

Mise au point d'un dispositif expérimental pour des mesures exclusives des réactions de spallation

Abdelhafid Lafriakh

▶ **To cite this version:**

Abdelhafid Lafriakh. Mise au point d'un dispositif expérimental pour des mesures exclusives des réactions de spallation. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. Français. NNT : . tel-00011956

HAL Id: tel-00011956

https://theses.hal.science/tel-00011956

Submitted on 15 Mar 2006

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

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

N° d'ordre :8153

UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée

pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES DE

L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

PAR

Abdelhafid Lafriakh

Sujet : Mise au point d'un dispositif expérimental pour des mesures exclusives des réactions de spallation

Soutenue le 13 Décembre 2005 devant la commission d'examen

Charles-Olivier Bacri	Directeur de thèse
Alain Boudard	Rapporteur
Jean-Claude Steckmeyer	Rapporteur
Pierre Désesquelles	
Jean-François Lecolley	
Wolfgang Trautmann	

Merci tout d'abord à Madame Dominique Guillemaud directrice de l'IPN d'Orsay qui m'a accueilli au sein de ce laboratoire.

Je remercie Monsieur Pierre Désesquelles pour avoir bien voulu présider ma soutenance de thèse. Merci à Messieurs Alain Boudard et Jean-Claude Steckmeyer qui ont accepté d'être les rapporteurs. Merci à Messieurs Jean-François Lecolley et Wolfgang Trautmann pour leur partcipation au jury.

Un grand Merci à Charles-Olivier Bacri pour avoir dirigé ma thèse avec professionalisme ; sa disponibilité, sa bonne humeur et ses explications scientifiques m'ont permis de réaliser ce travail.

Je tiens également à remercier tous les membres du groupe PACS, Claude Stephan "Capitain" Laurent Tassangot, Sylvain David, John Wilson, Monique Bernas, Bernard Berthier, Adrien Bidaud, Franco Michel Sendis, Laure Ferrant, Laurent Audouin, et Paolo Napolitani pour leur soutien moral dans les moments de faiblesse et pour leurs explications et conseils scientifiques.

Mes remerciements vont aussi à toutes les personnes qui ont contribué d'une façon ou d'une autre pour que ce travail arrive à son terme.

Je remercie tous les membres de la collaboration qui ont partcipés à la réalisation de l'expérience et à l'analyse des données : J-E.Ducret, C. Volant, A. Boudard, S. Leray, S. Pietri, E. Le Gentil, M. Combet, F. Rejmund, C-O Bacri, M. Böhmer, T. Aumann, J. Benlliure, M. Fernandez, R. Gernhäuser, H. Johansson, A. Kelic, K. Kezzar, A. Le Fèvre, J. Lukasik, W.Trautmann, W-F. J. Müller, C. Sfienti, H. Simon, C. Schwarz, O. Yordanov, S. Bianchi.

Un remerciement spécial à Hassen Hamrita, Fanny Rejmund, Adrian Bidaud, Sylvie Pierre.

Enfin je remercie ma femme, ma famille et mes amis qui m'ont apporté un grand soutien pendant les situations les plus compliquées.

