4.21 montre l’évolution de la différence de charge, $Z_1 - Z_2$ des deux fragments les plus lourds des événements comptant au moins deux fragments de charge au moins trois dans l’état final avec la multiplicité totale de particules ($Z \geq 2 +$ neutrons dans *LAND*), corrélée à l’excitation du préfragment. Nous avons vu plus haut la comparaison entre les données de *SPALADIN* et les modèles sur cette grandeur sans sélection sur le préfragment.

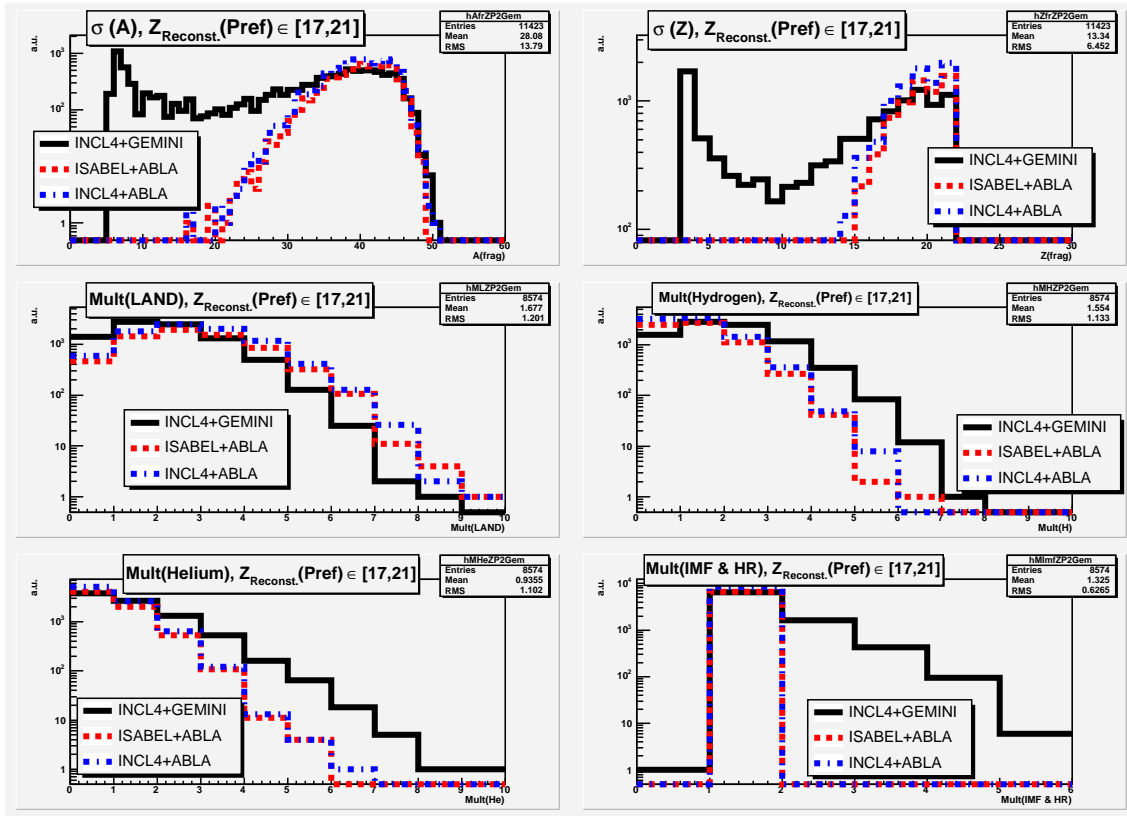


FIG. 4.19 – Haut : distributions de probabilité de production des fragments (IMF et résidus lourds) en fonction de A et de Z . Milieu : distributions de multiplicités de neutrons et d’hydrogènes détectés. Bas : distributions de multiplicités d’héliums et d’IMF et de résidus lourds. Les événements ont été sélectionnés par : $Z_{Rec}(Pref) \in [0, 16]$.

Nous constatons sur cette figure une réelle différence entre les prédictions de *GEMINI* et celles de *SMM*. Si le premier modèle fait évoluer lentement $Z_1 - Z_2$ vers les plus basses valeurs quand augmente l’excitation du préfragment, il n’en est pas de même pour *SMM* pour lequel la distribution de cette variable reste centrée autour de la même valeur (entre 8 et 10) pour les trois premiers intervalles en multiplicité avec un brusque changement pour le quatrième intervalle et une réduction très importante de la valeur centrale de la distribution, qui descend alors autour de 3 - 4. On est en droit de penser qu’un mécanisme est prépondérant pour ce dernier intervalle qui est différent de celui qui prime dans les trois premiers intervalles en multiplicité dans le modèle *SMM*. Ceci est renforcé quand on regarde l’évolution, dans ces mêmes intervalles en multiplicité, de la variable $Z_1 + Z_2$ (Fig. 4.22). En effet, sur cette figure, on voit que cette variable n’évolue pas non plus de la même manière dans *GEMINI* et dans *SMM* : une diminution progressive pour *GEMINI* et une légère augmentation suivie, pour le quatrième intervalle d’une diminution assez forte avec *SMM*. Cette évolution différente de *GEMINI* et *SMM* avec l’excitation du préfragment se retrouve dans l’asymétrie de charge définie par le rapport $(Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$, comme le montre la figure 4.23. Il est frappant de

constater que c'est aux plus hautes excitations du préfragment que les prédictions de ces deux modèles se ressemblent le plus.

Les largeurs partielles relatives font donc apparaître des différences entre *GEMINI* et *SMM* quand on analyse leurs évolutions avec l'excitation du préfragment déterminée « expérimentalement », c'est à dire avec des observables de *SPALADIN*. Il n'est pas possible, pour le moment, de déterminer s'il s'agit de différences dans le mécanisme de réaction, sachant que, dans *SMM*, un événement passant dans le module de multifragmentation de ce code peut aboutir à une cassure binaire.

Nous avons « reconstruit » avec *GEANT IV* la vitesse longitudinale et l'énergie cinétique des fragments dans le centre de masse de la réaction, en tenant compte de la résolution dans la reconstruction des impulsions dans le dispositif. Si $(\delta p/p)_0$ est la résolution en impulsion de l'analyse magnétique de l'aimant *ALADIN*, les résolutions que l'on obtient pour la reconstruction de la vitesse longitudinale $\delta\beta_l(CoM)$ et de l'énergie cinétique $\delta Tk(CoM)$ dans le centre de masse de la réaction sont données par :

$$\delta\beta_l(CoM) = \beta_R \times \left(\frac{\delta p}{p}\right)_0 \quad (4.1)$$

$$\delta Tk(CoM) = \beta_R \times \left(\frac{\delta p}{p}\right)_0 \times \sqrt{2 Tk(CoM) A(frag)} \quad (4.2)$$

où β_R est la vitesse du référentiel du centre de masse de la réaction dans le laboratoire et $A(frag)$ est la masse du fragment. Numériquement, ces grandeurs restent faibles, même pour le dispositif *SPALADIN* dans lequel $\delta p/p \simeq 10^{-2}$, par rapport aux largeurs des distributions de ces deux variables dans les événements de spallation.

Nous présentons sur les figures 4.24, 4.25, 4.27 et 4.26, respectivement : la vitesse relative des deux fragments les plus lourds, l'énergie cinétique totale dans le centre de masse de la réaction portée par les fragments de masse intermédiaire et les résidus lourds et les distributions de vitesse longitudinale reconstruite des fragments de *B* ($Z = 5$) et de *C* ($Z = 6$). Ces distributions nous montrent que, malgré une résolution en impulsion relativement faible de l'aimant *ALADIN*, la reconstruction de la cinématique que nous pouvons envisager nous permet une sensibilité sur les modèles théoriques qui est intéressante, les prédictions de *SMM* pour la largeur des distributions de cette variable cinématique étant systématiquement plus élevées que celles de *GEMINI*. L'analyse des données de *SPALADIN* va sans aucun doute se montrer fort intéressante sur ce point particulier.

4.4 Conclusions de cette étude numérique

Les conclusions de cette première étude numérique de la sensibilité des observables sur les prédictions théoriques sont tout à fait positives :

- la reconstruction des caractéristiques du préfragment issu de la cascade intranucléaire est relativement peu dépendante du modèle de désexcitation utilisé, ce qui autorise à étudier la désexcitation de classes d'événements ayant des caractéristiques initiales (i.e. à la fin de la cascade intranucléaire) différentes.

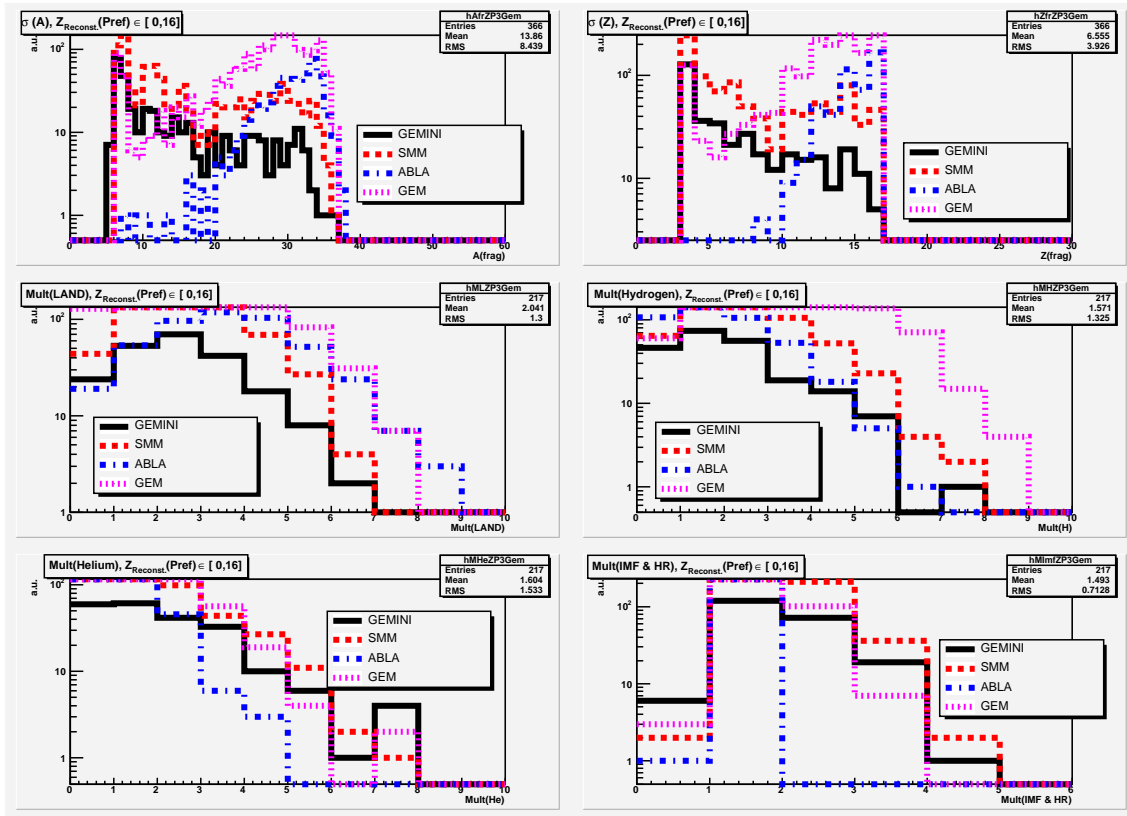


FIG. 4.20 – *Haut* : distributions de probabilité de production des fragments (IMF et résidus lourds) en fonction de A et de Z . *Milieu* : distributions de multiplicités de neutrons et d’hydrogènes détectés. *Bas* : distributions de multiplicités d’héliums et d’IMF et de résidus lourds. Les événements ont été sélectionnés par : $Z_{Rec}(Pref) \in [0, 16]$.

- les caractéristiques du préfragment reconstruites sont effectivement sensibles aux prédictions du modèle de cascade intranucléaire, comme nous l’avions estimé initialement, mais à la condition nécessaire que la détection des fragments de charge unitaire soient détectés avec une efficacité suffisante (80 % dans la simulation),
- l’analyse des données de *SPALADIN* et la comparaison avec les modèles peut se faire dans deux perspectives et de deux manières différentes : soit pour valider des modèles, soit pour essayer de comprendre plus en détail le mécanisme de désexcitation lui-même. Dans la première perspective, les données de *SPALADIN* doivent être sélectionnées selon des observables qui présentent les plus grandes sensibilités aux « ingrédients » des modèles : rapports de branchement, densité d’états, barrières de potentiel etc... Il conviendrait de mener une étude préalable systématique pour déterminer ces sensibilités au niveau des modèles de désexcitation et, ce, *indépendamment* de la cascade intranucléaire. Dans la seconde perspective, celle de la compréhension plus fondamentale du mécanisme de la désexcitation, nous avons montré l’existence d’observables expérimentales qui présentent de bonnes sensibilités aux différents modèles, que ce soit des distributions de probabilités

des différents canaux ou que ce soit des variables cinématiques reconstruites dans le centre de masse de la réaction.

Cela dit, et ces simulations nous le montrent bien, pour explorer les mécanismes de réaction aux hautes excitations il nous sera essentiel de sélectionner avec le trigger d'acquisition ces événements afin d'accumuler une statistique significative. Cette sélection sera assurée par une condition de multiplicité sur les signaux du détecteur *LAND* à laquelle il nous faudra ajouter, pour le système $^{28}\text{Si} + p$ à 1 GeV par nucléon, une condition sur la multiplicité de particules chargées détectées dans le mur de scintillateurs *ToF*.

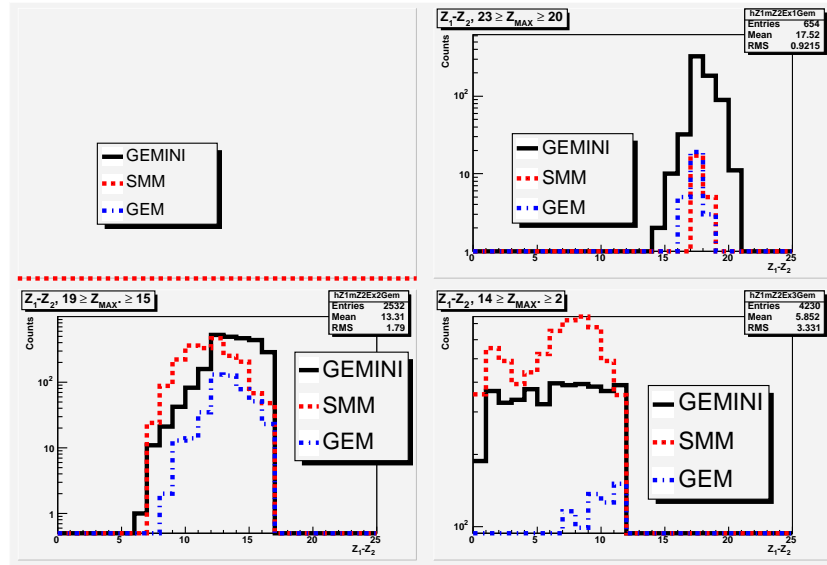


FIG. 4.21 – Distributions des différences $Z_1 - Z_2$ (Z_1 , charge du fragment le plus lourd de l'événement, Z_2 , charge du second fragment le plus lourd) pour trois intervalles en Z_{MAX} de l'état final.

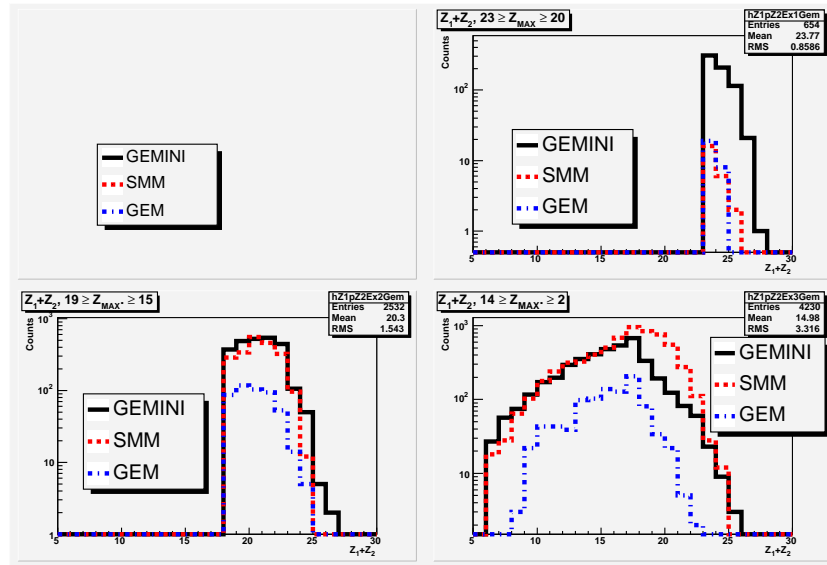


FIG. 4.22 – Distributions des sommes $Z_1 + Z_2$ (Z_1 , charge du fragment le plus lourd de l'événement, Z_2 , charge du second fragment le plus lourd) pour trois intervalles en Z_{MAX} de l'état final.

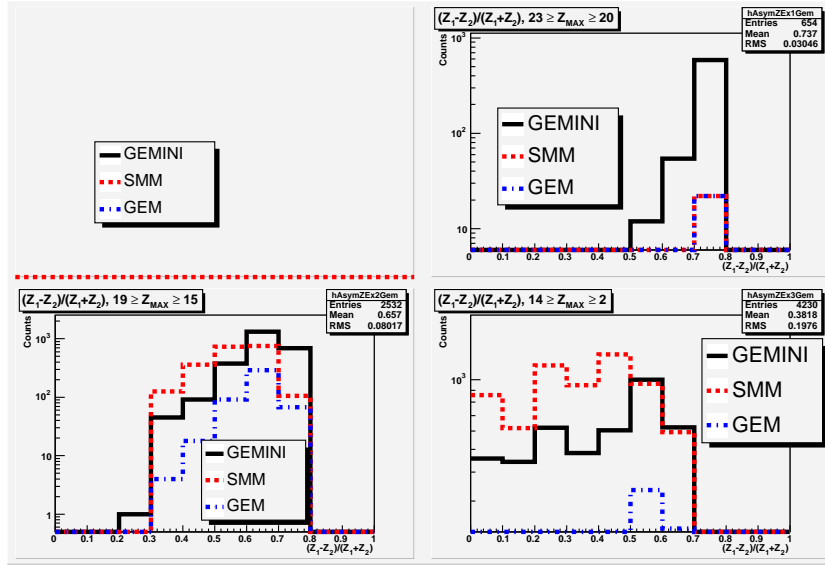


FIG. 4.23 – Distributions de l'asymétrie de charge $(Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$ (Z_1 , charge du fragment le plus lourd de l'événement, Z_2 , charge du second fragment le plus lourd) pour trois intervalles en Z_{MAX} de l'état final.

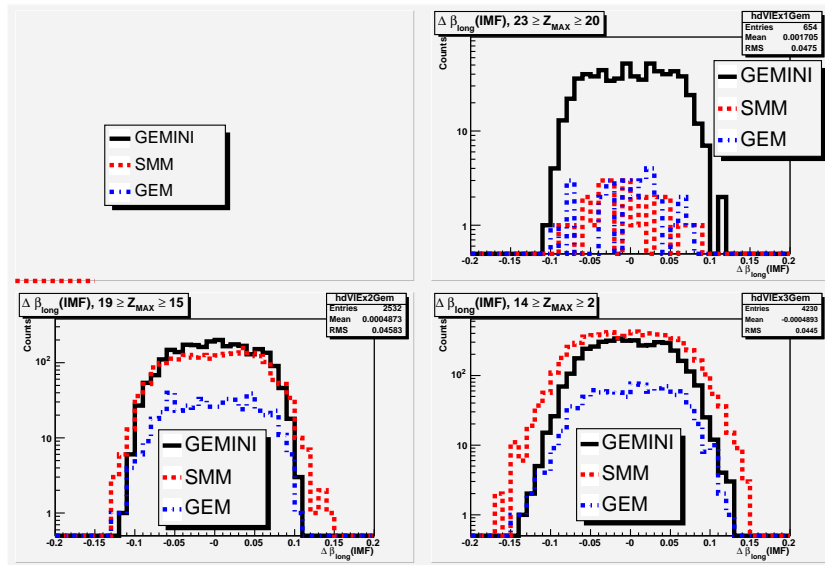


FIG. 4.24 – Distributions de la vitesse longitudinale relative entre les deux fragments les plus lourds $V_{long}(Z_1) - V_{long}(Z_2)$ pour trois intervalles en Z_{MAX} de l'état final.

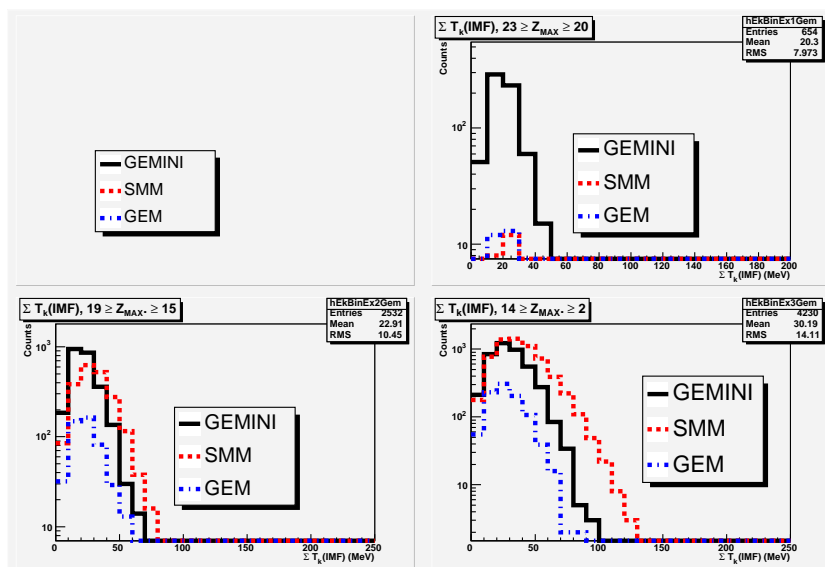


FIG. 4.25 – Distributions de l'énergie cinétique totale portée dans le centre de masse de la réaction par les IMF et les résidus lourds pour trois intervalles en Z_{MAX} de l'état final.

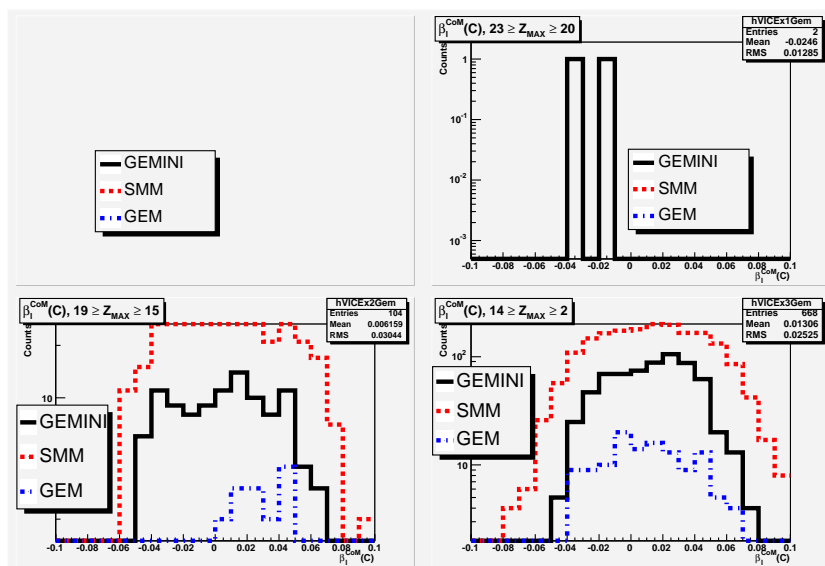


FIG. 4.26 – Distributions de de la vitesse longitudinale dans le centre de masse de la réaction des fragments de C ($Z = 6$) pour trois intervalles en Z_{MAX} de l'état final.