Table des matières

1 Introduction et motivations **1**

1.1 Applications des réactions de spallation 1

1.1.1 Astrophysique 1

1.1.2 Production de faisceaux exotiques 2

1.1.3 Source de neutrons 2

1.2 Modélisation de la réaction de spallation 4

1.2.1 Cascade intra-nucléaire 7

1.2.2 Désexcitation du préfragment 12

1.3 Mesures précédemment effectuées 13

1.3.1 Rappels sur le FRS 13

1.3.2 Les différents systèmes étudiés au FRS 14

1.4 Les acquis et les problèmes à résoudre 14

2 Dispositif expérimental **17**

2.1 Les objectifs de l'expérience SPALLADIN 17

2.2 Première version du dispositif expérimental utilisé 19

2.2.1 Cible d'Hydrogène liquide 19

2.2.2 Contrôle de la position du faisceau 21

2.2.3 Mesure de la charge du résidu : les chambres d'ionisation 22

2.2.4 Mesure des positions du résidu : les chambres à dérive 24

2.2.5 Mesure de la vitesse du résidu : le détecteur Cerenkov 25

2.2.6 Mesure du Bρ : l'aimant ALADIN 25

2.2.7 Mesure des trajectoires après l'aimant : les chambres à fils 26

2.2.8 Mesure des particules chargées : le mur de plastiques 27

2.2.9 Mesure des neutrons : LAND 28

2.3 Reconstruction des impulsions et des masses 28

2.3.1 Reconstruction des trajectoires avec les chambres à fils 29

2.3.2 Influence des électrons δ . . . 32
2.4 Modification du dispositif expérimental . . . 33
2.4.1 La chambre d'ionisation MUSIC IV . . . 34
2.4.2 Le mur de plastique TOF . . . 37

3 Tests et analyse **39**
3.1 Programmes d'analyses . . . 39
3.1.1 Reconstruction des traces dans la MUSIC IV . . . 40
3.2 Tests de préparation . . . 41
3.2.1 Efficacité de mesure des Z=1 avec le mur de plastiques . . . 42
3.2.2 Efficacité de mesure des Z=1 avec les compteurs proportionnels . . . 43
3.2.3 Efficacité de mesure des Z=1 avec la MUSIC IV . . . 45
3.2.4 Séparation en masse . . . 47
3.2.5 Signal parasite : "Z=1.5" . . . 48
3.2.6 Conclusion . . . 50

4 Expérience **52**
4.1 Trigger et Acquisition . . . 53
4.1.1 Trigger . . . 53
4.1.2 Acquisition . . . 54
4.2 Temps mort et réactions secondaires . . . 55
4.2.1 Temps mort . . . 55
4.2.2 Réactions secondaires . . . 55
4.3 Mesures de calibration . . . 56
4.3.1 Calibration des détecteurs avant l'aimant . . . 56
4.3.2 Calibration des détecteurs après l'aimant . . . 58

5 Dépouillement du mur de plastique **62**
5.1 Calibration en temps . . . 63
5.1.1 Conversion en ns . . . 65
5.1.2 Dépendance du temps mesuré avec la charge . . . 66
5.1.3 Calibration en temps absolu . . . 69
5.2 Calibration en charge . . . 70
5.3 Choix du Z . . . 73
5.4 Conclusion . . . 75

6 Résultats préliminaires **76**

6.1 Normalisation des données 77

6.1.1 Contribution des réactions ^{56}Fe+^{48}Ti 78

6.1.2 Réactions secondaires 78

6.1.3 Soustraction de la contribution du titane 81

6.2 Comparaison des résultats avec le FRS 82

6.2.1 Section efficace charge par charge 82

6.2.2 Evolution des vitesses longitudinales moyennes avec la masse 82

6.3 Perspectives 85

7 Conclusion **87**

Chapitre 1

Introduction et motivations

La spallation est le processus nucléaire intervenant lors de la réaction entre un hadron léger (le plus souvent un proton) et un noyau lourd, à quelques centaines de MeV/u. Sa découverte remonte à 1947, par l'observation des neutrons secondaires produit dans une cible d'Uranium bombardée par un faisceau de neutrons de 90 MeV par E. O. Lawrence [1]. Les premières études de cette réaction ont été effectuées pendant les années 50. Un relatif manque d'intérêt pour ces études, accentué par les difficultés techonologiques liées à leur réalisation expérimentale ont limité l'avancement de ces études. Grâce à ses nombreuses applications dans plusieurs domaines et grâce aux progrès technologiques (la possibilité d'accélérer des noyaux jusqu'à 80% de la vitesse de la lumière), plusieurs mesures ont été effectuées à la fois en cinématique directe [2, 3, 4] , et cinématique inverse [5, 6, 7, 8, 9, 10], afin d'étudier différents aspects de ces réactions : mesure des neutrons, mesure des particules légères, mesure du résidu de la réaction.

1.1 Applications des réactions de spallation

1.1.1 Astrophysique

Les rayons cosmiques sont constitués pour quelques pourcents par des noyaux lourds, ayant un spectre en énergie très large, avec un maximum autour de 1 GeV/u. Ces noyaux lourds peuvent interagir avec le milieu interstellaire, principalement constitué d'hydrogène, et induisent ainsi des réactions de spallation lorsque leur énergie est suffisamment élevée. C'est ainsi que l'on explique la présence de certains de noyaux dans l'univers. Des études expérimentales des réactions de spallation ont été menées, notamment par Webber, Kish, et Schrier [5, 6, 7] afin de mieux comprendre ces phénomènes astrophysiques. En effet, une bonne modélisation de ces réactions permet de simuler les flux de rayons cosmiques à partir de certains isotopes présents sur Terre et ainsi, de contribuer à la compréhension de leur abondance dans l'Univers.

1.1.2 Production de faisceaux exotiques

Les réactions de spallation permettent de produire une grande variété de noyaux exotiques (c'est-à-dire loin de la vallée de stabilité). Ces noyaux peuvent ensuite être utilisés pour fabriquer des faisceaux secondaires d'ions radioactifs. L'utilisation de la cinématique inverse est ainsi envisagée dans plusieurs projets dans le monde, comme par exemple dans les travaux de Walter F.Henning [11] pour le projet RHIB (Reactions with Hight-Intensity Beams), le projet R3B (Reaction with Relativistic Radioactive Beam) à GSI, ou le projet RIA (Rare Isotope Accelerator) aux Etats-Unis. La cinématique directe est quant à elle utilisée pour créer des ions exotiques, qui peuvent ensuite être extraits de leur cible de production soit pour être directement étudiés, soit pour être accélérés afin d'en faire des faisceaux. Cette méthode peut être utilisée sur l'installation REX-ISOLDE (Radioactive Beam EXperiment at ISOLDE, Isotope Separator On Line) du CERN.
Les noyaux instables produits par spallation peuvent aussi être utilisés pour la médecine ou pour d'autres applications, notamment la production de Tritium (projet TRISPAL).

1.1.3 Source de neutrons

Grâce à leurs propriétés neutrogènes, les réactions de spallation peuvent être utilisées pour la fabrication de faisceaux de neutrons. C'est par exemple le cas de la ligne nTOF du CERN. Il exite aussi des projets de plus grande envergure comme ESS (European Spallation Source) en Europe, ou SNS (Spallation Neutron Source) aux Etats Unis. Outre leur intérêt en physique atomique et des matériaux, les sources de neutrons peuvent être utilisées pour les études relatives à la gestion des déchets nucléaires.

Gestion des déchets nucléaires

L'essentiel des déchets nucléaires produits en France provient du combustible irradié en réacteur et des activités militaires. Actuellement, nous disposons de solutions de stockage satisfaisantes pour environ 90 à 95% des 29 000 m^3 produits chaque année. Cependant, les quelques pourcent restant (produits de fission et actinides mineurs), concentrent à eux seuls plus de 95% de la radioactivité. C'est pourquoi la loi du 30 Décembre 1991 a défini trois axes de recherche afin de trouver une solution à la gestion de ces déchets :

- axe 1 - séparation et transmutation : il s'agit, après les avoir triés (séparation), de réduire la radioactivité et les périodes des déchets en les transformant grâce à des réactions nucléaires (transmutation).
- axe 2 - stockage géologique : cette solution est envisagée pour stocker les déchets radioactifs

de très longue période dans des couches géologiques profondes. Les problèmes principaux sont leur conditionnement avant le stockage, et la recherche de sites géologiques sûrs.

- axe 3 - conditionnement et entreposage : cette solution peut être utilisée pour laisser refroidir les déchets avant leur éventuel stockage définitif. Actuellement, l'entreposage est utilisé en France pour les combustibles usés non retraités, dans l'attente d'une solution plus satisfaisante.