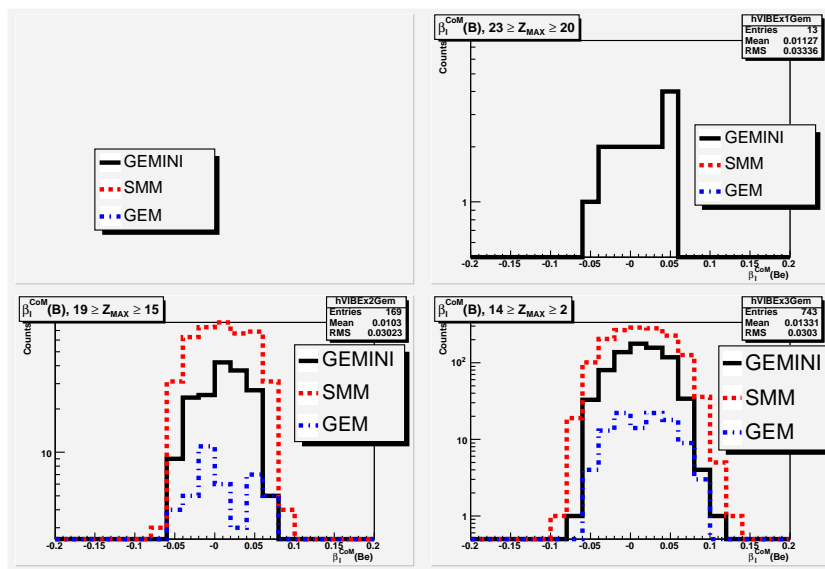


FIG. 4.27 – Distributions de la vitesse longitudinale dans le centre de masse de la réaction des fragments de B ($Z = 5$) pour trois intervalles en Z_{MAX} de l'état final.

Chapitre 5

Le futur du programme *SPALADIN*

Le futur du programme de spallation en cinématique inverse *SPALADIN* se conjugue au futur proche et au futur lointain. Le futur proche, c'est l'ensemble des expériences **S304** et **S293** dans la salle d'expériences dite « Cave C » de *GSI*. Le futur lointain, c'est le programme d'expériences de spallation auprès de l'installation R^3B qui sera construite dans le cadre du nouvel ensemble d'accélérateurs et de zones d'expériences du projet *FAIR* au *GSI* (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch). Notre objectif essentiel pour la spallation auprès de R^3B est l'étude aussi exclusive que possible des réactions $^{208}Pb + p$ et $^{238}U + p$ à 1 *GeV* par nucléon de faisceau incident.

Si le futur proche ne requiert pas de développement technique majeur et constitue une suite relativement directe de l'expérience **S248** sur le système $^{56}Fe + p$, ce n'est pas le cas du futur plus lointain. Sa préparation nécessite en effet la réalisation d'un aimant de grande acceptance, *GLAD*, ainsi que la conception et la réalisation d'une chambre à projection temporelle (TPC), *SpallChamber*. Je vais décrire dans la suite les expériences de la Cave C de *GSI* dans un premier temps puis je présenterai les développements techniques qui sont liés au programme d'étude de la spallation de la collaboration R^3B et qui sont réalisés à Saclay : l'aimant *GLAD* et le détecteur *SpallChamber*.

5.1 Les expériences en Cave C de *GSI*

L'expérience **S248** fut en fait, en 2004, la dernière expérience à être réalisée dans la salle d'expériences « Cave B » de *GSI* avec *ALADIN* et *LAND*. En 2004, l'aimant *ALADIN* et le détecteur *LAND* ont été déplacés vers une nouvelle aire, la « Cave C ». Dans cette nouvelle aire se dérouleront les expériences **S304** et **S293** qui constituent la suite du programme *SPALADIN* commencé avec l'expérience **S248**.

Les expériences **S304** et **S293** ont été présentées au comité des expériences de *GSI* en mars 2005 et acceptées. Chacune s'est vue attribuer huit jours de faisceau.

5.1.1 L'expérience S304

L'expérience **S304** a pour motivation essentielle la compréhension quantitative du mécanisme de la spallation sur deux noyaux différents du ^{56}Fe , l'un plus léger, ^{28}Si , et l'autre plus lourd ^{136}Xe . On explore ainsi des systèmes présentant des largeurs partielles de désexcitation différentes pour l'émission de particules chargées et pour l'émission de neutrons. Les systèmes plus légers favorisent l'émission de particules ou de fragments chargés comme voies de désexcitation par rapport à l'émission de neutrons comme le montrent les graphiques de la figure 5.1. En effet, comme on peut le voir sur les formes des distributions des variables $X_{Heavy} = \sum_{i \in \{IMF, HR\}} Z(i)/Z(Pref)$, $X_{H,He} = \sum_{i \in \{H, He\}} Z(i)/Z(Pref)$, et $X_n = mult(n)/N(Pref)$ de la figure 5.1, l'importance des différents canaux de désexcitation est très variables, notamment entre émission de fragments chargés et émission de neutrons, d'un système à l'autre, les variables X_{Heavy} et $X_{H,He}$ s'étendant beaucoup plus loin, vers les faibles valeurs pour la première et vers les valeurs proches de l'unité pour la seconde pour les systèmes plus légers que pour $^{136}\text{Xe} + p$. On voit sur la figure 5.1 que, d'une part, l'énergie d'excitation moyenne par nucléon du préfragment à la fin de la cascade intranucléaire est substantiellement plus élevée pour le système $^{56}\text{Fe} + p$ que pour le système $^{136}\text{Xe} + p$ et l'est encore plus pour le système $^{28}\text{Si} + p$. Si l'on compare ces distributions au seuil de la multifragmentation estimé dans la littérature de l'ordre de 5 MeV par nucléon, on peut a priori penser que la désexcitation du préfragment sera presque uniquement évaporative et séquentielle pour le système $^{136}\text{Xe} + p$ alors qu'il n'est pas inenvisageable, pour le système $^{28}\text{Si} + p$ que pour une partie des événements, la désexcitation du préfragment passe par la production simultanée de fragments. Ainsi, selon les modèles de désexcitation, la probabilité de trouver dans l'état final au moins deux fragments de charge supérieure ou égale à 3 est d'environ 20 - 25 %, alors qu'elle n'est que de 10 % environ pour le système $^{56}\text{Fe} + p$ et de 1 - 2 % pour le système lourd.

La compréhension de la spallation du ^{28}Si est aussi motivée par la nécessité de valider avec des données les simulations numériques d'interactions entre le rayonnement cosmique (principalement constitué de protons dont le spectre en énergie cinétique a un maximum autour de 1 GeV) et l'électronique embarquée dans les satellites (essentiellement du silicium). Pour valider et/ou améliorer le pouvoir prédictif des modèles actuellement utilisés pour le silicium, de nouvelles données complétant les données existantes, relativement partielles, sont indispensables. De plus, la mesure relativement complète que l'on peut espérer obtenir avec le dispositif expérimental *SPALADIN* permettra de caractériser précisément des événements dont les états finaux couvrent un espace des phases moindre que ceux de la réaction $^{56}\text{Fe} + p$. Nous aurons donc un accès très détaillé au mécanisme de la réaction $^{28}\text{Si} + p$ et aux modes de désexcitation spécifiques des petits systèmes.

La nécessité de développer les modèles théoriques de la spallation des noyaux légers (^{28}Si ou ^{27}Al) a été reconnue dans le cadre du projet *NUDATRA* (NUclear DATA for TRAnsmutation) fait partie du programme *EUROTRANS* (European Integrated Project on Transmutation) qui du 6^{ème} PCRD (Nuclear Data for Transmutation).

Explorer en coïncidence la spallation du noyau de ^{136}Xe est motivé par des données récentes du *FRS* sur le système $^{136}\text{Xe} + p$. Il semblerait en effet que, comme pour la réaction $^{56}\text{Fe} + p$,

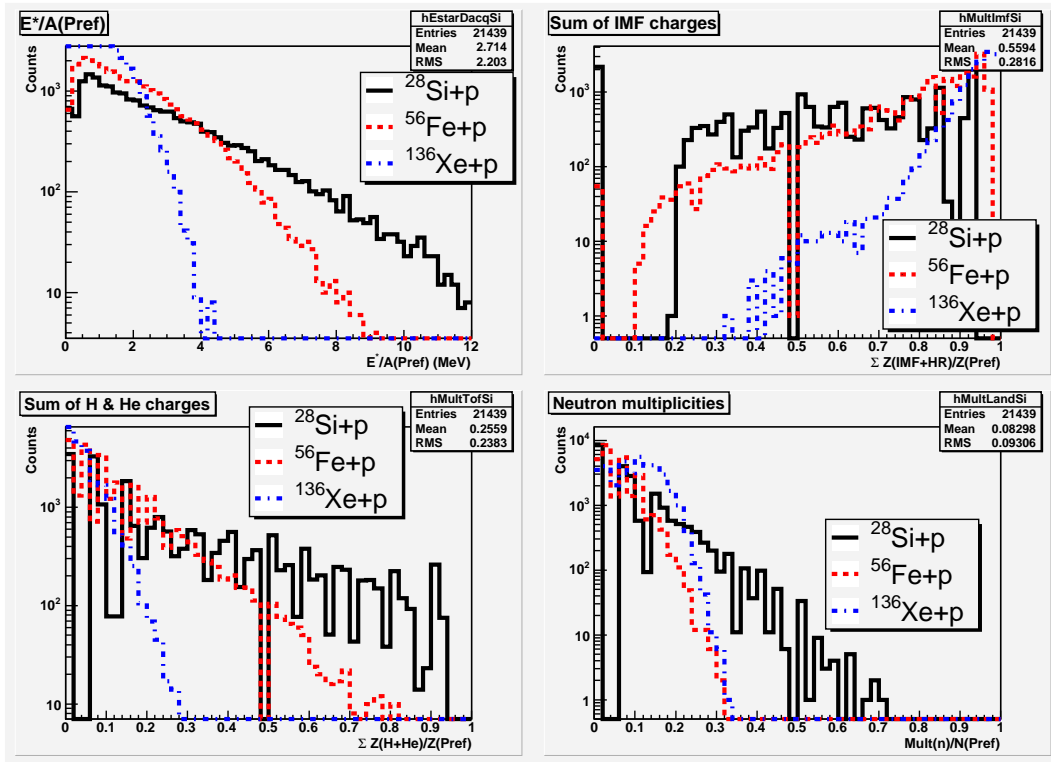


FIG. 5.1 – Comparaison des distributions de quatre variables caractérisant l'excitation et la désexcitation des trois systèmes $^{28}\text{Si}+p$ (trait plein noir), $^{56}\text{Fe}+p$ (tirets rouges) et $^{136}\text{Xe}+p$ (pointillés et tirets bleus) à 1 GeV par nucléon. En haut à gauche : énergie d'excitation du préfragment par nucléon ; en haut à droite : $X_{\text{Heavy}} = \sum_{i \in \{\text{IMF,HR}\}} Z(i)/Z(\text{Pref})$; en bas à gauche : $X_{\text{H,He}} = \sum_{i \in \{\text{H,He}\}} Z(i)/Z(\text{Pref})$; en bas à droite : $X_n = \text{mult}(n)/N(\text{Pref})$.

que la production de fragments légers et de masse intermédiaire dans cette réaction à 1 GeV par nucléon ne puisse pas être expliquée par les modèles d'évaporation séquentielle (« à la Weisskopf »). Cette production a en effet été mesurée comme beaucoup plus importante que ce que ne prédisent ces modèles, en cohérence avec les données de *FRS* prises sur le système $^{56}\text{Fe}+p$ à la même énergie. Ceci pourrait indiquer que d'autres mécanismes, notamment la cassure binaire, jouent un rôle beaucoup plus important qu'envisagé a priori dans la désexcitation des ces systèmes et la mesure en coïncidence dans l'état final des fragments associés à ces fragments légers nous permettra de mieux comprendre ce rôle dans le système $^{136}\text{Xe}+p$, comme elle nous permet de le faire avec les données de **S248** pour le système $^{56}\text{Fe}+p$.

Une comparaison de quatre grandeurs caractéristiques des trois systèmes $^{28}\text{Si}+p$, $^{56}\text{Fe}+p$ & ^{136}Xe à une énergie de 1 GeV par nucléon telle que présentée sur la figure 5.1 nous indique les différences importantes entre ces trois systèmes. Les quatre grandeurs choisies pour cette figure sont $E^*/A(\text{Pref})$, l'énergie d'excitation par nucléon dans le préfragment, $X_{\text{Heavy}} = \sum_{i \in \{\text{IMF,HR}\}} Z(i)/Z(\text{Pref})$, la somme des charges emportées par les IMF de désexcitation et les résidus lourds divisée par la charge du préfragment, $X_{\text{H,He}} = \sum_{i \in \{\text{H,He}\}} Z(i)/Z(\text{Pref})$, la somme des charges emportées par les fragments de charge 1 & 2 divisée par la charge du

préfragment et $X_n = mult(n)/N(Pref)$, le nombre de neutrons de désexcitation détectés rapporté au nombre de neutrons dans le préfragment. On voit dans les distributions de ces quatre variables des comportements très différents de ces trois systèmes : une excitation moyenne du préfragment qui décroît quand la taille du système augmente et des distributions d'états finaux très différents dans les trois cas. De telles différences illustrent bien la nécessité, dans la démarche du groupe spallation de comprendre de manière générique le mécanisme de la spallation, d'étudier la spallation sur trois noyaux aussi différents en taille, cette différence de taille ayant comme implication des différences au niveau même du mécanisme de la spallation.

Nous avons réalisé pour l'expérience **S304** une simulation numérique avec *GEANT IV* en adaptant l'outil développé pour **S248**. La figure 5.2 montre la qualité de la reconstruction des caractéristiques du préfragment pour la réaction $^{28}Si + p$ à 1 GeV par nucléon. Soulignons que pour faciliter cette reconstruction, nous bénéficierons, par rapport à **S248**, d'un dispositif simplifié, avec une continuité de vide entre la cible d'hydrogène et la TPC *MUSIC IV*, d'une détermination de la masse de tous les fragments pour cette réaction simplement par l'analyse magnétique d'*ALADIN* combinée à la trajectographie de *MUSIC IV*. Notons aussi que nous serons très attentifs, pendant l'expérience, à la bonne efficacité dans la détection des fragments de charge unitaire par *MUSIC IV*.

Pour la réaction $^{136}Xe + p$, nous reconstruirons la charge et de l'énergie d'excitation du préfragment. La reconstruction de la masse des résidus de spallation ne sera pas possible dans le dispositif *SPALADIN* de la « Cave C » du fait de l'insuffisance de la résolution dans la reconstruction de l'impulsion à la cible. Les résultats de la reconstruction de la charge et de l'énergie d'excitation tels que donnés par *GEANT IV* sont présentés sur la figure 5.3. On peut remarquer que, malgré le plus grand nombre de canaux de désexcitation de ce système et le plus grand nombre de particules dans l'état final, la reconstruction de la charge et de l'énergie d'excitation du préfragment dépend, là aussi, très peu du modèle de désexcitation.

Cette simulation nous a permis aussi de déterminer, comme pour la réaction $^{56}Fe + p$, la sensibilité des observables aux modèles de décroissance du préfragment. Nous reproduisons simplement sur les figures 5.4 et 5.5 les multiplicités par événement de fragments de charge supérieure à 3 telles que les calcule la simulation *GEANT IV* avec les deux modèles *GEMINI* et *SMM*. Si ces deux modèles prévoient la même quantité de tels événements, on peut constater sur la figure 5.5 que leurs caractéristiques sont très différents, ce qui laisse à penser que leur mécanisme de production n'est pas modélisé de la même manière dans les deux codes, ce à quoi nos données seront sensibles. Notons à nouveau que du fait de sa faible taille, les canaux de désexcitation par émission de chargés sont relativement plus importants pour ce système que pour le système $^{56}Fe + p$. À l'autre extrémité, la désexcitation du système $^{136}Xe + p$ est largement dominée par l'émission de neutrons et les événements comptant deux ou plusieurs IMF ou résidus lourds y sont relativement rares, même si le mécanisme de production de ces fragments de masse intermédiaire reste à comprendre dans le détail. Pour ce second système, l'objectif de la mesure sera beaucoup plus de valider les codes de désexcitation, suivant la méthode que nous avons proposé dans le chapitre 3.

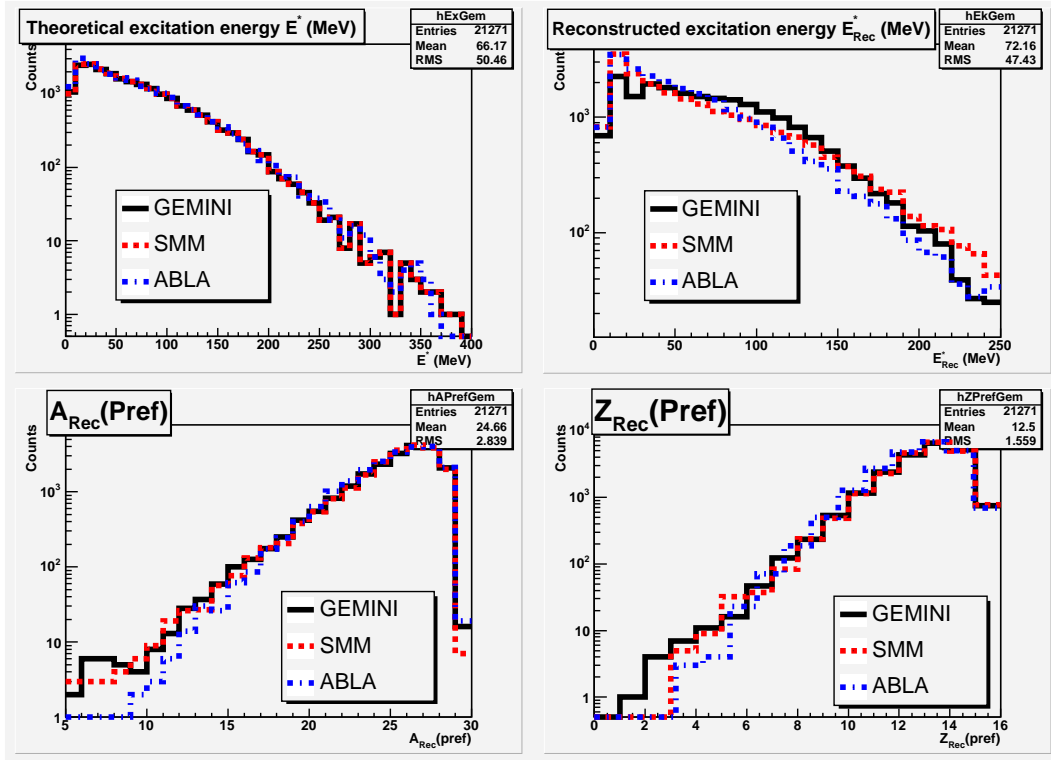


FIG. 5.2 – Distribution de l'énergie d'excitation du préfragment calculée (en haut à gauche) et caractéristiques du préfragment reconstruite avec les particules détectées dans le dispositif SPALADIN pour la réaction $^{28}\text{Si} + p$ à 1 GeV par nucléon.

5.1.2 L'expérience S293

La technique d'analyse magnétique et d'analyse en vitesse en cinématique inverse mise en œuvre au *FRS* de *GSI* a permis de mesurer les distributions de charge, les distributions isotopiques et de déterminer les profils de vitesse des fragments de fission dans le centre de masse du projectile. La figure 5.6 présente des données obtenues auprès du *FRS* pour la réaction $^{238}\text{U} + \text{CH}_2$ avec une chambre à ionisation double (« Twin MUSIC ») comparées à différentes prédictions théoriques. Ces observables sont directement liées à la dynamique de la fission. En effet, celles-ci permettent de caractériser le système fissionnant au point selle, dont les fragments de fission de l'état final sont détectés par l'expérience, en termes d'énergie d'excitation, de masse et de charge. Dans ces expériences réalisées au *FRS*, les conditions initiales des noyaux fissionnants sont calculées à l'aide du modèle d'abrasion (ABRA) [89] pour les réactions ion-ion ou du modèle de cascade intranucléaire *INCL4* (calcul de la phase de fragmentation). Ces conditions initiales calculées, combinées aux caractéristiques du système fissionnant au point selle telles que déterminées par les données ont permis d'obtenir des informations sur la dissipation aux faibles déformations. Il a été, par exemple, clairement établi que l'état stationnaire et l'état transitoire (correspondant respectivement aux solutions stationnaires de l'équation de Fokker-Planck et au régime transitoire à travers la barrière de

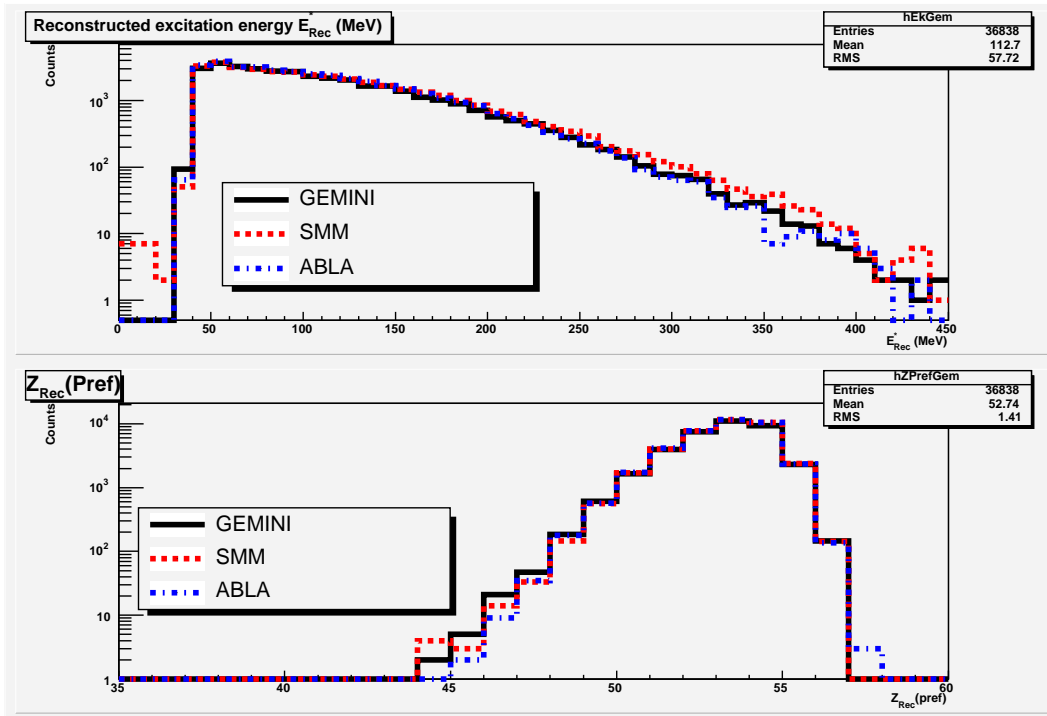


FIG. 5.3 – Distribution de l'énergie d'excitation et de la charge du préfragment reconstruites avec les particules détectées dans le dispositif SPALADIN pour la réaction $^{136}\text{Xe} + p$ à 1 GeV par nucléon.

fission) ne sont perceptibles qu'à haute énergie d'excitation. Dans les calculs de la référence [81], ces deux états semblent bien décrits avec une valeur réduite du coefficient de dissipation $\beta = 2 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$ (traits pleins sur la figure 5.6). Dans la référence [81], la nécessité d'une description réaliste de la dépendance en temps de la largeur partielle de fission du système excité a par ailleurs été démontrée. Soulignons cependant que ces conclusions dépendent quelque peu du modèle d'excitation nucléaire (abrasion ou cascade intranucléaire) utilisé pour générer les conditions initiales du système fissionnant. Cette remarque est d'autant plus importante que la largeur partielle de fission dépend de façon sensible à la fois du paramètre de fissilité, de l'énergie d'excitation et du moment angulaire du noyau excité, grandeurs qui ne sont pas forcément prédites correctement par ces modèles. De plus, ces expériences ne permettent aucune conclusion sur la possible dépendance en température de la dissipation nucléaire ou sur l'éventuelle déformation du système fissionnant.

L'expérience **S293** se donne pour but de permettre une meilleure compréhension de ces effets de température et de déformation. En effet, dans le dispositif expérimental SPALADIN, les charges des deux fragments de fission seront déterminées *en coïncidence*, événement par événement, de même que l'énergie d'excitation E^* à la fin de la cascade à partir de la multiplicité de particules légères chargées. L'énergie d'excitation juste avant la fission E_f^* sera déterminée à partir de la largeur W_Z de la distribution de charge des fragments de fission par la formule :

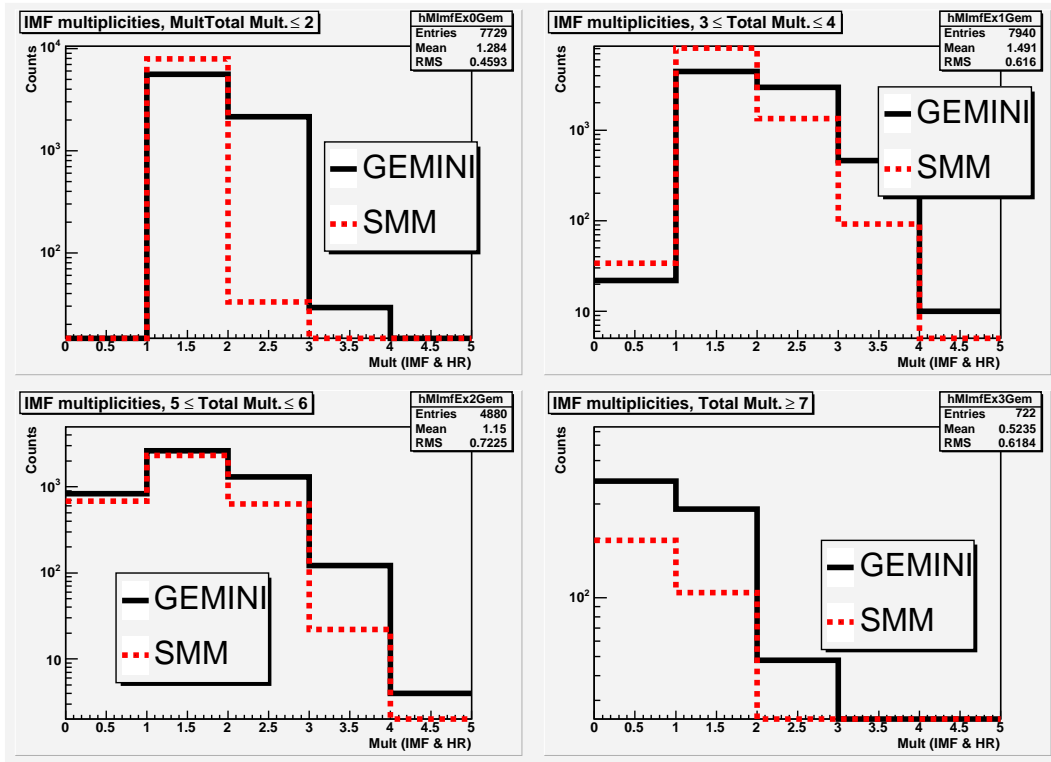


FIG. 5.4 – Distribution des multiplicités de fragments de masse intermédiaire pour la réaction $^{28}\text{Si} + p$ à 1 GeV par nucléon en fonction de l'énergie d'excitation (sélectionnée par la multiplicité totale de particules détectées).

$$W_Z^2 = \frac{\sqrt{(E_f^* - B_f)}}{2C_{mac}\sqrt{a}} \quad (5.1)$$

où B_f est la barrière de fission, C_{mac} est la courbure du potentiel macroscopique en fonction de l'asymétrie de masse au point selle et a la densité d'états du système au point selle.

L'expérience **S293** permettra, en premier lieu, de tester les prédictions des modèles de cascade intranucléaire. Par exemple, on peut voir sur la figure 5.7 la corrélation entre l'énergie d'excitation E^* et la somme des charges $Z_1 + Z_2$ des deux fragments de fission pour deux modèles de cascade, *INCL4* et *ISABEL*, couplés tous deux au code *ABLA* pour deux énergies de proton dans le centre de masse, 500 et 1000 MeV. Les différences entre ces deux modèles de cascade sont clairement accessibles à l'expérience. De même, il est intéressant de souligner qu'une mesure à deux énergies initiales distinctes sera aussi un bon test de la cascade intranucléaire. En second lieu, la mesure en coïncidence des particules légères (chargées et neutres) et des fragments de fission permettra d'étudier la fission en fonction des caractéristiques du système fissionnant établies indépendamment des modèles. Enfin, une étude en fonction de l'énergie d'excitation sera envisageable à l'aide d'une grande statistique de mesure. Troisièmement, l'expérience **S293** permettra une étude du système fissionnant dans différentes conditions de déformation et d'excitation au point selle par la mesure de trois noyaux de paramètres de

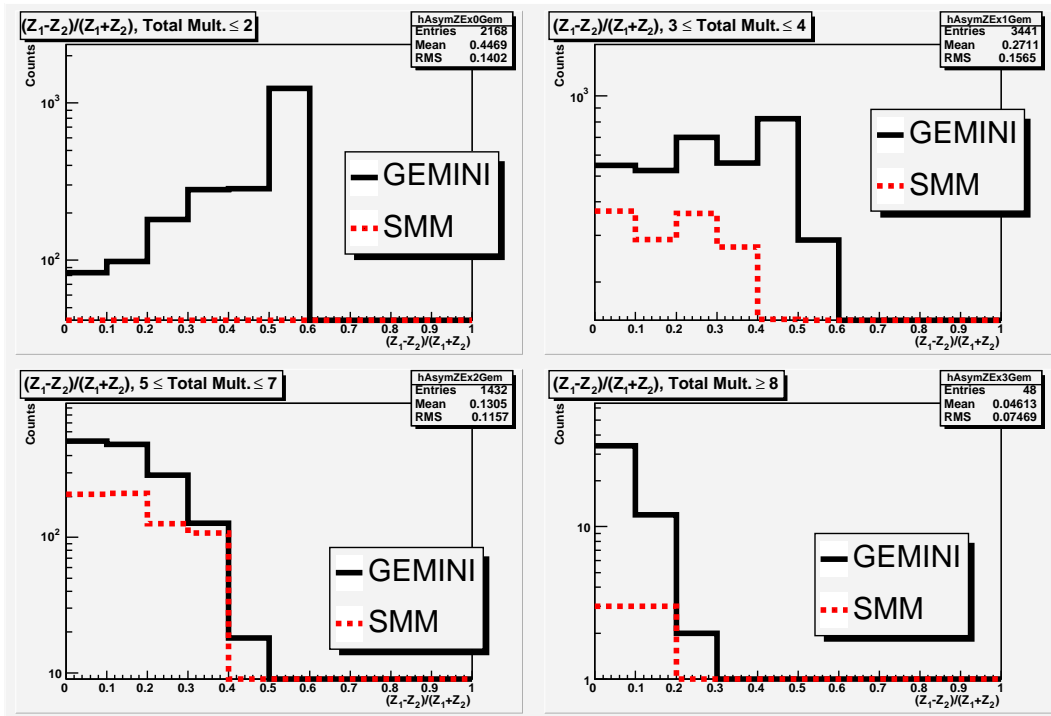


FIG. 5.5 – Distribution de l'asymétrie de charge $(Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$ des fragments de masse intermédiaire pour la réaction $^{28}\text{Si} + p$ à 1 GeV par nucléon en fonction de l'énergie d'excitation (sélectionnée par la multiplicité totale de particules détectées).

fissilité très différents : ^{238}U , ^{208}Pb et ^{181}Ta . Enfin, cette mesure en coïncidence des particules légères et des fragments lourds permettra de déterminer les largeurs partielles de désexcitation par évaporation et fragmentation par rapport aux largeurs de fission et, ce, en fonction de l'énergie d'excitation. Cette étude sera un test des mécanismes de désexcitation et permettra de quantifier l'importance relative de l'évaporation séquentielle, de la production directe de fragments de masse intermédiaire et de la fission très asymétrique du système excité.

5.1.3 Le calendrier des expériences en Cave C

La réalisation des expériences **S304** et **S293** nécessite un certain nombre de modifications du dispositif expérimental de l'expérience **S248** comme nous l'avons présenté dans le chapitre 3. Les trois principaux changements sont :

- la construction d'une cible d'hydrogène plus mince, fonctionnant sur une régulation en pression (et non pas en température), ce qui autorisera un fonctionnement à relativement basse pression (300 mbar) et donc avec des parois de cible plus minces qu'actuellement (5 μm de Mylar au lieu de 15 μm de titane) dans un objectif double :
 - . diminuer les doubles diffusions dans l'hydrogène dont la proportion s'accroît quand la masse du projectile augmente (ce qui est particulièrement important pour l'expérience **S293**),

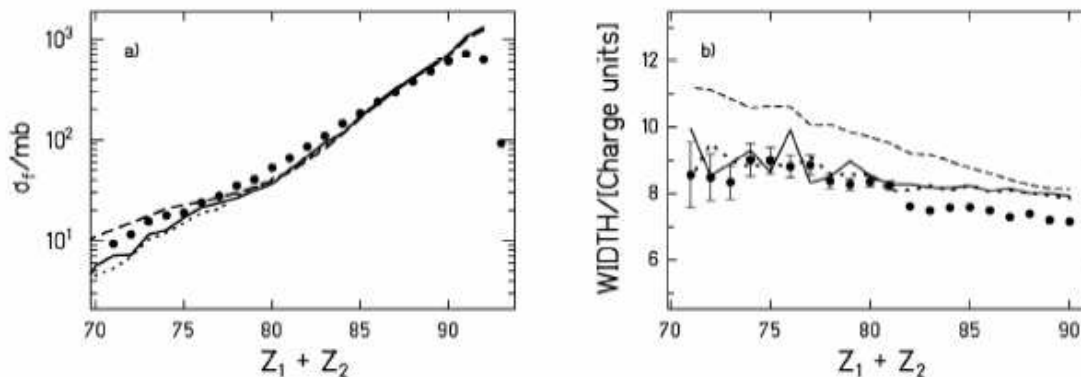


FIG. 5.6 – Sections efficaces partielles de fission (gauche) et largeur des distributions de charge des fragments de fission (droite) en fonction de la somme des deux fragments de fission $Z_1 + Z_2$ pour la réaction $^{238}\text{U} + \text{CH}_2$ à 1 GeV par nucléon. Les courbes sont des modèles théoriques. Les courbes en tirets épais et en tirets fins ont été obtenues respectivement en appliquant le modèle de l'état transitoire de Bohr - Wheeler et la solution stationnaire du modèle de Kramer avec $\beta = 6 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$. Les courbes en traits pleins, en pointillés et en tirets-pointillés sont prédites par des calculs introduisant une dépendance de la largeur partielle de fission $\Gamma_f(t)$ en fonction du temps avec respectivement $\beta = 2 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$, $\beta = 0.5 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$ et $\beta = 5 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$. La grande décroissance de la courbe en tirets-pointillés est liée à des fluctuations statistiques du calcul.

- . diminuer la contribution « cible vide » au taux de comptage expérimental, contribution relativement complexe à soustraire du signal physique dans une mesure en coïncidence,
- la simplification de la trajectographie des fragments lourds qui rend possible d'envisager une mesure avec une continuité de vide du tube faisceau jusqu'au détecteur *MUSIC IV* en aval de l'aimant *ALADIN* et, en particulier, ce qui nous permet de rapprocher la cible d'hydrogène de l'aimant et donc d'accroître l'acceptance angulaire de la mesure,
- la construction d'un nouveau système de déclenchement de l'acquisition qui rendra la mesure indépendante du bruit de fond créé en aval d'*ALADIN* par le passage du faisceau dans les détecteurs et par son arrêt près de détecteur de neutrons *LAND* .

La cible d'hydrogène liquide doit être réalisée pour la mi-2006. Elle est en cours de montage à Saclay. Sa réalisation nous permet d'envisager une mesure au cours de l'année 2007. La programmation exacte de cette expérience doit tenir compte du calendrier assez complexe de la Cave C dans laquelle beaucoup d'expériences sont prévues.

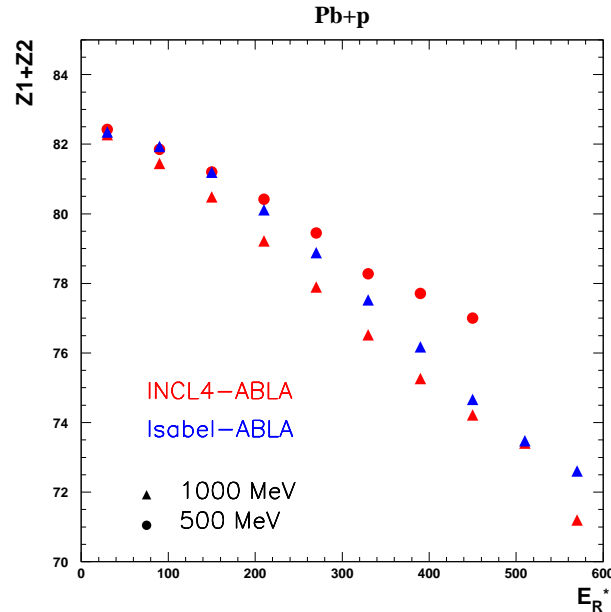


FIG. 5.7 – Corrélation entre la valeur moyenne de la somme des charges $Z_1 + Z_2$ des deux fragments de fission et l'énergie d'excitation E^* à l'issue de la cascade intranucléaire telle que prédite par deux modèles de cascade, *INCL4* (rouges) et *ISABEL* (bleus) pour deux énergies cinétiques de proton dans le centre de masse, 500 MeV (ronds) et 1000 MeV (triangles) dans la réaction $^{208}\text{Pb} + p$. Les calculs de désexcitation ont été réalisés avec le modèle *ABLA*.

5.2 La salle d'expériences R^3B du futur accélérateur de *GSI*

5.2.1 Le programme d'expériences de spallation à R^3B

La salle d'expériences R^3B ¹ est prévue pour être la première salle en fonctionnement auprès de la future installation *FAIR*. Son programme expérimental est très vaste et rassemble ainsi une importante collaboration internationale essentiellement autour de la physique de la structure des noyaux exotiques aux énergies de quelques centaines de *MeV* par nucléon. La physique de la spallation fait partie intégrante de ce programme. L'essentiel du programme expérimental de R^3B est l'étude de la structure des noyaux exotiques aux énergies de l'ordre de quelques centaines de *MeV* par nucléon, soit par excitation nucléaire soit par excitation coulombienne dans le champ électrostatique des noyaux lourds. Le programme de physique est décrit en détail dans la lettre d'intention [136] et les projets de détecteurs liés à ce programme scientifique sont décrits dans la proposition technique [137]. L'objectif expérimental principal de R^3B et commun à toutes les expériences qui s'y dérouleront est de reconstruire de la façon la plus complète possible la cinématique des réactions étudiées. C'est aussi l'objet de nos futures expériences de mesure en coïncidence et en cinématique inverse de la spallation des noyaux lourds.

L'objet premier de notre participation dans la collaboration est de mesurer la spallation des noyaux lourds, $^{208}\text{Pb} + p$ et $^{238}\text{U} + p$ avec une identification complète en masse, charge et

¹Rappel : R^3B signifie « Reaction studies with Relativistic Radioactive Beams ».

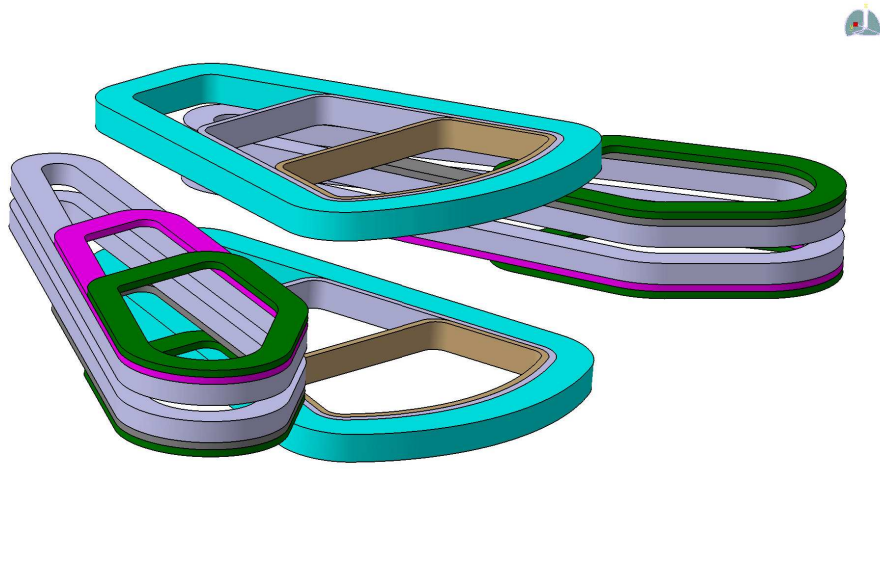


FIG. 5.8 – Schéma des quatre bobines supraconductrices qui constituent l'aimant de grande acceptation $GLAD$. Les dimensions typiques de cet aimant sont données par la longueur des deux bobines principales, environ 2 m et par l'ouverture physique à la sortie, 0,8 m en vertical et 1,2 m en horizontal.

énergie, des particules détectées. Cette mesure est nécessaire dans l'objectif d'accéder à une compréhension détaillée de l'ensemble des mécanismes de réaction en jeu dans cette gamme d'énergie, en particulier pour la conception de générateurs d'événements pour les simulations de cible de spallation. Pour l'étude des mécanismes de la réaction, il me semble néanmoins, au vu des résultats et des simulations effectuées sur le système $^{56}Fe + p$ et sachant que les excitations accessibles (mesurées en MeV par nucléon) sont beaucoup plus grandes que pour les noyaux lourds, qu'il serait intéressant de refaire notre expérience sur le fer mais avec beaucoup plus de statistiques afin d'explorer dans les détails le mécanisme de la désexcitation de ce système. Nous pourrions pour cela tirer partie de la plus grande fréquence d'acquisition prévue pour R^3B que celle que nous avons eue sur **S248**. En plus de cette plus haute fréquence d'acquisition, nous pourrions aussi accroître la sélectivité du trigger en jouant sur la multiplicité des neutrons détectés dans $LAND$ qui sera centré autour de la direction du faisceau incident, ce qui lui assurera une couverture beaucoup plus complète de l'espace des phases des neutrons d'évaporation et ce qui augmentera sa sensibilité.

Il n'y aura qu'un seul appareillage de base dans cette salle d'expériences : un aimant supraconducteur de grande ouverture physique assurant un pouvoir d'analyse deux fois plus fort que celui d' $ALADIN$. Les expériences de physique se dérouleront aussi bien autour du point cible qu'en aval de cet aimant, principalement en fonction de la technique expérimentale utilisée pour la physique du projectile (en général un noyau exotique) : mesure de la désexcitation du projectile par émission de γ , détection des fragments de recul au point cible, etc...).

R^3B est, pour l'étude de la spallation en cinématique inverse, une occasion unique. En effet, nous disposerons d'une part d'un aimant de grande acceptance qui permettra de couvrir plus largement, en cinématique inverse, l'espace des phases des états finaux de la désexcitation du préfragment. D'autre part, la conception et la réalisation par plusieurs équipes de la collaboration de détecteurs à la cible doit permettre de combiner *en coïncidence* détection à la cible et détection en aval de l'aimant. En cinématique inverse, une telle mesure combinée rendra possible la détection en coïncidence des fragments de grande énergie dans le centre de masse de la réaction² et les fragments de faible énergie qui proviennent essentiellement de la désexcitation du préfragment. Les premiers sont émis essentiellement au cours des premiers instants de la réaction dans les collisions nucléon - nucléon où les énergies échangées sont grandes, c'est à dire au cours de la cascade intranucléaire. Cette détection en coïncidence à la cible et en aval de *GLAD* nous permettra de compléter les bilans de masse, de charge et d'énergie des événements de spallation. Une telle possibilité sera étudiée en détail avec un modèle numérique réaliste du dispositif expérimental. La simulation *GEANT IV* que nous mettons sur pied pour R^3B à partir de l'outil que nous avons développé pour les expériences avec le dispositif *SPALADIN* semble très appropriée. Nous travaillons pour ce développement en lien étroit avec les autres groupes de la collaboration qui ont en charge la simulation numérique de R^3B .

Le détecteur *LAND*, dans sa version actuelle comme dans sa version aux performances améliorées, se trouvera dans la salle R^3B . Compte-tenu du plus fort pouvoir d'analyse du nouvel aimant (par rapport à *ALADIN*), il sera possible de le disposer de façon symétrique autour de l'axe du faisceau incident et relativement proche de la sortie de l'aimant³. *LAND* offrira ainsi une couverture plus complète de l'angle solide des neutrons de faible énergie dans le centre de masse du projectile.

Avec un aimant de plus fort pouvoir de courbure, de plus grande ouverture angulaire et de plus grande acceptance en impulsion, associé à un détecteur multitrace plus performant

²En effet, la transformation de Lorentz entre le référentiel du centre de masse et le laboratoire s'exprime, pour une particule de masse M et d'impulsion p le long de l'axe du faisceau par :

$$p(LAB) = \gamma p_{CM} - \beta \gamma (M + T_k(CM))M + T_k(LAB) = -\beta \gamma p(CM) + \gamma (M + T_k(CM)) \quad (5.2)$$

où T_k représente l'énergie cinétique de la particule, dans le laboratoire (LAB) ou dans le centre de masse (CM) et où β et γ sont respectivement la vitesse et le facteur de Lorentz du repère du centre de masse dans le laboratoire. β est lié à la vitesse du faisceau β_f dans le laboratoire par la relation (voir chapitre 3) :

$$\beta = \beta_f / (1 + M_p / (\gamma_f M_f)) \quad (5.3)$$

où M_p est la masse du proton et M_f la masse du faisceau. De la première relation, on déduit qu'une particule de grande impulsion (et de grande énergie cinétique) dans le centre de masse aura, dans le laboratoire, une impulsion beaucoup plus faible du fait de la soustraction du terme $\beta \gamma (M + T_k(CM))$. Ainsi, un proton de 500 *MeV* d'énergie cinétique dans le centre de masse et se trouvant dans la direction du faisceau n'aura-t-il plus que 12 *MeV* dans le laboratoire. Si l'on considère par ailleurs que les composantes des impulsions orthogonales au mouvement du référentiel du centre de masse sont inchangées dans la transformation de Lorentz, on remarque de la même façon que ces particules de grande énergie dans le centre de masse sont émises dans le laboratoire à relativement grand angle par rapport au faisceau.

³Une couverture symétrique de la distribution angulaire des neutrons autour de l'axe du faisceau avec *LAND* n'est possible que si celui-ci est très reculé par rapport à la sortie de l'aimant, ce qui n'était pas le cas dans l'expérience **S248** en Cave B, *LAND* étant dans cette aire expérimental adossé à un mur.

que *MUSIC IV* et à une détection autour de la cible des particules de cascade, nous pouvons envisager une mesure *aussi exclusive que possible* de la spallation des noyaux lourds, par exemple ^{208}Pb et ^{238}U , mesures essentielles, comme nous l'avons dit, pour une compréhension quantitative du mécanisme de la spallation en vue de son application aux études de cible de spallation.

Nous allons, dans la suite, dessiner les grands traits du futur aimant *GLAD*, en cours de conception à Saclay et qui y sera réalisé pour R^3B et du détecteur multitrace *SpallChamber* qui doit être installé en aval de *GLAD*.

5.2.2 L'aimant *GLAD*

La conception de l'aimant *GLAD* qui remplacera dans la salle d'expériences R^3B l'aimant *ALADIN* est basée sur les besoins de la physique de ce programme expérimental. Ainsi *GLAD* doit-il fournir :

- un pouvoir d'analyse de 18 *deg* pour des noyaux de ^{132}Sn (rigidité magnétique $A/Z = 2,64$) d'une énergie cinétique de 1 *GeV* par nucléon,
- une couverture angulaire des neutrons et des fragments chargés de ± 80 *mr* à la fois horizontalement et verticalement,
- la possibilité de détecter en coïncidence à la sortie de l'aimant des protons et des noyaux d'une rigidité magnétique d'environ 2,5,
- la possibilité d'inverser le champ magnétique pour dévier les fragments de réaction vers un spectromètre à haute résolution (10^{-4}) envisagé pour une seconde phase de la salle R^3B .

Le premier objectif fixe l'intégrale maximale de champ magnétique de l'aimant. Les deux suivants permettent de dimensionner l'ouverture physique de l'aimant. Le quatrième objectif n'est pas dimensionnant pour un aimant qui sera supraconducteur et, à ce titre, tout à fait linéaire. Il doit cependant être pris en compte dans la conception mécanique de l'aimant. À ces quatre objectifs s'ajoute une contrainte technique : le champ résiduel doit être inférieur à 200 *Gauss* à un mètre de l'entrée de l'aimant, ceci afin de ne pas perturber le bon fonctionnement des photo- multiplicateurs qui seront placés autour de la cible. À ces trois objectifs, nous en avons enfin ajouté un cinquième en termes d'utilisation de l'aimant pour la spectrométrie des fragments chargés. Afin d'obtenir une reconstruction cinématique pertinente pour la physique, il faut pouvoir reconstruire les impulsions des fragments chargés à 10^{-3} (*RMS*) et les angles à la cible à 1 *mr* (*RMS*). Ceci nécessite de limiter les inhomogénéités dans la structure spatiale du champ de l'aimant dans la conception de l'aimant.

Les études magnétiques réalisées au DAPNIA ont permis d'aboutir au concept d'aimant dont l'assemblage des bobines supraconducteurs (*Nb - Ti*) est représenté sur la figure 5.8. Ce concept original appelle quelques remarques :

- *GLAD* est composé de deux bobines principales (les bobines supérieure et inférieure qui fournissent l'essentiel de l'intégrale de champ et de deux bobines latérales dont le rôle est à la fois d'assurer la protection magnétique de la salle d'expériences autour de l'aimant et de contribuer, à la sortie de l'aimant, à l'intégrale de champ,

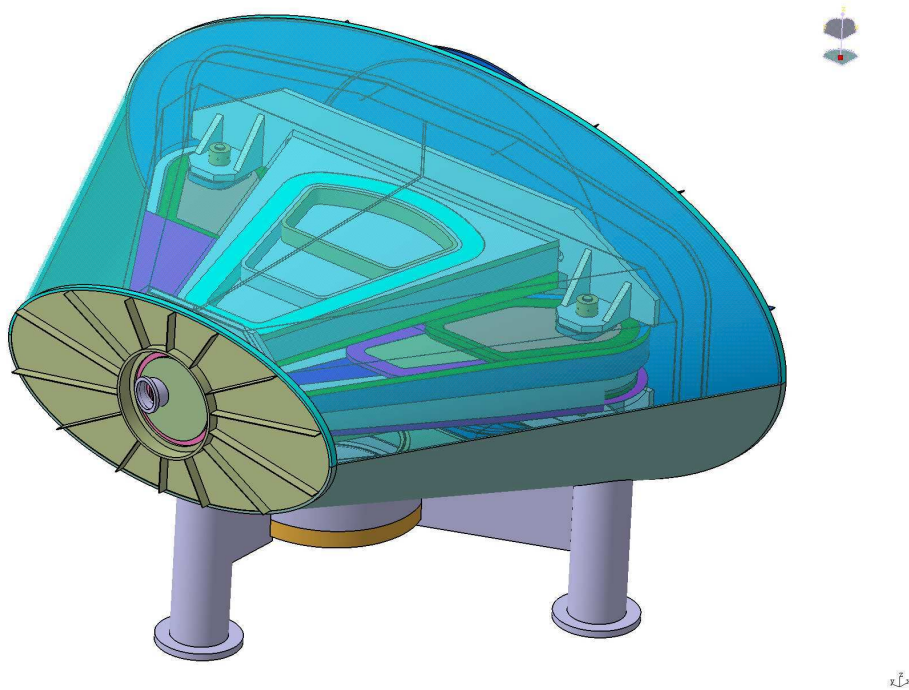


FIG. 5.9 – Vue de l'enceinte à vide extérieure de l'aimant *GLAD*. On voit, par transparence, les bobines supraconductrices à l'intérieur de l'enceinte et dans la masse froide. Les dimensions de l'aimant sont : une longueur d'environ trois mètres et une largeur en sortie d'environ quatre mètres, hors tout.

- les conducteurs supras sont inclinés par rapport à l'axe de symétrie de l'aimant (c'est à dire par rapport à ses deux plans de symétrie), ce qui permet d'augmenter l'efficacité magnétique de l'aimant en diminuant le volume magnétique nécessaire au passage des particules, ce qui, pour un pouvoir de déviation donné, permet de diminuer l'énergie stockée dans les conducteurs et donc, le coût de l'aimant,
- l'accroissement du nombre d'ampères-tours de l'entrée vers la sortie de *GLAD* permet de compenser en partie l'effet de l'inclinaison des conducteurs par rapport à l'axe de l'aimant sur le profil longitudinal du champ magnétique en diminuant le maximum de champ à l'entrée et en l'augmentant à la sortie (là où les conducteurs des bobines principales sont les plus éloignés de l'axe de l'aimant,
- l'axe de l'aimant ne se superpose pas à l'axe du faisceau et le point cible ne se trouve pas sur cet axe, ce qui s'explique par le fait qu'il faut assurer avec *GLAD* une ouverture angulaire équivalente aussi bien aux particules chargées qu'aux neutrons (non déviés). L'acceptance de cet aimant est donc forcément asymétrique par rapport au point cible.

La conception détaillée de l'aimant *GLAD* n'est pas terminée. Si la structure en forme de papillon ne changera pas, il reste plusieurs questions à éclaircir, citons-en deux.

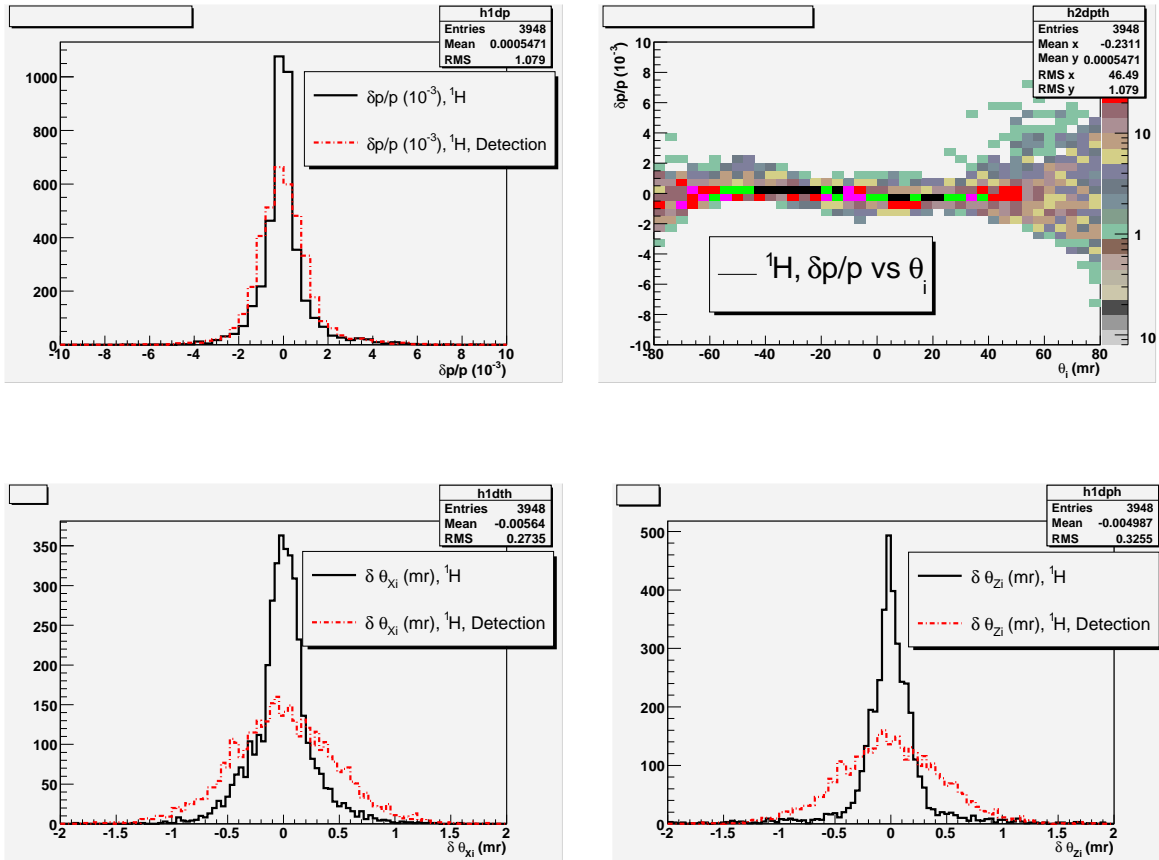


FIG. 5.10 – Reconstruction de l'impulsion des protons ($\delta p/p = (p_{fit} - p_0)/p_0$ où p_{fit} est l'impulsion reconstruite par l'inversion du transport magnétique et p_0 est l'impulsion réelle à la cible, haut, gauche) et de l'angle à la cible dans le plan dispersif de GLAD ($\delta\theta = \theta_{fit} - \theta_0$, bas, gauche) et de l'angle dans à la cible dans le plan non-dispersif ($\delta\phi = \phi_{fit} - \phi_0$, bas, droite) pour les trajectoires de protons. Les traits pleins noirs représentent les meilleures reconstructions dans le sens de l'analyse en composantes principales du programme MUDIFI. Les tiretés rouges sont calculées avec les mêmes fonctions de reconstruction que les traits pleins mais des résolutions aléatoires gaussiennes sur les mesures des angles (0,1 mr, RMS) et des positions (100 μm , RMS) sont introduites sur les variables utilisées pour la reconstruction. En haut et à droite est représentée la relation entre $\delta p/p$ et θ_i , l'angle dans le plan dispersif à la cible.

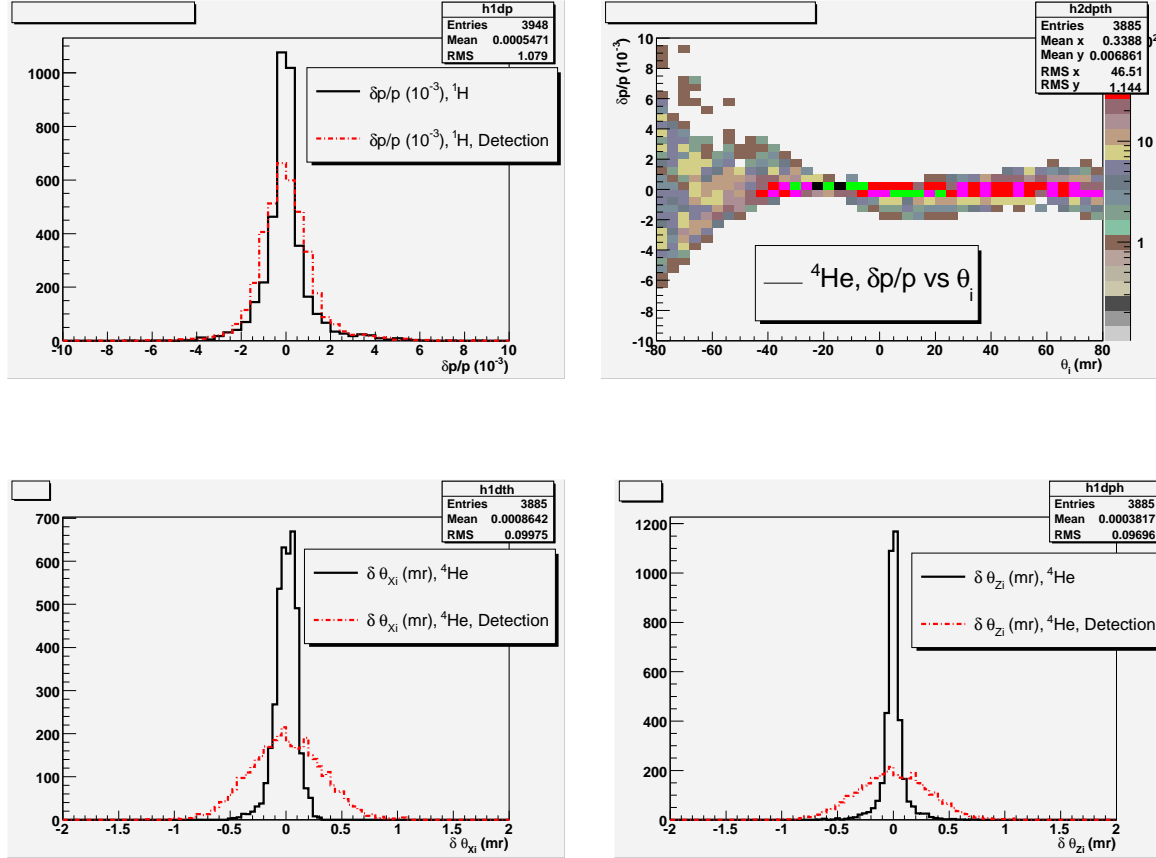


FIG. 5.11 – Reconstruction de l'impulsion des particules alphas ($\delta p/p = (p_{fit} - p_0)/p_0$ où p_{fit} est l'impulsion reconstruite par l'inversion du transport magnétique et p_0 est l'impulsion réelle à la cible, haut, gauche) et de l'angle à la cible dans le plan dispersif de GLAD ($\delta\theta = \theta_{fit} - \theta_0$, bas, gauche) et de l'angle dans à la cible dans le plan non-dispersif ($\delta\phi = \phi_{fit} - \phi_0$, bas, droite) pour les trajectoires de protons. Les traits pleins noirs représentent les meilleures reconstructions dans le sens de l'analyse en composantes principales du programme MUDIFI. Les tiretés rouges sont calculées avec les mêmes fonctions de reconstruction que les traits pleins mais des résolutions aléatoires gaussiennes sur les mesures des angles (0,1 mr, RMS) et des positions (100 μm , RMS) sont introduites sur les variables utilisées pour la reconstruction. En haut et à droite est représentée la relation entre $\delta p/p$ et θ_i , l'angle dans le plan dispersif à la cible.

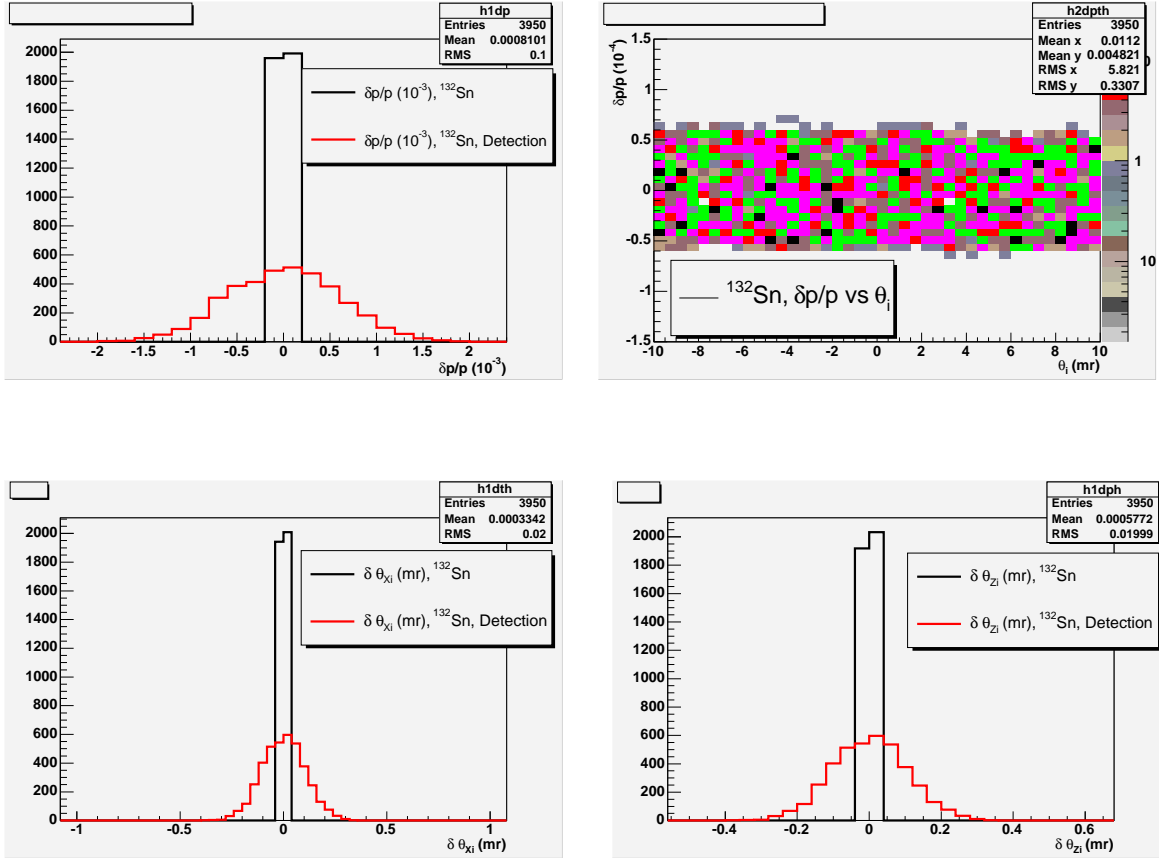


FIG. 5.12 – Reconstruction de l'impulsion des ions $^{132}\text{Sn}^{50+}$ ($\delta p/p = (p_{fit} - p_0)/p_0$ où p_{fit} est l'impulsion reconstruite par l'inversion du transport magnétique et p_0 est l'impulsion réelle à la cible, haut, gauche) et de l'angle à la cible dans le plan dispersif de GLAD ($\delta\theta = \theta_{fit} - \theta_0$, bas, gauche) et de l'angle dans à la cible dans le plan non-dispersif ($\delta\phi = \phi_{fit} - \phi_0$, bas, droite) pour les trajectoires de protons. Les traits pleins noirs représentent les meilleures reconstructions dans le sens de l'analyse en composantes principales du programme MUDIFI. Les tiretés rouges sont calculées avec les mêmes fonctions de reconstruction que les traits pleins mais des résolutions aléatoires gaussiennes sur les mesures des angles (0,1 mr, RMS) et des positions (100 μm , RMS) sont introduites sur les variables utilisées pour la reconstruction. En haut et à droite est représentée la relation entre $\delta p/p$ et θ_i , l'angle dans le plan dispersif à la cible.

Le premier objectif des études de détail est la réduction du champ maximum sur les conducteurs, actuellement de $7,5 T$ aux extrémités des bobines latérales (près de la sortie de l'aimant), là où la courbure est maximale⁴. Une réduction de la valeur de ce champ maximum permettra un fonctionnement de l'aimant avec une marge plus grande, soit en intensité de courant, soit en température d'hélium liquide. C'est pour *GLAD* d'autant plus important que les caractéristiques du système de refroidissement à l'hélium liquide qui sera utilisé, si elles sont approximativement connues (il s'agit du système central d'hélium supercritique de *FAIR*), ne sont pas totalement maîtrisées. En particulier, la longueur des amenées d'hélium liquide depuis le liquéfacteur jusqu'à l'aimant, sources de pertes de puissance de refroidissement, n'est pas connue actuellement.

Le second problème à envisager concerne la mécanique de cet aimant. Les contraintes mécaniques engendrées par le courant dans les supraconducteurs sont de l'ordre de $400 t/m$, ce qui rapproche *GLAD* de la catégorie des aimants d'accélérateur. Ces contraintes doivent être prises en compte aussi bien dans la statique de l'ensemble (en régime permanent) que dans les régimes transitoires en cas de quench induisant des forces latérales non symétriques sur la structure mécanique.

Nous avons réalisé une première étude du transport des fragments chargés dans *GLAD*. En utilisant ce transport calculé avec le code *SNAKE* [138] dans les cartes de champ magnétique produites par *OPERA - TOSCA*, nous avons paramétré la reconstruction des angles dans les plans dispersif (horizontal) et non-dispersif (vertical) de l'aimant ainsi que l'impulsion des fragments à partir des coordonnées mesurées à la sortie de l'aimant (deux positions et deux angles). Ce paramétrage a été fait dans le code *MUDIFI* [138] à partir d'une analyse en composantes principales qui permet de sélectionner les termes polynomiaux les plus importants dans les corrélations entre deux variables. Nous avons ajouté à cette inversion du transport dans *GLAD* les effets de résolution dans les détecteurs, en amont et en aval de l'aimant. Les résolutions considérées sont de $100 \mu m$ (*RMS*) sur la position et de $1 mr$ (*RMS*) sur les angles (dans chaque plan). Ces valeurs correspondent aux performances minimales visées par les systèmes de détection en cours de conception pour R^3B .

Nous avons simulé les trajectoires de quatre types de particules :

- des ions $^{132}Sn^{50+}$, couvrant une ouverture angulaire de $\pm 10 mr$ dans chaque plan (vertical et horizontal) et un intervalle en impulsion de l'ordre de $\pm 1 \%$ autour de l'impulsion centrale (rigidité magnétique $A/Z \simeq 2,64$),
- des ions $^{124}Sn^{50+}$, couvrant une ouverture angulaire de $\pm 20 mr$ dans chaque plan et un intervalle en impulsion de $\pm 6 \%$ pour simuler le parcours des fragments de fission produits au point cible devant *GLAD*.
- des alphas, couvrant une ouverture angulaire de $\pm 80 mr$ et un intervalle en impulsion de $\pm 10 \%$ autour de l'impulsion centrale (rigidité magnétique $A/Z = 2$),
- des protons, sur $\pm 80 mr$ et couvrant un intervalle en impulsion de $\pm 50 \%$ autour de l'impulsion centrale ($A/Z = 1$).

⁴À la « mise sous presse » de ce mémoire, le champ maximal sur le conducteur avait été réduit à $6,5 T$ dans les dernières études magnétiques.

Ces quatre types de particules permettent d'échantillonner trois volumes différents de champ magnétique dans l'aimant $GLAD$: la zone centrale avec les ions lourds, le volume autour de la zone centrale pour les alphas et les extrémités du volume magnétique avec les protons⁵. Les résultats de l'inversion du transport dans la carte de champ du modèle de $GLAD$ sont donnés dans la figure 5.10 pour les coordonnées dispersives des trajectoires de protons, dans la figure 5.11 pour les alphas et dans la figure 5.12 pour les ions lourds. Les résultats obtenus avec les ions $^{124}Sn^{50+}$ sont identiques à ceux obtenus avec les ions $^{132}Sn^{50+}$. Nous ne les présentons donc pas ici.

On voit sur ces trois figures que la reconstruction des variables cinématiques du plan dispersif à la cible est dans les spécifications initiales de l'aimant même en tenant compte, de manière approximative, comme nous l'avons fait, des effets de résolution dans les détecteurs. Remarquons que la reconstruction des impulsions des protons est nettement moins bonne que celles des alphas ou celles des ions lourds. Ceci n'est pas une surprise dans la mesure où les protons explorent des parties du volume magnétiques dans lesquelles les inhomogénéités sont nettement plus grandes que dans la partie centrale, là où le champ de $GLAD$ est le plus proche d'un champ dipolaire. Ajoutons que la reconstruction de l'angle dans le plan dispersif à la cible est toujours nettement meilleure que la spécification initiale ($0,1\text{ }mr$, $FWHM$).

Soulignons, comme nous le montrent les figures 5.10 - 5.12, que, hormis pour les ions $^{132}Sn^{50+}$ qui traversent le volume magnétique en son centre (la partie du volume où le champ magnétique est presque parfaitement dipolaire, le transport des particules légères présente des effets de bord importants visibles dans le graphique $\delta p/p$ en fonction de θ_i , l'angle à l'entrée de l'aimant, effets de bord qui contribuent à l'étalement de la distribution de $\delta p/p$. La différence entre alphas et protons sur ces deux figures vient du fait que les protons passent des pôles de l'aimant à la sortie de celui-ci (angle horizontal θ_i positif) alors que les alphas peuvent passer près des bobines à l'entrée de l'aimant (angle horizontal θ_i négatif).

Dans le plan non-dispersif (vertical) de l'aimant, l'inversion du transport magnétique donne des résultats dans les spécifications. Les effets de bord à la sortie de l'aimant engendrent une légère focalisation verticale des trajectoires des protons, focalisation qui n'implique pas de distortion dans la reconstruction de l'angle vertical à la cible.

5.2.3 La chambre à projection temporelle *SpallChamber*

Le développement d'un nouveau détecteur multitrace pour les expériences de spallation dans la future salle R^3B est rendu nécessaire pour deux raisons. Premièrement, les dimensions physiques du détecteur *MUSIC IV* ne conviennent pas à l'espace des phases des particules en aval de $GLAD$. Comme on peut le voir sur la figure 5.13, si l'enveloppe des particules des réactions de spallation après analyse magnétique n'a qu'une largeur, dans le plan dispersif, de $900\text{ }mm$ (pour une ouverture de l'aimant de $1200\text{ }mm$ environ), inférieure à la largeur de la partie active de *MUSIC IV*, la largeur de l'enveloppe est de $2300\text{ }mm$ après une longueur

⁵L'échantillonnage des zones de champ est d'autant plus sensible que la rigidité magnétique des particules est faible. La sensibilité de notre échantillonnage sera donc maximale dans les zones de champ où l'on s'attend a priori à avoir le plus de composantes non-dipolaires dans le champ de $GLAD$ (les zones proches des conducteurs, notamment à la sortie de l'aimant).

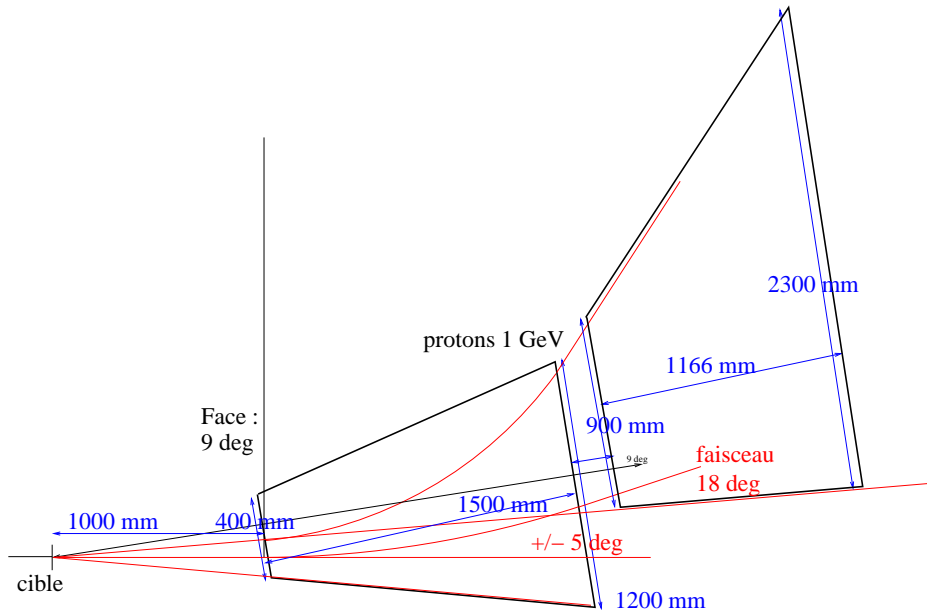


FIG. 5.13 – Dimensions caractéristiques (en mm) de la TPC SpallChamber (quadrilatère sur la droite du dessin). Le trapèze central correspond au volume actif de l'aimant dipolaire GLAD. Le faisceau arrive de la gauche sur la cible.

d'environ 1 m. D'une part, cette longueur est nécessaire pour assurer un échantillonnage en perte d'énergie des fragments chargés qui permette une distinction claire en charge des éléments légers ($Z = 1, 2, 3...$) dans le domaine d'énergie cinétique des fragments autour du GeV par nucléon⁶. D'autre part, la largeur de l'enveloppe considérée ne prend en compte que les réactions de spallation, dont les rapports p/Z (impulsion dans le laboratoire divisée par la charge) sont essentiellement inférieurs à $p/Z(\text{faisceau})$. L'enveloppe des fragments de spallation, après l'analyse magnétique de GLAD, se trouve donc essentiellement d'un seul côté par rapport à la position du faisceau (et des fragments lourds de spallation). Cette longueur de 2300 mm est donc un strict minimum, insuffisant s'il est envisagé d'utiliser ce détecteur pour les collisions d'ions lourds. La couverture totale de l'ouverture physique et angulaire à la sortie de GLAD nécessite donc un nouveau détecteur.

Dans le plan non-dispersif de GLAD, l'enveloppe des fragments fait environ 600 mm de large à la sortie de l'aimant (i.e. la dimension verticale de l'ouverture physique) et un peu plus de 800 mm après la profondeur d'échantillonnage, ce qui reste inférieur à la hauteur de la zone active de MUSIC IV (1000 mm).

⁶Dans la limite où les pertes d'énergie des fragments sont petites par rapport à leur énergie cinétique, le rapport entre la largeur de la distribution des pertes d'énergie dans la matière et la valeur la plus probable des pertes d'énergie $\Delta(\Delta E)/\Delta E_0$ est une fonction décroissante de l'épaisseur d'échantillonnage. Le calcul numérique montre que pour séparer clairement, c'est à dire à 5σ , $\Delta E_0(Z = 1)$ de $\Delta E_0(Z = 2)$, il faut au minimum une épaisseur de gaz P10 (Argon à 90 % et méthane à 10 %) d'un mètre. Les densités des gaz STP et les potentiels de création de paires électron-ion, potentiels qui gouvernent la statistique des signaux d'ionisation, variant peu d'un gaz à l'autre, cette valeur de l'épaisseur d'échantillonnage peut être considérée comme dimensionnante pour ce détecteur multitrace et, ce, indépendamment du gaz actif qui sera finalement utilisé.

La seconde raison nécessitant le développement d'un nouveau détecteur est liée au choix qui a été fait dans *MUSIC IV* de faire dériver les signaux primaires d'ionisation horizontalement, c'est à dire dans le plan dispersif de l'aimant *ALADIN*. Ce choix s'explique parfaitement en termes économiques puisqu'il permet de limiter grandement le nombre de voies d'électronique. En effet, en faisant un tel choix, on choisit aussi de diviser la collection de charge en pavés sur la plus petite dimension transverse du détecteur. Ce choix a néanmoins deux inconvénients. Le premier est qu'il fait dépendre la mesure des trajectoires des fragments dans le plan dispersif, c'est à dire des grandeurs qui permettront la reconstruction des impulsions à la cible, de la valeur absolue de la vitesse de dérive des électrons primaires. Or, l'expérience que nous avons acquise sur *MUSIC IV* avec nos collègues de *GSI* nous montre que cette vitesse peut varier faiblement mais dans des proportions qui induisent une incertitude sur les positions absolues mesurées qui n'est pas compatible avec les précisions que nous visons⁷. La seule manière de rendre indépendante la mesure des trajectoires des fragments dans le plan dispersif de la connaissance de la vitesse de dérive est d'utiliser la division de charge dans ce plan. Il faut donc, pour cela, faire dériver verticalement les signaux primaires. Une dérive verticale permettra aussi de réduire la longueur sur laquelle dérive les électrons d'ionisation. En effet, dans *MUSIC IV*, ces électrons dérivent sur 1000 mm environ alors que nous pouvons, en divisant le volume actif par deux dans le nouveau détecteur, réduire cette dérive à 400 mm. La réduction de cette dérive a pour conséquence de diminuer la taille transverse des signaux primaires sur les plans d'amplification juste devant les pavés de division de charge⁸. On diminue ainsi la taille de la zone insensibilisée dans le détecteur par le passage d'un gros fragment, zone dans laquelle le passage d'un fragment léger ne sera pas « vu » par le détecteur.

Le choix d'un détecteur gazeux de type chambre à projection temporelle (TPC) pour assurer la détection simultanée de plusieurs traces de fragments chargées en aval de *GLAD* est basé sur des critères de performances et des critères économiques. En effet, des résolutions en position de 100 μm sont couramment obtenues avec ce genre de détecteur. De plus, pour couvrir un volume de détection comme celui correspondant à l'enveloppe des trajectoires à la sortie de *GLAD*, un détecteur gazeux est nécessaire pour ne pas rendre le coût de la détection prohibitif et pour limiter le nombre de voies d'électronique. Cette TPC porte le nom de *SpallChamber*.

Les événements de spallation que devra détecter *SpallChamber* ont les caractéristiques suivantes :

⁷Une précision absolue ou une résolution de 100 μm sur la position requiert en effet, après une dérive de un mètre comme c'est le cas dans *MUSIC IV*, une précision sur la détermination absolue du temps de dérive de 10^{-4} . Si, sur un temps de dérive de 20 μs , une telle précision correspond à une précision sur la mesure du temps de 2 ns, ce qui est tout fait accessible, cela signifie aussi que la vitesse de dérive doit être connue et stabilisée à ce niveau de précision, ce qui est déjà nettement moins évident à réaliser.

⁸La taille transverse des signaux primaires est essentiellement donnée, en l'absence de champ magnétique pouvant « focaliser » ces signaux primaires, par le mouvement brownien des électrons dans le gaz. Ainsi l'extension transverse σ des signaux est-elle donnée par $\sigma = \sqrt{2DL_{drift}/\beta}$ où D est le coefficient de diffusion des électrons dans le gaz, β leur vitesse de dérive moyenne et L_{drift} la longueur de dérive des signaux. Ainsi, la réduction d'un facteur 2,5 de L_{drift} permet de réduire σ d'un facteur 1,6. Ajoutons que l'accroissement de la vitesse de dérive β permet aussi de réduire σ . Une optimisation dans le choix du gaz, dont dépend aussi le coefficient de diffusion D , sera donc nécessaire.

- un, deux ou trois fragments lourds (de charge supérieure à 10), suivant les canaux de désexcitation du préfragment (évaporation de particules légères, fission ou multifragmentation),
- une multiplicité moyenne de fragments chargés autour de 3 - 4 avec un maximum de 12 environ,
- une multiplicité moyenne de neutrons comprise autour de 15 - 20 avec un maximum autour de 35 - 40.

Suivant l'expérience que nous avons de la TPC *MUSIC IV*, un point crucial dans le développement de *SpallChamber* est l'efficacité de détection des fragments légers. Il est apparu en effet que l'efficacité de détection des fragments de charge $Z = 1$ n'est pas très bonne dans *MUSIC IV* pour des raisons non encore éclaircies. Or, il est important d'identifier ces fragments et de reconstruire leurs trajectoires efficacement dans ce détecteur multitrace car ce sont les fragments émis en plus grand nombre par les préfragments. La précision dans la reconstruction des caractéristiques des préfragments à partir des particules identifiées dépend donc grandement de l'efficacité de détection et d'identification de ces fragments.

Les caractéristiques des événements de spallation ne nécessitent pas de performances particulièrement pointues pour une TPC en termes d'occupation spatiale et temporelle. En particulier, la probabilité pour que deux particules laissent des traces parallèles et proches l'une de l'autre (cas le plus défavorable pour l'identification et la reconstruction des trajectoires) est très faible, surtout après l'analyse magnétique de *GLAD*, analyse dont la première conséquence est de disperser les trajectoires dans le référentiel du laboratoire. Ceci implique en particulier que la taille transverse des collecteurs de signal (les *pads*) peut être de l'ordre du centimètre. La dimension des *pads* est une variable importante de ce projet dans la mesure où, pour une taille donnée de volume actif de détection, le nombre de voies d'électronique, qui constitue le principal coût d'un tel détecteur, en dépend entièrement. La relative faiblesse des multiplicités de fragments par événement a aussi pour conséquence que la lecture des signaux d'ionisation peut être assurée par des flash-ADCS avec une fréquence d'échantillonnage relativement conventionnelle, quelques dizaines de *MHz* comme dans *MUSIC IV*.

Notons que la distribution spatiale des trajectoires dans *SpallChamber* n'est pas homogène pour des raisons évidentes. Nous travaillons actuellement sur une simulation numérique de cette distribution spatiale avec des événements de spallation afin d'en déterminer les propriétés : la distribution spatiale des fragments en fonction de leur taille, la distance minimale entre deux trajectoires (positions et angles dans les deux plans), la fréquence d'occurrence d'événements ayant deux trajectoires dans un voisinage en fonction de la dimension de ce voisinage etc. . .

La problématique principale de la conception de *SpallChamber* est d'assurer la détection efficace et la reconstruction des trajectoires de fragments dont les charges sont comprises entre $Z = 1$ et $Z = 92$. L'ionisation du gaz du volume actif dépendant essentiellement de Z^2 dans le domaine d'énergie cinétique des expériences de R^3B , la capacité de *SpallChamber* à détecter aussi bien les protons que les noyaux d'uranium se traduit par la nécessité de mesurer avec une résolution de l'ordre de l'unité des amplitudes de signaux sur une dynamique de 1 : 10000 environ. C'est aussi ce qui fait l'originalité de ce projet. Pour assurer le codage d'une telle dynamique avec la résolution souhaitée, il faut soit utiliser des ADC codant sur 15 bits, soit

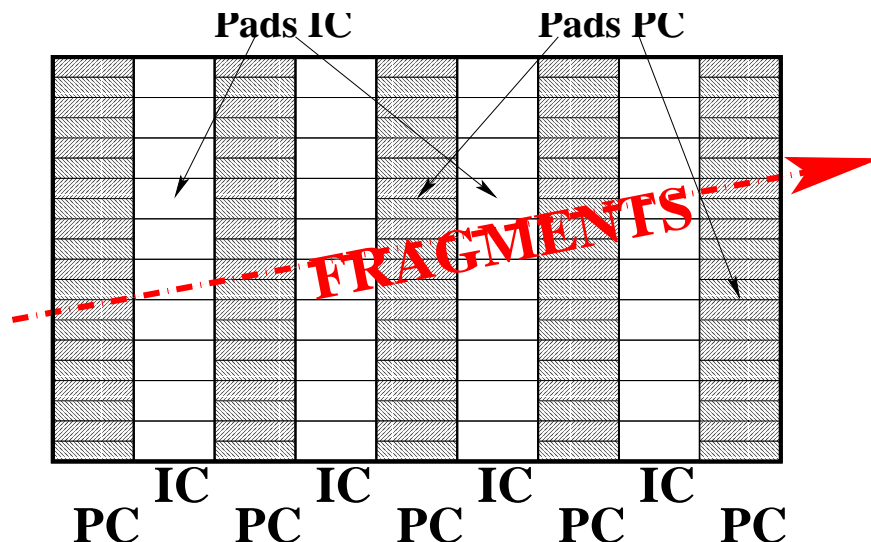


FIG. 5.14 – Schéma de principe de l'échantillonnage des trajectoires dans SpallChamber. Les compteurs proportionnels « PC » sont équipés d'une forte amplification pour détecter efficacement les fragments légers alors que les chambres d'ionisation « IC » sont utilisées avec peu d'amplification du signal primaire pour la détection des fragments lourds.

concevoir le détecteur avec deux types de collection d'amplification des signaux primaires collectés, l'un pour les petites charges ($Z < 10$) avec un grand gain d'amplification et l'autre pour les fragments lourds ($Z \geq 10$) équipé d'un faible gain d'amplification. Au vu de la difficulté technologique et du prix élevé que constituent la conception et la fabrication d'ADC codant sur 15 bits, nous avons retenue la solution de double échantillonnage telle que présentée sur la figure 5.14.

Il est prévu deux types de plans d'échantillonnage de l'ionisation du gaz actif par les particules chargées comme le montre la figure 5.14. Le schéma d'échantillonnage proposé sur cette figure comprend cinq plans de « compteurs proportionnels » (« PC » sur cette figure), qui seront utilisés pour la trajectographie des fragments légers (typiquement $Z \leq 10$) et seront munis d'une forte amplification du signal primaire, et quatre plans de « chambres d'ionisation » (« IC » dans la figure 5.14), avec une faible amplification et qui détecteront les fragments lourds. Le nombre de plans de compteurs proportionnels et de chambres d'ionisation est basé sur l'expérience que nous avons acquise avec *MUSIC IV*. Nous avons vu avec ce détecteur que, compte tenu des diverses sources de pertes d'efficacité à envisager⁹, une efficacité de détection par plan de l'ordre de 80 % n'est pas à rejeter a priori pour les fragments de charge $Z = 1$ & 2. De plus, afin de diminuer le plus possible le nombre de trajectoires créées soit par des δ -rays soit par des signaux de bruit mais identifiés comme signaux physiques par l'électronique de lecture des collecteurs de charge, il est nécessaire d'exiger, pour la reconstruction des trajectoires, au moins trois signaux alignés dans le détecteur. Un petit calcul de combinatoire montre alors que

⁹Parmi ces différentes sources d'inefficacité, citons l'inefficacité intrinsèque de détection liée à l'étalement des pertes d'énergie des fragments chargés, le bruit de l'électronique, l'analyse imparfaite du signal généré par les flash-ADCs.

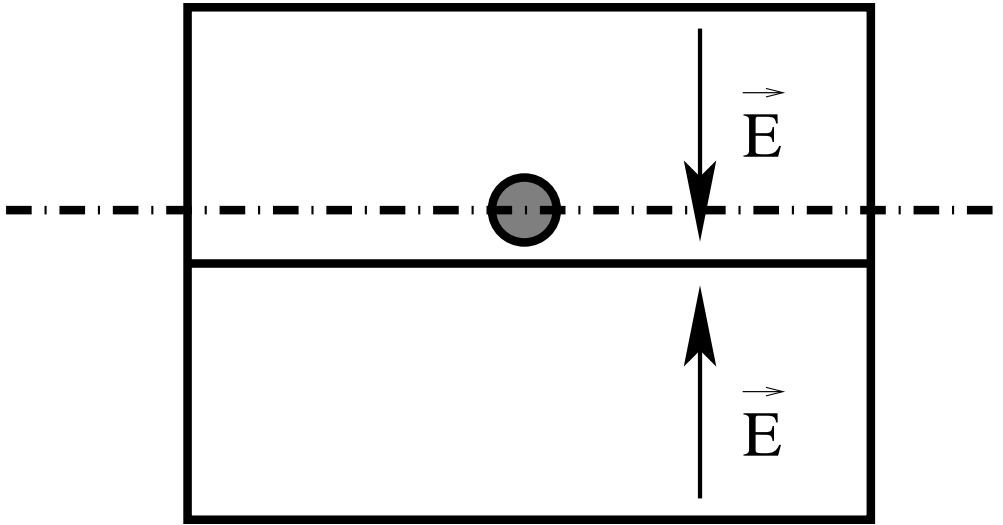


FIG. 5.15 – Coupe transversale schématique de *SpallChamber*. Le volume actif est divisé en deux parties et la cathode centrale est légèrement décalée par rapport à la hauteur de passage du faisceau et des fragments lourds (le cercle plein).

pour aboutir à une efficacité de détection et de reconstruction des trajectoires proche de 100 % même si l'efficacité individuelle est de l'ordre de 80 %, il faut au moins cinq plans de détection. Dans *MUSIC IV*, les fragments de la taille des ions de lithium sont détectés avec une efficacité proche de 100 %. On peut donc limiter le nombre de plans de chambres d'ionisation à quatre. Remarquons enfin que pour ces plans, la taille transverse des collecteurs de charge pourra être supérieure à celle des collecteurs de charge des plans de compteurs proportionnels. En effet, les multiplicités de fragments lourds sont moindres, en moyenne, que celles des fragments légers. Aussi le nombre de traces à reconstruire avec les plans de chambres d'ionisation sera-t-il en moyenne inférieur. On peut penser ainsi diminuer le nombre de voies de lecture électronique. Un rapport de deux entre la taille des pads des chambres d'ionisation et la taille des pads des compteurs proportionnels est tout à fait envisageable.

En utilisant une telle géométrie d'échantillonnage de l'ionisation des trajectoires, nous tirons avantage du fait que ces trajectoires ont une direction privilégiée correspondant, en gros, à l'axe de symétrie de l'aimant dipolaire. La présence d'une telle direction privilégiée que suivent de plus ou moins près toutes les particules à détecter dans la TPC est une autre particularité de ce détecteur, par rapport à d'autres TPC, notamment celles utilisées dans les expériences de collisionneurs en physique des très hautes énergies [122].

La figure 5.15 présente une coupe transversale de principe de *SpallChamber*. Le volume actif est divisé en deux parties de hauteurs égales afin de limiter la longueur de dérive du signal primaire et de réduire ainsi la taille transverse des signaux sur les collecteurs de charge. Remarquons que le plan médian de *SpallChamber* est décalé par rapport à la hauteur du passage des projectiles du faisceau et des fragments lourds de spallation (qui passent approximativement au même endroit dans le volume actif du détecteur). Une telle géométrie, inspirée de celle de *MUSIC IV*, présente l'avantage de protéger la moitié du volume actif de la TPC du

bruit généré par le passage des ions lourds (essentiellement des δ -rays et des γ). Ainsi dans la moitié inférieure de la TPC ne passeront que des fragments de fission et des fragments relativement légers. De plus, le passage des particules les plus ionisantes près de la cathode permettra de collecter relativement rapidement les ions positifs créés par l'ionisation du gaz actif. Ceci présente l'avantage de limiter les effets de charge d'espace engendrés par ces ions positifs de mobilité très réduites par rapport aux électrons.

Nous avons choisi la technologie *MicroMégas* pour l'amplification des signaux primaires. Cette technologie fonctionne sur la base de microgrilles placées devant les collecteurs de charge [135]. Les microgrilles possèdent des trous de quelques dizaines de μm de diamètre et se trouvent à une distance de 50 - 100 μm des collecteurs de charge comme cela est présenté sur la figure 5.16. L'amplification du signal a lieu sur la microgrille, aux endroits où les lignes de champ convergent. Outre son coût relativement faible, cette technique est maintenant relativement aisée à mettre en œuvre pour de grandes surfaces de détection. Elles présentent aussi l'avantage d'être naturellement robuste au retour des ions positifs, de faible mobilité, dans le volume actif du gaz, la proportion de ces ions créés sur les sites d'amplification du signal primaire qui dérivent vers le volume actif étant égale au rapport des champs électrostatiques :

$$\frac{N_{Vol}}{N_{Tot}} = \frac{E_{Ampli}}{E_{Drift}} \quad (5.4)$$

où N_{Vol} est le nombre d'ions positifs qui dérivent vers le volume actif du détecteur, N_{Tot} est le nombre d'ions positifs créés sur les sites d'amplification, E_{Ampli} est la valeur du champ électrostatique d'amplification (champ électrique entre la microgrille et les collecteurs de pads) et E_{Drift} est le champ de dérive des signaux primaires. Typiquement, on a :

$$E_{Drift} \simeq 160 \text{ V/cm} \quad (5.5)$$

$$E_{Ampli} \simeq 64000 \text{ V/cm} \quad (5.6)$$

$$N_{Vol}/N_{Tot} \simeq 2 \cdot 10^{-3} \quad (5.7)$$

Nous construisons actuellement un prototype de TPC à base de *MicroMégas*. L'un des objectifs que nous devons avoir pour les tests en faisceau que nous envisageons pour ce prototype est de mesurer si cette protection « naturelle » des *MicroMégas* contre le retour des ions positifs vers le volume actif du détecteur est suffisante, sachant que cette TPC sera traversée par des particules très ionisantes.

Un autre avantage de *MicroMégas* est que la proximité entre la microgrille et les collecteurs de pads fait qu'il est possible de déterminer directement avec les signaux sur les pads le temps de dérive.

Le planning actuel de ce projet est de « livrer » le détecteur pour la physique en 2011. Notre premier objectif, au sein de la collaboration R^3B , est de trouver des collaborateurs pour la construction de ce détecteur qui peut servir à différents programmes de physique, avec les faisceaux stables comme avec les faisceaux radioactifs.

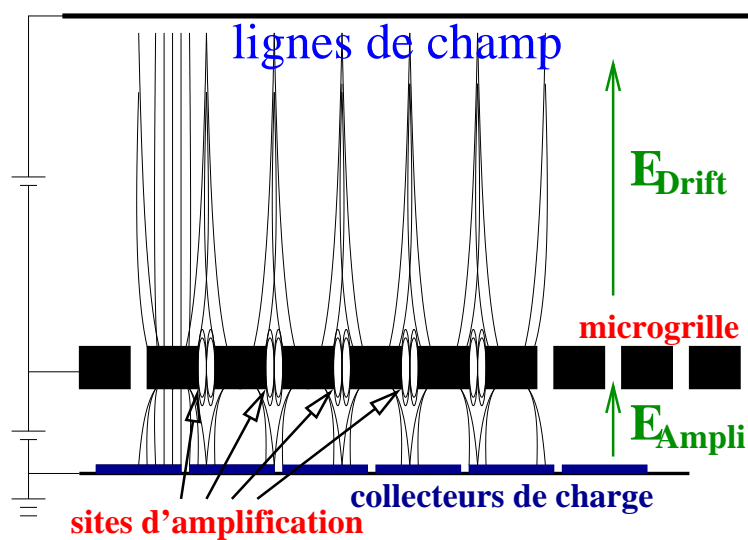


FIG. 5.16 – Schéma de principe de l'amplification MicroMégas . Les dimensions typiques de cette microgrille sont : entre 50 et 100 μm entre la microgrille et les collecteurs de charge et des trous dans la microgrille d'environ 30 μm de diamètre.

Chapitre 6

Conclusion

La spallation, entendue comme la réaction d'un hadron de quelques centaines de MeV à quelques GeV , peut être décrite par des modèles relativement simplifiés de réactions d'ions lourds dans ce domaine en énergie. L'étude de la spallation se trouve à un point de rencontre entre la physique nucléaire fondamentale et la physique nucléaire appliquée, les applications de la spallation étant nombreuses.

De part cette position géographique particulière dans le paysage de la physique nucléaire, l'étude de la spallation suit en parallèle deux objectifs :

- la compréhension détaillée des mécanismes de la réaction,
- la conception de générateurs d'événements de spallation prédictifs, basés sur des modèles de physique et de précision contrôlée et comprise.

Dans ce cadre thématique, nous avons construit une collaboration européenne, *SPALADIN*, nom qui désigne aussi bien la collaboration que le dispositif expérimental que nous avons mis au point et utilisé en nous basant sur trois motivations :

- le principe de la cinématique inverse, le faisceau lourd étant dirigé sur une cible de protons (hydrogène liquide, dans notre expérience), ceci afin, d'une part, de « filtrer » hors du dispositif de détection la plus grande partie des particules de haute énergie dans le centre de masse (essentiellement des particules émises lors de la phase d'excitation du système, pendant les premiers instants de la réaction) pour ne conserver dans la détection que les particules et fragments lourds de faible énergie cinétique dans le centre de masse qui sont, pour l'essentiel, des particules et des fragments issus de la phase de désexcitation, et pour pouvoir en mesurer les sections efficaces de production sans effet de seuil dans la détection ;
- le principe général en physique nucléaire d'une plus grande sensibilité des observables des mesures en coïncidence aux détails des mécanismes de réaction ;
- les questions particulières à la spallation et qui sont apparues dans l'analyse des mesures des sections efficaces isotopiques et des distributions des vitesses longitudinales de recul dans le repère au repos du projectile dans les réactions de spallation sur l'installation *FRS* de *GSI*, concernant notamment la production de fragments de masse intermédiaire et l'apparition éventuelle de la multifragmentation dans la réaction $^{56}Fe + p$ à $1 GeV$ par nucléon.

SPALADIN est un dispositif qui associe la détection des particules chargées, lourdes et légères, à une détection efficace des neutrons de désexcitation. Ce programme a démarré au cours de l'année 1999. Les données de physique sur la réaction $^{56}\text{Fe} + p$ ont été prises en 2004 et sont encore en cours d'analyse. Cette première expérience avec *SPALADIN* avait un caractère exploratoire évident et nous avons tenté, dans ce mémoire, d'en tirer tous les enseignements pour nos futures expériences.

Nous avons également présenté une étude de la sensibilité du dispositif *SPALADIN* aux prédictions théoriques, étude basée sur l'outil *GEANT IV* et sur les prédictions de cinq modèles théoriques : deux modèles de cascade intranucléaire, *INCL4* et *ISABEL* et trois modèles de désexcitation, *ABLA*, *GEMINI* et *SMM*. Cette étude a été menée en suivant trois axes :

- la dépendance de la reconstruction des caractéristiques du préfragment, par des bilans de masse, de charge et d'énergie, événement par événement, en fonction du code de désexcitation,
- la sensibilité des caractéristiques du préfragment, reconstruites avec les particules détectées, aux prédictions des modèles de cascade intranucléaire,
- la sensibilité des observables aux prédictions des modèles de désexcitation.

Notre étude montre que la dépendance de la reconstruction des caractéristiques du préfragment selon le code de désexcitation est faible, si ce n'est pour les événements de faible énergie d'excitation qui sont en nombre nettement moins grand s'ils sont calculés avec *GEMINI* que s'ils sont calculés avec les deux autres codes. Cette faible dépendance signifie que l'acceptance de détection de notre dispositif est suffisamment grande pour la physique que nous voulons faire d'une part et que, d'autre part, les critères de déclenchement de l'acquisition des détecteurs (le « trigger ») sont suffisamment larges pour mesurer de manière homogène les événements dans l'espace des phases des états finaux de la réaction $^{56}\text{Fe} + p$. Elle nous permet ainsi d'étudier l'évolution des largeurs partielles de désexcitation en fonction de l'énergie d'excitation du préfragment. Pour les événements de faible excitation, statistiquement très nombreux, nous entendons de toutes les manières les analyser uniquement à partir du « trigger » faisceau qui ne comporte aucun biais géométrique ou d'efficacité.

Nous avons confirmé l'étude que nous avons faite pour la proposition d'expérience en 1999 - 2000 : les caractéristiques du préfragment telles qu'elles sont reconstruites à partir des particules détectées dans le dispositif sont sensibles aux différences dans les prédictions des codes de cascade intranucléaire. Nous pourrions donc bien travailler, sur les données, en effectuant des coupures sur les caractéristiques du préfragment reconstruites et étudier ainsi l'importance relative des différents canaux de désexcitation en fonction de l'énergie d'excitation du préfragment.

Nous avons proposé deux manières d'analyser les données de *SPALADIN*, correspondant à deux objectifs distincts :

1) la première manière procède d'une démarche de validation des modèles existants, elle est donc plus liée à l'objectif de mettre sur pied des générateurs d'événements de spallation pour les simulations globales des cibles de spallation à partir des modèles existants. Il s'agit de comparer les données avec les modèles sur un certain nombre d'observables expérimentales (par exemple, les multiplicités de neutrons détectés ou les sections efficaces de production de

fragments) à partir de la sélection d'un ensemble de préfragments reconstruits. Nous avons effectivement proposé de telles variables pour des prédictions *a priori* des modèles. Dans la comparaison entre les données et les modèles, il sera nécessaire, dans un premier temps, de s'assurer de la sensibilité des observables sélectionnées aux différents paramètres des modèles, densités d'états quantiques, barrières coulombiennes etc... et de choisir en conséquence les plus sensibles. Il nous faut insister ici sur le fait que la sélection que nous pouvons opérer sur les caractéristiques du préfragment rend cette étude indépendante de la modélisation de la phase de cascade. De ce point de vue, il est essentiel que nous disposions d'une systématique de mesures en coïncidence sur différents noyaux, des légers aux plus lourds. Ajoutons enfin que la masse des observables d'une expérience comme *SPALADIN* est très grande et que cette analyse de sensibilité fait intervenir des calculs relativement lourds. Il faudra donc travailler, dans un premier temps, à l'automatisation de ces calculs et de cette analyse.

2) La deuxième manière d'analyser les données est beaucoup plus orientée vers une compréhension plus fondamentale des mécanismes de désexcitation et de leur importance relative dans la spallation. Pour les événements possédant au moins deux fragments lourds ou de masse intermédiaire dans l'état final, nous avons proposé quelques variables, notamment cinématiques, en montrant que même si la reconstruction de l'impulsion par inversion du transport magnétique de l'aimant *ALADIN* ne possède pas une résolution très fine ($\delta p/p \simeq 10^{-2}$), celle-ci est suffisante pour pouvoir reconstruire des variables cinématiques pertinentes dans le centre de masse de la réaction, variables qui montrent une *certaine sensibilité* aux prédictions théoriques. Nous n'avons pas pu analyser cette sensibilité faute de connaître dans le détail les modèles *GEMINI* et *SMM*. L'objectif de cette analyse fine est de savoir si le mécanisme de cassure binaire asymétrique permet une description fine des données, même pour les hautes excitations, ou s'il est nécessaire d'y ajouter de la multifragmentation. Nous suivons en cela tout à fait l'affirmation de L.G. Moretto et G.J. Wozniack [55] : il faut envisager des effets plus exotiques sur la différence entre les données et les modèles quand les mécanismes de réaction connus ont échoué à expliquer les données¹. Contrairement à l'article de P. Napolitani *et al.* [17] dont la démarche a parfaitement suivi cette affirmation à partir du modèle de cascade et de pré-équilibre de [34] et des modèles de désexcitation *GEMINI* [91] et *SMM* [41], la sélection que nous effectuons sur le préfragment devrait nous mettre à l'abri d'une dépendance dans les modèles de pré-équilibre. La reconstruction de ces variables cinématiques dans le centre de masse de la réaction devrait être intéressante pour l'expérience **S254** d'étude de la multifragmentation dans les collisions d'ions lourds en fonction de l'isospin du projectile.

D'un point de vue expérimental, l'utilisation du déclenchement de l'acquisition des données avec le détecteur *LAND* et avec le mur de temps de vol *ToF*, ce dernier étant particulièrement important pour les mesures sur les noyaux de petite masse, semble très adaptée aux mesures, aussi complètes que possible, que nous entendons mener avec ce dispositif. Pour la compréhension détaillée du mécanisme de réaction qui nécessite des mesures précises avec

¹Notons tout de même que la notion d'exotisme dans les mécanismes de réaction dépend beaucoup de l'auteur auquel on se réfère. Ainsi, si pour Moretto et Wozniack, la multifragmentation est exotique, la fission asymétrique semble assez exotique à A. Botvina, comme il a pu nous en faire part dans un courriel adressé, entre autres, à quelques membres du groupe spallation du SPhN!

une grande statistique aux hautes énergies d'excitation du préfragment dont l'intégrale ne représente que quelques pourcents de la section efficace totale, ce type de déclenchement permet une sélection particulière de ces collisions les plus violentes, par un simple réglage en multiplicité des signaux mesurés par *LAND*.

Les premières mesures réalisées avec le dispositif *SPALADIN* et que nous avons présentées dans ce mémoire sont en bon accord avec nos données des expériences de production des résidus de spallation de *FRS* [15, 16] en ce qui concerne les sections efficaces isotopiques et les écart-types (RMS) des distributions de vitesse de recul des résidus de spallation dans le référentiel au repos du projectile. Les valeurs moyennes de ces distributions de vitesse présentent, elles, un écart systématique avec les mesures de *FRS* et avec les prédictions du modèle *INCL4 + GEMINI*.

Les données en coïncidence présentées dans ce mémoire concernent la corrélation entre les multiplicités moyennes de différents fragments et la variable Z_{bound} , introduite par le groupe *ALADIN* et entendue comme une mesure, indépendante des canaux de désexcitation, de l'énergie d'excitation du préfragment ainsi que les événements qui contiennent dans l'état final au moins deux IMF (c'est à dire deux fragments de charge au moins trois). Pour ces deux ensembles d'observables, la comparaison entre nos données et les modèles théoriques favorisent de manière non-ambigüe le code de désexcitation *GEMINI* si, dans celui-ci, l'émission des *Li* ($Z = 3$) et des *Be* ($Z = 4$) est décrite par un mécanisme d'évaporation dans le formalisme de Hauser-Feshbach. De plus, nos données font apparaître que l'émission de fragments de masse intermédiaire dans la réaction $^{56}\text{Fe} + p$ est principalement le fait d'une émission binaire, éventuellement séquentielle quand plusieurs de ces fragments sont présents dans l'état final. Cette conclusion est en accord avec les mesures de production de fragments de masse intermédiaire en cinématique directe $\bar{p} + A$ et $p + A$ réalisées avec le détecteur *NESSI*, mesures qui concluent, elles aussi à l'émission binaire séquentielle comme principal mécanisme de production de ces fragments.

Nos données n'excluent pas la présence de production simultanée de fragments dans le mécanisme de la réaction. Elles y sont relativement peu sensibles, ne serait-ce que parce que les canaux de production de plusieurs IMF ou de deux IMF et d'au moins un alpha représentent moins de 2 % de la section efficace totale. L'essentiel des canaux de décroissance du préfragment dans la réaction $^{56}\text{Fe} + p$ à 1 GeV par nucléon est constitué d'états finaux comprenant deux IMF (de charge $Z \geq 3$). Pour aller plus avant et essayer de trouver l'apparition de production simultanée de plusieurs fragments, il faut, d'une part, augmenter sensiblement la statistique de notre mesure et, d'autre part, nous intéresser à la reconstruction de la cinématique au point de réaction, événement par événement.

Les perspectives et suites à donner au programme *SPALADIN* sont variées et relativement nombreuses. Il s'agit, dans un premier temps, de mener l'analyse détaillée des données de l'expérience $^{56}\text{Fe} + p$, dans les deux directions tracées ci-dessus. Pour mener à bien cette analyse, il me faudra bien poser ma « blouse blanche » de physicien expérimentateur pour l'ordinateur du modélisateur, même si je résiste beaucoup ! La seconde direction de travail est la préparation et le déroulement des expériences **S304** et **S293** avec le dispositif *SPALADIN*, simplifié, dans la « Cave C » de *GSI*. L'objectif de l'expérience **S304** est de mesurer en

coïncidence la spallation sur deux systèmes, $^{28}\text{Si} + p$ et $^{136}\text{Xe} + p$. Le premier système, léger, favorise la désexcitation par émission de particules chargées alors que le second, plus lourd, favorise plutôt la décroissance par émission de neutrons. Étudier ces deux systèmes est donc très complémentaire de la mesure sur le système $^{56}\text{Fe} + p$. Le but de l'expérience **S293** est d'étudier la fission du préfragment excité en fonction du paramètre de fissilité du noyau. La mesure en coïncidence permettra de reconstruire l'énergie d'excitation du préfragment *avant* la fission et de caractériser ainsi le système fissionnant. La couverture relativement complète de l'espace des phases final dans notre dispositif et grâce à la cinématique inverse nous permettra de déterminer l'importance de la fission ternaire dans ces réactions.

Enfin, le troisième axe de travail est la préparation de l'avenir plus lointain et des expériences de spallation auprès de l'installation R^3B . Si cet avenir semble plus éloigné, il nécessite néanmoins un travail immédiat, que ce soit sur le futur détecteur multitrace, de type TPC, chambre à projection temporelle, dont nous aurons besoin pour les expériences ou que ce soit pour la construction de l'aimant *GLAD* dont Saclay a la charge.

L'objectif principal du groupe spallation avec l'installation R^3B est la mesure en coïncidence et en cinématique inverse des réactions $^{208}\text{Pb} + p$ et $^{238}\text{U} + p$ à 1 GeV par nucléon d'énergie incidente. Ces deux mesures nous permettront de progresser grandement dans la compréhension des mécanismes de la spallation dans cette région en énergie. Nous bénéficierons, avec R^3B , non seulement des performances de notre détecteur multitrace mais aussi d'une mesure de temps de vol de haute résolution pour la détermination de la masse des fragments produits dans les réactions et de la possibilité d'utiliser, en coïncidence, des détecteurs placés autour de la cible et qui nous permettront d'améliorer les bilans de masse, de charge et d'énergie des réactions de spallation dans le but ultime de déterminer une valeur absolue, événement par événement, de l'énergie d'excitation du préfragment.

Les caractéristiques des détecteurs en cours d'étude dans notre groupe comme au sein de l'ensemble de la collaboration R^3B nous permettent d'envisager une programme de physique beaucoup plus large que l'étude de la spallation des noyaux lourds. On peut citer, par exemple, l'étude précise de la production d'IMF dans la spallation et dans les collisions noyau - noyau par une comparaison, dans le dispositif R^3B , de deux réactions : $A + p$ et $A + ^{12}\text{C}$ à 1 GeV par nucléon dans le centre de masse avec $A \sim 50^2$. Pour cette étude, il faudra étendre les observables expérimentales aux variables cinématiques reconstruites au point de réaction qui sont plus sensibles, d'après la bibliographie, au temps caractéristique de production des IMF. Une autre direction de recherche dans laquelle le groupe spallation du SPhN, dont je fais partie, regarde est de tirer partie de la bonne couverture de l'espace des phases finales des réactions d'ions lourds en cinématique inverse pour étudier de manière fine et précise la fission des noyaux lourds exotiques dans le champ coulombien d'un noyau lourd (typiquement ^{208}Pb). Il s'agit, là, d'un domaine de physique assez différent de la spallation, avec notamment des énergies d'excitation du noyau excité relativement faibles.

Ce mémoire d'habilitation a pour titre une question : « la spallation en cinématique inverse : pourquoi faire une mesure en coïncidence ? » J'ai apporté deux réponses à cette question. La

²Un faisceau de ^{56}Fe ferait très bien l'affaire !

première réponse est une réponse de principe : de par l'effet d'entraînement du centre de masse de la réaction, qui, dans la réaction de la spallation $A + p$ et pour des noyaux suffisamment lourds, se confond pratiquement avec le référentiel au repos du projectile, il est possible de détecter sans effet de seuil les fragments de faible énergie dans le centre de masse et, ce, d'autant mieux que dans ce domaine en énergie, la détection des fragments est d'autant plus efficace que leur charge est élevée, ce qui favorise les fragments lourds dans la détection. De plus, l'utilisation de la cinématique inverse permet d'effectuer une sélection cinématique des particules émises vers l'avant dans la réaction, les particules de cascade, de plus grande énergie cinétique, en moyenne, dans le centre de masse, étant émise à faible énergie et à de grands angles dans le référentiel du laboratoire, alors que les particules de faible énergie cinétique dans le centre de masse, qui sont pour l'essentiel des particules issues de la phase de désexcitation, sont émises vers l'avant et avec une vitesse proche de celle du faisceau dans le laboratoire.

Dans le principe, une mesure en coïncidence et en cinématique inverse permet alors, avec cette grande efficacité de détection, de reconstruire les caractéristiques du préfragment issu de la phase de cascade intranucléaire. Cette reconstruction permet d'étudier de façon indépendante de tout modèle de désexcitation et avec un filtre expérimental simple, la désexcitation du préfragment en fonction, en particulier, de son énergie d'excitation. La reconstruction des distributions des préfragments nous donne ainsi des observables essentiellement sensibles aux modèles de cascade intranucléaire. L'étude de la décroissance des préfragments reconstruits nous fournit, quant à elle, des observables essentiellement liées aux mécanismes de désexcitation, indépendamment de la façon dont les préfragments ont été formés et nous permet d'étudier ces observables en fonction de l'énergie d'excitation du préfragment.

La seconde réponse que je me suis efforcé d'apporter à cette question est une réponse quantitative. Avec l'aide d'un modèle numérique du dispositif expérimental *SPALADIN*, j'ai pu en effet déterminer que le filtre cinématique associé au dispositif expérimental fonctionne bien et mettre en évidence des observables qui permettent une *certaine sélection* des préfragments en fonction de leur énergie d'excitation et, ce, indépendamment des modèles de désexcitation. Avec une sélection sur ces observables, j'ai pu montrer que d'autres observables n'étaient alors plus sensibles qu'aux mécanismes de désexcitation.

Les premières données obtenues avec *SPALADIN* sur la réaction $^{56}\text{Fe} + p$ à 1 GeV par nucléon et que j'ai présentées dans ce mémoire confirme l'intérêt de la mesure en coïncidence et en cinématique inverse et la bonne adaptation de l'installation *SPALADIN* pour cela, même si, comme nous l'avons vu, des progrès restent à réaliser, notamment au niveau de la détection des protons, deutons et tritons. Ces premières données nous permettent beaucoup d'espoir pour l'avenir.

Table des figures

2.1	<i>Évolution au cours de la cascade intranucléaire de l'énergie d'excitation moyenne par nucléon, sa dérivée par rapport au temps, l'énergie cinétique moyenne des particules éjectées et l'asymétrie des impulsions des participants à la cascade telles qu'on peut les calculer avec le modèle de cascade intranucléaire INCL4 [48]. On remarque qu'au delà de 70 fm/c environ (temps indiqué par une flèche dans les quatre figures) ces grandeurs varient beaucoup moins vite.</i>	21
2.2	<i>Haut : les sections efficaces de production des fragments de spallation en fonction de la charge des éléments pour cinq valeurs de l'énergie de faisceau, 0,3, 0,5, 0,75, 1 & 1,5 A.GeV. Bas : sections efficaces isotopiques de neuf éléments produits au cours de la réaction $^{56}\text{Fe} + p$ à 1 A.GeV d'énergie cinétique. Les données (points) sont comparés dans ici à deux calculs : INCL4 + GEMINI (trait plein et bleu) & INCL4 + ABLA (tirets rouges).</i>	35
2.3	<i>Distributions des vitesses longitudinales de quatre fragments de masse intermédiaire, ^6Li, ^{10}B, ^{11}C et ^{12}C, dans le centre de masse du projectile initial, mesurées à 1 A.GeV [17].</i>	37
3.1	<i>Dispositif expérimental SPALADIN . Les fragments lourds sont détectés en amont d'ALADIN (chambres à dérive, MUSIC et RICH) et en aval dans MUSIC IV . Les fragments légers chargés sont détectés dans MUSIC IV et dans ToF (HODOSCOPE) et les neutrons dans LAND</i>	44
3.2	<i>Dispositif expérimental SPALADIN vu de l'amont de l'aimant. Le tube faisceau arrive de la droite sur la cible d'hydrogène (indiquée sur la photo par le panneau « H_2 »).</i>	46
3.3	<i>Détecteurs pour la trajectographie des fragments lourds en amont de l'aimant ALADIN et cible d'hydrogène liquide du dispositif SPALADIN</i>	47
3.4	<i>Vue de côté du détecteur MUSIC IV . On voit sur la droite le détecteur LAND (en noir).</i>	48

3.5	<i>Mesure de la vitesse des projectiles du faisceau, cible pleine et cible vide (haut). La résolution de cette mesure est d'environ $7 \cdot 10^{-4}$. Remarquons que l'acceptance du synchrotron SIS18 est inférieure à 10^{-3}. Milieu : distribution de vitesses des fragments de Mn ($Z = 25$), bas : distribution des vitesses des ions Ar ($Z = 18$). On remarque que les collisions nucléaires élargissent grandement ces distributions par rapport à la résolution de la mesure.</i>	49
3.6	<i>Distributions isotopiques des fragments manganèse (gauche) et de titane (droite) telles que reconstruites dans SPALADIN.</i>	51
3.7	<i>Spectres en masse reconstruit à partir de l'identification en charge dans ToF et MUSIC IV et de la mesure du temps de vol des fragments avec le ToF pour les fragments de charge unité. L'étalonnage du ToF est encore préliminaire.</i>	52
3.8	<i>Dessin de la nouvelle cible d'hydrogène liquide avec son support. La réserve de gaz et le piston de régulation de pression ne sont pas présentés sur ce dessin.</i>	58
3.9	<i>Vue de principe du dispositif de déclenchement à base de scintillateurs initialement proposé pour être placé en amont de l'aimant ALADIN dont on voit la plaque de garde et le collimateur sur la droite. Ce dispositif est ici constitué de douze scintillateurs plastiques et placés sur un cylindre de rayon interne 100 mm correspondant au diamètre du collimateur de l'aimant.</i>	59
3.10	<i>Distributions d'énergie d'excitation des préfragments pour les événements transportés par la simulation GEANT IV du dispositif de l'expérience S304 $^{28}\text{Si} + p$ (gauche) et $^{136}\text{Xe} + p$ (droite) : totale (trait plein, noir), sélectionnés par le trigger LAND (tirets rouges) et sélectionnés par le dispositif de déclenchement (« TRIG ») disposé à l'entrée de l'aimant ALADIN (courbe en tirets et points bleus).</i>	60
3.11	<i>Distribution de l'énergie d'excitation E^* des événements détectés dans les dispositifs S248 et S293 pour différentes valeurs de la multiplicité de neutrons détectés dans LAND . Haut : $^{28}\text{Si} + p$; centre : $^{56}\text{Fe} + p$; bas : $^{136}\text{Xe} + p$ (à 1 A.GeV d'énergie cinétique). Les valeurs des domaines en multiplicité de neutrons détectés sont indiquées sur les histogrammes. Pour le système $^{28}\text{Si} + p$, nous avons superposé deux autres sélections portant sur la multiplicité de particules légères, comprenant donc les particules chargées (courbes bleue et violette).</i>	61
3.12	<i>Sections efficaces isotopiques $\sigma(A, Z)$ pour quatre éléments : P, Ar, Ti & Mn mesurées dans l'expériences SPALADIN et comparées aux données de FRS [15, 16].</i>	62
3.13	<i>Valeurs moyennes des distributions de vitesse de recul des résidus de spallation dans le centre de masse du projectile en fonction de la masse A des résidus, déterminées dans SPALADIN et comparées aux données de FRS [15] et aux prédictions de INCL4 + GEMINI</i>	63
3.14	<i>Écart-type des distributions de vitesse de recul des résidus de spallation dans le centre de masse du projectile en fonction de la masse A des résidus, déterminées dans SPALADIN et comparées aux données de FRS [15] et aux prédictions de INCL4 + GEMINI</i>	64

- 3.15 *Distribution des sections efficaces en fonction de la charge des fragments mesurée avec SPALADIN. Les carrés représentent les sections efficaces par élément. Les triangles représentent les sections efficaces $\sigma(Z)$ des états finaux dans lesquels le résidu de charge Z est le résidu le plus lourd.* 65
- 3.16 *À gauche : dépendance de la section efficace en fonction de la multiplicité de neutrons et de particules de charge supérieure strictement à l'unité pour quatre codes de désexcitation, GEMINI, SMM, ABLA & GEM couplés au code de cascade INCL4. À droite : les données de SPALADIN (ronds noirs) concernant la multiplicité des neutrons et des particules de charge supérieure à un sont comparées aux prédictions de ces quatre codes filtrées par le modèle numérique du dispositif expérimental GEANT IV détaillé dans le chapitre suivant.* 66
- 3.17 *À gauche : corrélation entre la multiplicité des neutrons détectés dans LAND et l'énergie d'excitation du préfragment. Au centre : corrélation entre la multiplicité de particules chargées (de charge supérieure ou égale à deux) et l'énergie d'excitation. À droite : corrélation entre la somme des deux multiplicités précédentes et l'énergie d'excitation. Les calculs ont été effectués avec la simulation GEANT IV de SPALADIN avec des événements de spallation générés avec les codes INCL4 pour la cascade et GEMINI pour la désexcitation.)* 67
- 3.18 *Corrélation entre la variable Z_{bound} (voir sa définition dans le texte) et les multiplicités moyennes : 1) neutrons (en haut, à gauche); 2) He ($Z = 2$, en haut, à droite); 3) Li ($Z = 3$, au centre, à gauche); 4) Be ($Z = 4$, au centre, à droite); 5) B ($Z = 5$, en bas, à gauche); 6) pour les fragments de charge $Z > 5$ (en bas, à droite). Les données de SPALADIN (carrés noirs) sont comparées aux prédictions de GEMINI, de SMM, de ABLA, de GEM et de GEMINI avec l'émission des Li et des Be par évaporation calculée dans le formalisme de Hauser-Feshbach (« GEMINI + HF »). Ces prédictions théoriques ont été filtrées par le modèle numérique GEANT IV de SPALADIN* 68
- 3.19 *Distribution de la section efficace mesurée avec SPALADIN (axe Z , gradué linéairement en mb) des événements comprenant au moins deux IMF (voir dans le texte pour la définition des IMF) en fonction de Z_1 , charge du plus gros fragment (abscisse) et de Z_2 , charge du second plus gros fragment (ordonnée). Les pointillés indiquent, pour le repère de l'œil, la droite $Z_1 = Z_2$* 69
- 3.20 *Distributions de la section efficace mesurée avec SPALADIN (axe Z , gradué linéairement en mb) des événements comprenant au moins deux IMF (voir dans le texte pour la définition des IMF) en fonction de Z_1 , charge du plus gros fragment (abscisse) et de Z_2 , charge du second plus gros fragment (ordonnée) pour quatre intervalles de multiplicité des neutrons et des He ($Z = 2$) : 1) $M_n + M(Z = 2) \in [0; 2[$ (en haut, à gauche); 2) $M_n + M(Z = 2) \in [2; 4[$ (en haut, à droite); 3) $M_n + M(Z = 2) \in [4; 6[$ (en bas, à gauche); 4) $M_n + M(Z = 2) \in [6; 10[$ (en bas, à droite). Les pointillés indiquent, pour le repère de l'œil, la droite $Z_1 = Z_2$* 71

- 3.21 *Distributions de la section efficace mesurée avec SPALADIN (axe Y, gradué linéairement en mb) des événements comprenant au moins deux IMF (voir dans le texte pour la définition des IMF) en fonction de $Z_1 - Z_2$, où Z_1 est la charge du plus gros fragment et Z_2 la charge du second plus gros fragment, pour trois intervalles de multiplicité des neutrons et des He ($Z = 2$) : 1) $M_n + M(Z = 2) \in [1; 3[$ (à gauche); 2) $M_n + M(Z = 2) \in [3; 5[$ (au centre); 3) $M_n + M(Z = 2) \in [5; 7[$ (à droite). Les données de SPALADIN (carrés noirs) sont comparées aux prédictions de GEMINI, SMM, GEM et GEMINI avec l'émission de Li et de Be par évaporation Hauser-Feschbach (« GEMINI + HF »). 72*
- 3.22 *Distributions de la section efficace mesurée avec SPALADIN (axe Y, gradué linéairement en mb) des événements comprenant au moins deux IMF (voir dans le texte pour la définition des IMF) en fonction de $Z_1 + Z_2$, où Z_1 est la charge du plus gros fragment et Z_2 la charge du second plus gros fragment, pour trois intervalles de multiplicité des neutrons et des He ($Z = 2$) : 1) $M_n + M(Z = 2) \in [1; 3[$ (à gauche); 2) $M_n + M(Z = 2) \in [3; 5[$ (au centre); 3) $M_n + M(Z = 2) \in [5; 7[$ (à droite). Les données de SPALADIN (carrés noirs) sont comparées aux prédictions de GEMINI, SMM, GEM et GEMINI avec l'émission de Li et de Be par évaporation Hauser-Feschbach (« GEMINI + HF »). 72*
- 4.1 *Énergies d'excitation E^* données par INCL4 pour les événements transportés par GEANT IV et « acceptées par le trigger » dans SPALADIN 74*
- 4.2 *Reconstruction des masses ($A_{Rec}(Pref)$) et charges ($Z_{Rec}(Pref)$) des préfragments à partir des bilans en masse (i.e. en nombre baryonique) et en charge des particules détectées. Les deux graphes du haut correspondent aux bilans totaux alors que les deux histogrammes du bas ne prennent en compte que les fragments de charge au moins deux et les neutrons. 75*
- 4.3 *Énergies d'excitation E_{Rec}^* reconstruites par bilan d'énergie sur les particules « détectées » dans SPALADIN. Graphe du haut : tous les fragments détectés sont pris en compte. Graphe du bas : seuls les neutrons et les fragments chargés « détectés » de charge au moins deux sont pris en compte. 76*
- 4.4 *Multiplicités de particules « détectées » dans SPALADIN (LAND + ToF) telles que les calcule GEANT IV 77*
- 4.5 *Spectres en énergie d'excitation pour les événements transportés par GEANT IV. En noir, trait plein : calcul effectué avec le modèle INCL4 de cascade. En rouge et tireté : calcul avec le modèle ISABEL de cascade intranucléaire. En bleu et pointillés - tirets : BERTINI pour la cascade. À gauche : énergie d'excitation calculée par les modèles; au milieu : énergie d'excitation reconstruite avec les particules « détectées » en incluant les particules de charge unitaire. À droite : énergie d'excitation reconstruite à partir des particules « détectées » de charge au moins deux pour les fragments chargés. 78*

- 4.6 *Masse (A) et charge (Z) du préfragment des événements transportés par GEANT IV. Trait noir et plein : INCL4 pour la cascade ; tirets rouges : ISABEL ; tirets et pointillés bleus : BERTINI. En haut : A et Z calculées par les modèles de cascade. Au centre : A et Z reconstruites par bilans de masse et de charge sur toutes les particules « détectées ». En bas : A et Z reconstruites par bilan sur les particules « détectées » de charge au moins 2 pour les fragments chargés. 80*
- 4.7 *Corrélations entre la charge ($Z(\text{Pref})$) du préfragment des événements transportés par GEANT IV et la charge $Z_{\text{Rec}}(\text{Pref})$ qu'on reconstruit par bilan de charge, événement par événement, avec les particules détectés dans le dispositif SPALADIN. À gauche : bilan total des charges ; à droite : bilan des charges supérieures ou égales à 2. 81*
- 4.8 *Différence entre la charge ($Z(\text{Pref})$) du préfragment des événements transportés par GEANT IV et la charge $Z_{\text{Rec}}(\text{Pref})$ qu'on reconstruit par bilan de charge, événement par événement, avec les particules détectés dans le dispositif SPALADIN. À gauche : bilan total des charges ; à droite : bilan des charges supérieures ou égales à 2. 82*
- 4.9 *Haut : corrélation entre l'énergie d'excitation E^* et $Z(\text{Pref})$, la charge du préfragment issu de la cascade intranucléaire. Bas : corrélations entre $Z(\text{Pref})$ donnée par le modèle de cascade et Z_{MAX} , la plus grosse charge détectée dans chaque événement. 83*
- 4.10 *Haut : corrélation entre l'énergie d'excitation E^* et Z_{MAX} , la plus grosse charge détectée dans chaque événement. Bas : corrélation entre E^* et $\text{Mult}(lpc + n)$, la multiplicité de particules légères chargées et de neutrons détectées dans le dispositif. À droite : SMM, à gauche : GEMINI. 84*
- 4.11 *Haut : corrélation entre l'énergie d'excitation E^* et l'asymétrie de charge $(Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$ des deux fragments de plus grosse charge Bas : corrélation entre E^* et $Z_1 + Z_2$, la somme des deux plus grosses charges détectées dans le dispositif événement par événement. Les événements ont été sélectionnés par la présence de deux fragments au moins de charge au moins deux dans les détecteurs. À droite : SMM, à gauche : GEMINI. 85*
- 4.12 *Distributions de l'énergie d'excitation des préfragments pour quatre intervalles en Z_{MAX} indiqués sur la figure pour trois codes de désexcitation. 86*
- 4.13 *Distributions de l'énergie d'excitation des préfragments pour quatre intervalles en $\text{Mult}(lpc + n)$ (multiplicité de particules légères chargées, lcp, et de neutrons) indiqués sur la figure pour trois codes de désexcitation. 87*
- 4.14 *Distributions de l'énergie d'excitation des préfragments pour quatre intervalles en $\text{Mult}(lpc + n)$ (multiplicité de particules légères chargées, lcp, et de neutrons) indiqués sur la figure pour trois codes de désexcitation avec la condition supplémentaire $Z(lcp) \geq 2$ 88*

4.15	<i>Haut : distributions de probabilité de production des fragments (IMF et résidus lourds) en fonction de A et de Z. Milieu : distributions de multiplicités de neutrons et d'hydrogènes détectés. Bas : distributions de multiplicités d'héliums et d'IMF et de résidus lourds. Les événements ont été sélectionnés par : $Z_{Rec}(Pref) \in [25, 30]$.</i>	89
4.16	<i>Haut : distributions de probabilité de production des fragments (IMF et résidus lourds) en fonction de A et de Z. Milieu : distributions de multiplicités de neutrons et d'hydrogènes détectés. Bas : distributions de multiplicités d'héliums et d'IMF et de résidus lourds. Les événements ont été sélectionnés par : $Z_{Rec}(Pref) \in [22, 24]$.</i>	90
4.17	<i>Haut : distributions de probabilité de production des fragments (IMF et résidus lourds) en fonction de A et de Z. Milieu : distributions de multiplicités de neutrons et d'hydrogènes détectés. Bas : distributions de multiplicités d'héliums et d'IMF et de résidus lourds. Les événements ont été sélectionnés par : $Z_{Rec}(Pref) \in [17, 21]$.</i>	91
4.18	<i>Haut : distributions de probabilité de production des fragments (IMF et résidus lourds) en fonction de A et de Z. Milieu : distributions de multiplicités de neutrons et d'hydrogènes détectés. Bas : distributions de multiplicités d'héliums et d'IMF et de résidus lourds. Les événements ont été sélectionnés par : $Z_{Rec}(Pref) \in [0, 16]$.</i>	92
4.19	<i>Haut : distributions de probabilité de production des fragments (IMF et résidus lourds) en fonction de A et de Z. Milieu : distributions de multiplicités de neutrons et d'hydrogènes détectés. Bas : distributions de multiplicités d'héliums et d'IMF et de résidus lourds. Les événements ont été sélectionnés par : $Z_{Rec}(Pref) \in [0, 16]$.</i>	93
4.20	<i>Haut : distributions de probabilité de production des fragments (IMF et résidus lourds) en fonction de A et de Z. Milieu : distributions de multiplicités de neutrons et d'hydrogènes détectés. Bas : distributions de multiplicités d'héliums et d'IMF et de résidus lourds. Les événements ont été sélectionnés par : $Z_{Rec}(Pref) \in [0, 16]$.</i>	95
4.21	<i>Distributions des différences $Z_1 - Z_2$ (Z_1, charge du fragment le plus lourd de l'événement, Z_2, charge du second fragment le plus lourd) pour trois intervalles en Z_{MAX} de l'état final.</i>	97
4.22	<i>Distributions des sommes $Z_1 + Z_2$ (Z_1, charge du fragment le plus lourd de l'événement, Z_2, charge du second fragment le plus lourd) pour trois intervalles en Z_{MAX} de l'état final.</i>	97
4.23	<i>Distributions de l'asymétrie de charge $(Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$ (Z_1, charge du fragment le plus lourd de l'événement, Z_2, charge du second fragment le plus lourd) pour trois intervalles en Z_{MAX} de l'état final.</i>	98
4.24	<i>Distributions de la vitesse longitudinale relative entre les deux fragments les plus lourds $V_{long}(Z_1) - V_{long}(Z_2)$ pour trois intervalles en Z_{MAX} de l'état final.</i>	98

4.25	<i>Distributions de l'énergie cinétique totale portée dans le centre de masse de la réaction par les IMF et les résidus lourds pour trois intervalles en Z_{MAX} de l'état final.</i>	99
4.26	<i>Distributions de de la vitesse longitudinale dans le centre de masse de la réaction des fragments de C ($Z = 6$) pour trois intervalles en Z_{MAX} de l'état final. . . .</i>	99
4.27	<i>Distributions de de la vitesse longitudinale dans le centre de masse de la réaction des fragments de B ($Z = 5$) pour trois intervalles en Z_{MAX} de l'état final. . . .</i>	100
5.1	<i>Comparaison des distributions de quatre variables caractérisant l'excitation et la déexcitation des trois systèmes $^{28}\text{Si} + p$ (trait plein noir), $^{56}\text{Fe} + p$ (tirets rouges) et $^{136}\text{Xe} + p$ (pointillés et tirets bleus) à 1 GeV par nucléon. En haut à gauche : énergie d'excitation du préfragment par nucléon; en haut à droite : $X_{Heavy} = \sum_{i \in \{IMF, HR\}} Z(i)/Z(Pref)$; en bas à gauche : $X_{H,He} = \sum_{i \in \{H, He\}} Z(i)/Z(Pref)$; en bas à droite : $X_n = mult(n)/N(Pref)$.</i>	103
5.2	<i>Distribution de l'énergie d'excitation du préfragment calculée (en haut à gauche) et caractéristiques du préfragment reconstruite avec les particules détectées dans le dispositif SPALADIN pour la réaction $^{28}\text{Si} + p$ à 1 GeV par nucléon.</i>	105
5.3	<i>Distribution de l'énergie d'excitation et et de la charge du préfragment reconstruites avec les particules détectées dans le dispositif SPALADIN pour la réaction $^{136}\text{Xe} + p$ à 1 GeV par nucléon.</i>	106
5.4	<i>Distribution des multiplicités de fragments de masse intermédiaire pour la réaction $^{28}\text{Si} + p$ à 1 GeV par nucléon en fonction de l'énergie d'excitation (sélectionnée par la multiplicité totale de particules détectées).</i>	107
5.5	<i>Distribution de l'asymétrie de charge $(Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$ des fragments de masse intermédiaire pour la réaction $^{28}\text{Si} + p$ à 1 GeV par nucléon en fonction de l'énergie d'excitation (sélectionnée par la multiplicité totale de particules détectées).</i>	108
5.6	<i>Sections efficaces partielles de fission (gauche) et largeur des distributions de charge des fragments de fission (droite) en fonction de la somme des deux fragments de fission $Z_1 + Z_2$ pour la réaction $^{238}\text{U} + \text{CH}_2$ à 1 GeV par nucléon. Les courbes sont des modèles théoriques. Les courbes en tirets épais et en tirets fins ont été obtenues respectivement en appliquant le modèle de l'état transitoire de Bohr - Wheeler et la solution stationnaire du modèle de Kramer avec $\beta = 6 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$. Les courbes en traits pleins, en pointillés et en tirets-pointillés sont prédites par des calculs introduisant une dépendance de la largeur partielle de fission $\Gamma_f(t)$ en fonction du temps avec respectivement $\beta = 2 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$, $\beta = 0.5 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$ et $\beta = 5 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$. La grande décroissance de la courbe en tirets-pointillés est liée à des fluctuations statistiques du calcul.</i>	109

- 5.7 *Corrélation entre la valeur moyenne de la somme des charges $Z_1 + Z_2$ des deux fragments de fission et l'énergie d'excitation E^* à l'issue de la cascade intranucléaire telle que prédite par deux modèles de cascade, INCL4 (rouges) et ISABEL (bleus) pour deux énergies cinétiques de proton dans le centre de masse, 500 MeV (ronds) et 1000 MeV (triangles) dans la réaction $^{208}\text{Pb} + p$. Les calculs de désexcitation ont été réalisés avec le modèle ABLA. 110*
- 5.8 *Schéma des quatre bobines supraconductrices qui constituent l'aimant de grande acceptance GLAD. Les dimensions typiques de cet aimant sont données par la longueur des deux bobines principales, environ 2 m et par l'ouverture physique à la sortie, 0,8 m en vertical et 1,2 m en horizontal. 111*
- 5.9 *Vue de l'enceinte à vide extérieure de l'aimant GLAD. On voit, par transparence, les bobines supraconductrices à l'intérieur de l'enceinte et dans la masse froide. Les dimensions de l'aimant sont : une longueur d'environ trois mètres et une largeur en sortie d'environ quatre mètres, hors tout. 114*
- 5.10 *Reconstruction de l'impulsion des protons ($\delta p/p = (p_{fit} - p_0)/p_0$ où p_{fit} est l'impulsion reconstruite par l'inversion du transport magnétique et p_0 est l'impulsion réelle à la cible, haut, gauche) et de l'angle à la cible dans le plan dispersif de GLAD ($\delta\theta = \theta_{fit} - \theta_0$, bas, gauche) et de l'angle dans à la cible dans le plan non-dispersif ($\delta\phi = \phi_{fit} - \phi_0$, bas, droite) pour les trajectoires de protons. Les traits pleins noirs représentent les meilleures reconstructions dans le sens de l'analyse en composantes principales du programme MUDIFI. Les tiretés rouges sont calculées avec les mêmes fonctions de reconstruction que les traits pleins mais des résolutions aléatoires gaussiennes sur les mesures des angles (0,1 mr, RMS) et des positions (100 μm , RMS) sont introduites sur les variables utilisées pour la reconstruction. En haut et à droite est représentée la relation entre $\delta p/p$ et θ_i , l'angle dans le plan dispersif à la cible. 115*
- 5.11 *Reconstruction de l'impulsion des particules alphas ($\delta p/p = (p_{fit} - p_0)/p_0$ où p_{fit} est l'impulsion reconstruite par l'inversion du transport magnétique et p_0 est l'impulsion réelle à la cible, haut, gauche) et de l'angle à la cible dans le plan dispersif de GLAD ($\delta\theta = \theta_{fit} - \theta_0$, bas, gauche) et de l'angle dans à la cible dans le plan non-dispersif ($\delta\phi = \phi_{fit} - \phi_0$, bas, droite) pour les trajectoires de protons. Les traits pleins noirs représentent les meilleures reconstructions dans le sens de l'analyse en composantes principales du programme MUDIFI. Les tiretés rouges sont calculées avec les mêmes fonctions de reconstruction que les traits pleins mais des résolutions aléatoires gaussiennes sur les mesures des angles (0,1 mr, RMS) et des positions (100 μm , RMS) sont introduites sur les variables utilisées pour la reconstruction. En haut et à droite est représentée la relation entre $\delta p/p$ et θ_i , l'angle dans le plan dispersif à la cible. 116*

- 5.12 *Reconstruction de l'impulsion des ions $^{132}\text{Sn}^{50+}$ ($\delta p/p = (p_{fit} - p_0)/p_0$ où p_{fit} est l'impulsion reconstruite par l'inversion du transport magnétique et p_0 est l'impulsion réelle à la cible, haut, gauche) et de l'angle à la cible dans le plan dispersif de GLAD ($\delta\theta = \theta_{fit} - \theta_0$, bas, gauche) et de l'angle dans à la cible dans le plan non-dispersif ($\delta\phi = \phi_{fit} - \phi_0$, bas, droite) pour les trajectoires de protons. Les traits pleins noirs représentent les meilleures reconstructions dans le sens de l'analyse en composantes principales du programme MUDIFI. Les tiretés rouges sont calculées avec les mêmes fonctions de reconstruction que les traits pleins mais des résolutions aléatoires gaussiennes sur les mesures des angles (0,1 mr, RMS) et des positions (100 μm , RMS) sont introduites sur les variables utilisées pour la reconstruction. En haut et à droite est représentée la relation entre $\delta p/p$ et θ_i , l'angle dans le plan dispersif à la cible. 117*
- 5.13 *Dimensions caractéristiques (en mm) de la TPC SpallChamber (quadrilatère sur la droite du dessin). Le trapèze central correspond au volume actif de l'aimant dipolaire GLAD. Le faisceau arrive de la gauche sur la cible. 120*
- 5.14 *Schéma de principe de l'échantillonnage des trajectoires dans SpallChamber . Les compteurs proportionnels « PC » sont équipés d'une forte amplification pour détecter efficacement les fragments légers alors que les chambres d'ionisation » « IC » sont utilisées avec peu d'amplification du signal primaire pour la détection des fragments lourds. 123*
- 5.15 *Coupe transversale schématique de SpallChamber . Le volume actif est divisé en deux parties et la cathode centrale est légèrement décalée par rapport à la hauteur de passage du faisceau et des fragments lourds (le cercle plein). . . . 124*
- 5.16 *Schéma de principe de l'amplification MicroMégas . Les dimensions typiques de cette microgrille sont : entre 50 et 100 μm entre la microgrille et les collecteurs de charge et des trous dans la microgrille d'environ 30 μm de diamètre. . . . 126*

Bibliographie

- [1] Par exemple, lire dans W.G. Lynch, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **37**, 493 (1987)
- [2] « Électronucléaire : une présentation par des physiciens », J.M. Cavedon *et al.*, DSM-CEA (1999) ; « Le nucléaire expliqué par des physiciens », B. Bonin *et al.*, éditeur P. Bonche, EDP Sciences (2002)
- [3] W. Wlaziło *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5736 (2000)
- [4] J. Benlliure *et al.*, *Nucl. Phys. A* **683**, 513 (2001)
- [5] F. Rejmund *et al.*, *Nucl. Phys. A* **683**, 540 (2001)
- [6] T. Enqvist *et al.*, *Nucl. Phys. A* **686**, 481 (2001)
- [7] J. Benlliure *et al.*, *Nucl. Phys. A* **700**, 469 (2002)
- [8] T. Enqvist *et al.*, *Nucl. Phys. A* **703**, 435 (2002)
- [9] J. Taieb *et al.*, *Nucl. Phys. A* **724**, 413 (2003)
- [10] M. Bernas *et al.*, *Nucl. Phys. A* **725**, 435 (2003)
- [11] E. Casarejos *et al.*, *Phys. At. Nuclei* **66**, 1413 (2003)
- [12] B. Fernandez-Dominguez, thèse de doctorat, université de Caen (2003)
- [13] B. Fernandez-Dominguez *et al.*, *Nucl. Phys. A* **747**, 227 (2005)
- [14] M.V. Ricciardi *et al.*, *Nucl. Phys. A* **733**, 299 (2004)
- [15] C. Villagrasa-Cantón, thèse de doctorat, université de Paris XI - Orsay (2003), C. Villagrasa-Cantón *et al.* à paraître
- [16] C. Villagrasa-Cantón *et al.*, to be published in the proceedings of the International Conference on Nuclear Data, Santa-Fe, USA (2004)
- [17] P. Napolitani *et al.*, *Phys. Rev. C* **70**, 054607 (2004)
- [18] EUROTRANS : EUROpean Research Programme for the TRANSmutation of High Level Nuclear Waste in an Accelerator Driven System, Contract no : FI6W-CT-2004-516520 (2004)
- [19] P. Napolitani, thèse de doctorat, université Paris XI - Orsay (2004)
- [20] F. Goldenbaum *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1230 (1996)
- [21] J. Cugnon et J. Vandermeulen, *Ann. Phys. Fr.* **14**, 49 (1989)
- [22] A. Lafriakh, thèse de doctorat, université de Paris XI - Orsay, décembre 2005

- [23] E. Le Gentil, thèse de doctorat en cours à l'université d'Evry
- [24] M. Böhmer, thèse de doctorat en cours à l'université technologique de Munich, Garching (Allemagne)
- [25] C. Mahaux & R. Sartor, *Adv. Nucl. Phys.* **20**, 1 (1991)
- [26] H. Bethe, *Rev. Modern. Phys.* **9**, 108 (1937), *Phys. Rev.* **57**, 1125 (1940), H. Bethe & G. Placzek, *Phys. Rev.* **51**, 450 (1937)
- [27] N. Bohr, *Nature* **137**, 344 (1936)
- [28] R. Serber, *Phys. Rev.* **72**, 1008 & 1014 (1947)
- [29] J.J. Griffin, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 478 (1966)
- [30] M. Blann, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1357 (1968), *Phys. Rev. Lett.* **27**, 337 (1971) & *Phys. Rev. Lett.* **27**, 700 (1971)
- [31] G.D. Harp, J.M. Miller & B.J. Berne, *Phys. Rev.* **165**, 1166 (1968)
- [32] G.D. Harp & J.M. Miller, *Phys. Rev. C* **3**, 1847 (1971)
- [33] C. Kalbach, *Phys. Rev. C* **23**, 112 (1981), *Phys. Rev. C* **23**, 124 (1981), *Phys. Rev. C* **24**, 819 (1981)
- [34] K.K. Gudima, S.G. Mashnik & V.D. Toneev, *Nucl. Phys. A* **401**, 329 (1983)
- [35] L. van Hove, *Physica* **15**, 951 (1949)
- [36] T. Ericson, *Advances Phys.* **9**, 423 (1960)
- [37] V. Blideanu *et al.*, *Phys. Rev. C* **70**, 014607 (2004)
- [38] A. Guertin *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **23**, 49 (2005)
- [39] J. Cugnon & P. Henrotte, *Eur. Phys. J. A* **16**, 393 (2003)
- [40] K.K. Gudima *et al.*, *Nucl. Phys. A* **401**, 329 (1983)
- [41] J.P. Bondorf *et al.*, *Phys. Rep.* **257**, 133 (1995) et les références concernant le modèle *SMM* et citées dans cet article de revue
- [42] The Review of Particle Physics, The Particle Data Group, *Phys. Lett. B* **592**, 1 (2004)
- [43] E. Suraud, C. Grégoire & B. Tamain, *Prog. Part. Nucl. Science* **23**, 357 (1989)
- [44] P. Bonche, S. Levit & H. Vautherin, *Nucl. Phys. A* **428**, 95 (1984)
- [45] D.K. Scott in *Frontiers in Nuclear Dynamics*, Eds. R.A. Broglia & C.H. Dasso (1985)
- [46] D.R. Dean & U. Mosel, *Z. Phys. A* **322**, 547 (1985)
- [47] H. Delagrange *et al.*, *Z. Phys. A* **323**, 437 (1986)
- [48] A. Boudard, J. Cugnon, S. Leray and C. Volant, *Phys. Rev. C* **66**, 044615 (2002); J. Cugnon, *Phys. Rev. C* **22**, 1885 (1980)
- [49] H.W. Bertini, *Phys. Rev.* **131**, 1801 (1963) *Phys. Rev.* **162**, 976 (1967); *Phys. Rev.* **188**, 1711 (1969); *Phys. Rev. C* **6**, 631 (1971)
- [50] X. Ledoux *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4412 (1999)
- [51] N. Metropolis, *Phys. Rev.* **110**, 185 (1958)

- [52] K. Chen, *Phys. Rev.* **176**, 1208 (1968) ; *Phys. Rev. C* **6**, 2234 (1971)
- [53] Y. Yariv & Z. Fraenkel, *Phys. Rev. C* **20**, 2227 (1979) ; *Phys. Rev. C* **24**, 488 (1981)
- [54] H. Duarte, *Model of inelastic reactions for spallation*, ADTTA Conference, Prague, Czech Republic (2001)
- [55] L.G. Moretto & G.J. Wozniak, *Nucl. Phys. A* **488**, 337c (1988) ; L.G. Moretto, M. Ashworth & G.J. Wozniak, « *XXVIth International Winter Meeting in Nuclear Physics* », Bormio, 1988, p. 109
- [56] A.M. Poskanzer, G.W. Butler & E.K. Hyde, *Phys. Rev. C* **3**, 882 (1971), E.K. Hyde, G.W. Butler & A.M. Poskanzer, *Phys. Rev. C* **4**, 1759 (1971)
- [57] G.D. Westfall *et al.*, *Phys. Rev. C* **17**, 1368 (1978)
- [58] R.G. Korteling *et al.*, *Phys. Rev. C* **41**, 2571 (1990)
- [59] A. Fokin *et al.*, *Phys. Rev. C* **60**, 024601 (1999)
- [60] U. Jahnke *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4959 (1999)
- [61] M. Enke *et al.*, *Nucl. Phys. A* **657**, 317 (1999)
- [62] A. Letourneau, thèse de doctorat de l'université de Caen - Basse Normandie (2000)
- [63] L. Pienkowski *et al.*, *Phys. Lett. B* **472**, 15 (2000)
- [64] A. Letourneau *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods B* **170**, 299 (2000)
- [65] T. von Egidy *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **8**, 197 (2000)
- [66] B. Lott *et al.*, *Phys. Rev. C* **63**, 1 (2001)
- [67] A. Letourneau *et al.*, *Nucl. Phys. A* **712**, 133 (2002)
- [68] C.M. Herbach *et al.*, *Nucl. Phys. A* **765**, 426 (2006)
- [69] V.F. Weisskopf, *Phys. Rev.* **52**, 295 (1937)
- [70] V.F. Weisskopf & D.H. Ewing, *Phys. Rev.* **57**, 472 (1940)
- [71] W. Hauser & H. Feshbach *Phys. Rev.* **87**, 366 (1952)
- [72] L. Wolfenstein, *Phys. Rev.* **82**, 690 (1951)
- [73] L. Moretto, *Phys. Lett. B* **40**, 185 (1972)
- [74] L. Moretto, *Nucl. Phys. A* **247**, 211 (1975)
- [75] W.J. Swiatecki, *Aust. J. Phys.* **36**, 641 (1983)
- [76] S.J. Sanders, A. Szanto de Toledo & C. Beck, *Phys. Rep.* **311**, 487 (1999)
- [77] U.L. Businaro & S. Gallone, *Nuovo Cim.* **1**, 628 & 1277 (1955) ; *Nuovo Cim.* **5**, 315 (1957)
- [78] N. Bohr & J.A. Wheeler, *Phys. Rev.* **56**, 426 (1939)
- [79] H.A. Kramers, *Physika* **VII-4**, 284 (1940)
- [80] P. Grangé, Li J.Q. & H.A. Weidenmüller, *Phys. Rev. C* **27**, 2063 (1983)
- [81] B. Jurado, K.H. Schmidt & J. Benlliure, *Phys. Lett. B* **553**, 186 (2003) ; B. Jurado, K.H. Schmidt, J. Benlliure & A.R. Junghans, *Nucl. Phys. A* **747**, 14 (2005), *Nucl. Phys. A* **757**, 329 (2005)

- [82] E. Fermi, *Prog. Theor. Phys.* **5**, 570 (1950)
- [83] W.A. Friedman, *Phys. Rev. C* **42**, 667 (1990)
- [84] W.A. Friedman, *Notas Fis.* **11**, 71 (1988)
- [85] W.A. Friedman, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2125 (1988)
- [86] C.A. Ogilvie *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1214 (1991)
- [87] J. Pochodzalla *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1040 (1995)
- [88] C.O. Bacri *et al.*, *Phys. Lett. B* **353**, 27 (1995) ; M.F. Rivet *et al.*, *Phys. Lett. B* **388**, 219 (1996) ; B. Borderie *et al.*, *Phys. Lett. B* **388**, 224 (1996) ; B. Borderie *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **6**, 197 (1999)
- [89] J. Benlliure *et al.*, *Nucl. Phys. A* **628**, 458 (1998), J.-J. Gaimard, K.-H. Schmidt, *Nucl. Phys. A* **531**, 709 (1991), A.R. Junghans *et al.*, *Nucl. Phys. A* **629**, 635 (1998)
- [90] S. Furihata *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods B* **171**, 251 (2000)
- [91] R.J. Charity *et al.*, *Nucl. Phys. A* **483**, 371 (1988)
- [92] K. Kwiatkowski *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **360**, 571 (1995)
- [93] T. Lefort *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4033 (1999)
- [94] W.-c. Hsi *et al.*, *Phys. Rev. C* **60**, 034609 (1999)
- [95] T. Lefort *et al.*, *Phys. Rev. C* **64**, 064603 (2001)
- [96] L. Beaulieu *et al.*, *Phys. Lett. B* **463**, 159 (1999)
- [97] L. Beaulieu *et al.*, *Phys. Rev. C* **64**, 064604 (2001)
- [98] K.B. Morley *et al.*, *Phys. Rev. C* **54**, 737 (1996)
- [99] E. Renshaw Foxford *et al.*, *Phys. Rev. C* **54**, 749 (1996)
- [100] K. Kwiatkowski *et al.*, *Phys. Lett. B* **423**, 21 (1998)
- [101] G. Wang *et al.*, *Phys. Rev. C* **60**, 014603 (1999)
- [102] S.P. Avdeyev *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **149**, 332 (1993)
- [103] V. Lips *et al.*, *Phys. Lett. B* **338**, 141 (1994)
- [104] S.Y. Shmakov *et al.*, *Phys. Atom. Nucl.* **58**, 1635 (1995)
- [105] S.P. Avdeyev *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **3**, 75 (1998)
- [106] V.A. Karnaukhov *et al.*, *Phys. Atom. Nucl.* **62**, 237 (1999)
- [107] P. Wagner *et al.*, *Phys. Lett. B* **460**, 31 (1999)
- [108] S.P. Avdeyev *et al.*, *Phys. Atom. Nucl.* **64**, 1549 (2001)
- [109] V.K. Rodionov *et al.*, *Nucl. Phys. A* **700**, 457 (2002)
- [110] S.P. Avdeyev *et al.*, *Nucl. Phys. A* **709**, 392 (2002)
- [111] V.A. Karnaukhov *et al.*, *Phys. Rev. C* **67**, 011601 (2003)
- [112] V.A. Karnaukhov *et al.*, *Phys. Atom. Nucl.* **66**, 1242 (2003)
- [113] V.A. Karnaukhov *et al.*, *Phys. Part. Nucl.* **37**, 165 (2006)

- [114] S. Pietri & C. Volant, communication privée
- [115] P. Désesquelles *et al.*, *Phys. Rev. C* **48**, 1828 (1993), P. Désesquelles, J.P. Bondorf, I.N. Mishustin & A.S. Botvina, *Nucl. Phys. A* **604**, 183 (1996)
- [116] L. Manduci, thèse de doctorat de l'université de Caen - Basse Normandie (2004)
- [117] W.A. Friedman, *Phys. Lett. B* **242**, 309 (1990)
- [118] J.-É. Ducret *et al.*, GSI-EA, S248, déc. 2000, S. Pietri *et al.*, publié dans les actes de la conférence internationale sur les données nucléaires de Santa-Fe, États-Unis, octobre 2004
- [119] W. Trautmann *et al.*, proposal to the EA-GSI (2000) ; C. Sfienti *et al.*, communication à la 18^{ème} conférence de la division de physique nucléaire de la société européenne de physique (EPS), Prague, République Tchèque et publiée dans *Nucl. Phys. A* **749**, 83c (2005) ; C. Sfienti *et al.*, communication à la conférence de physique des lacs mazuriens, Acta Phys. Pol. B **37**, 193 (2006), W. Trautmann, C. Sfienti *et al.*, communication à l'atelier « IWM2005 » : International Workshop on Multifragmentation, Catane, Italie (2005)
- [120] M.T. Mercier *et al.*, *Phys. Rev. C* **33**, 1655 (1986)
- [121] G. Rai *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Science **37**, 56 (1990) ; H. Wieman *et al.*, *Nucl. Phys. A* **525**, 617c (1991)
- [122] G. Hamel de Montchenault, thèse de l'université Paris 6 (1992), L. Chevalier, thèse de l'université Paris-Sud Orsay (1992)
- [123] K. Kezzar, thèse de doctorat de l'université Louis Pasteur, Strasbourg (2005).
- [124] Pour une description détaillée du détecteur *LAND*, voir par exemple E. Zude, thèse de doctorat de l'université de Francfort sur le Main (1995)
- [125] <http://www-w2k.gsi.de/daq>
- [126] A. Boudard *et al.*, GSI-EA, S293, avril 2005
- [127] J.-É. Ducret *et al.*, GSI-LOI 36 (2003) & GSI-EA, S304, avril 2005
- [128] E. Le Gentil, conférence « Accelerator Applications 2005 », Venise, Italie (2005), à paraître dans *Nucl. Instrum. Methods A*
- [129] J.-É. Ducret *et al.*, communication orale à l'atelier IWM2005 : International Workshop on Multifragmentation, Catane, Italie (2005)
- [130] <http://geant4.cern.ch>
- [131] M. Trocmé, stage de DEA de l'université Louis Pasteur, Strasbourg, septembre 2005
- [132] V.P. Crespo *et al.*, *Phys. Rev. C* **2**, 1777 (1970)
- [133] A.S. Goldhaber, *Phys. Lett. B* **53**, 306 (1974)
- [134] D.J. Morissey, *Phys. Rev. C* **39**, 460 (1989)
- [135] I. Giomataris *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **376**, 29 (1996)
- [136] T. Aumann *et al.*, Letter of intent of the R^3B collaboration, décembre 2003, disponible sur Internet à l'adresse : <http://www-land.gsi.de/r3b>

-
- [137] T. Aumann *et al.*, Technical proposal for the R^3B experimental set-up, décembre 2005, disponible sur Internet à l'adresse : <http://www-land.gsi.de/r3b>.
- [138] Les codes *SNAKE* et *MUDIFI* ont été réalisés par P. Vernin (pascal.vernin@cea.fr), *CEA-DSM/DAPNIA/SPP*
- [139] W.R. Webber *et al.*, *Phys. Rev. C* **41**, 520 (1990)
- [140] R. Michel *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods B* **103**, 183 (1995)