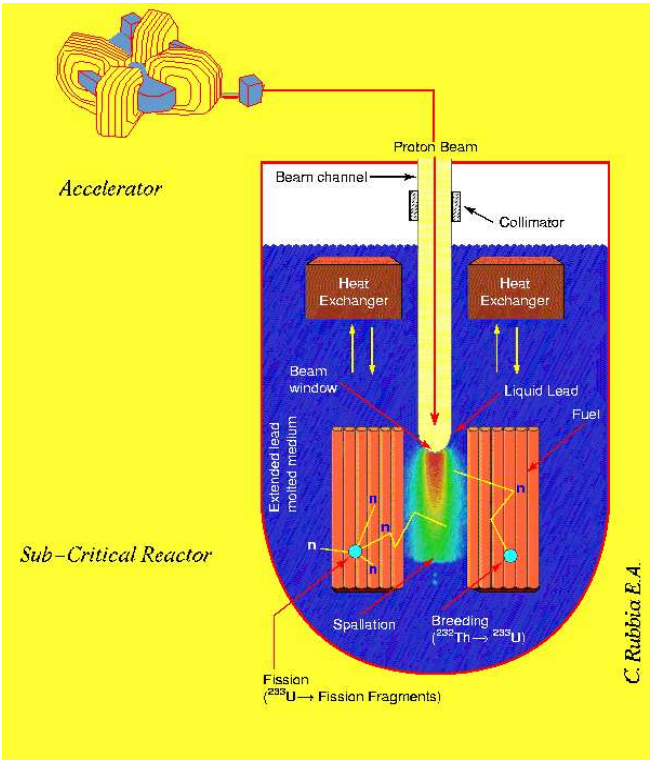


FIG. 1.1 – Schéma de principe d'un réacteur hybride

Une des solutions étudiées pour transmuter les déchets est l'utilisation de réacteurs hybrides (voir figure 1.1). Il s'agit de réacteurs sous-critiques dans lesquels les réactions en chaîne sont maintenues par une source de neutrons externe. Cette source serait issue de réactions de spallation produites par l'interaction d'un faisceau de protons de haute énergie sur une cible épaisse située à l'intérieur du coeur du réacteur. Outre les problèmes industriels que ce type de machine pourrait poser, une bonne connaissance des réactions de spallation est bien entendu nécessaire pour envisager ce type de solution.

1.2 Modélisation de la réaction de spallation

Le mot spallation provient du verbe anglais "to spall" qu'on peut traduire par "effriter" ou "écaler". Cette réaction, décrite pour la première fois par Serber en 1947 [12], peut être considérée comme un mécanisme en deux étapes (fig. 1.2) :

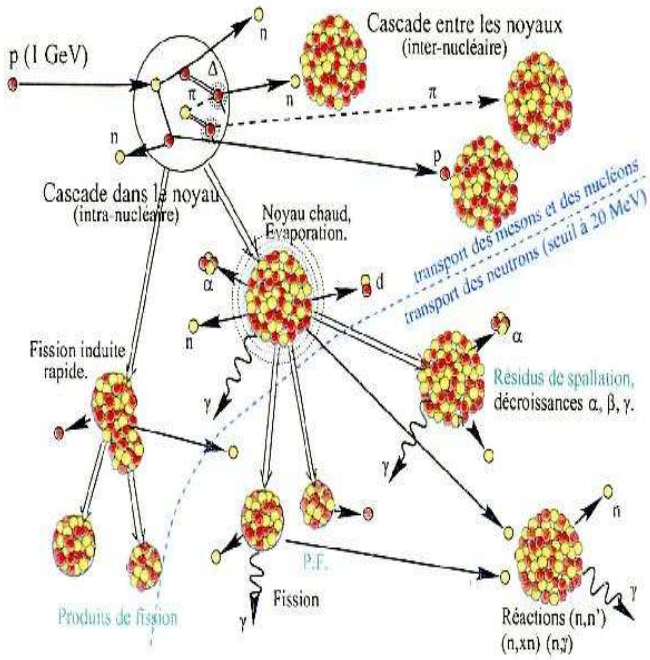


FIG. 1.2 – La réaction de spallation

- **la cascade intranucléaire** : la particule incidente interagit avec le noyau cible en lui transférant une partie de son énergie et de son impulsion, par des collisions nucléon-nucléon successives, et en éjectant quelques nucléons (et/ou pions) de la cible. Cette approche *classique* peut être justifiée par la comparaison de différentes grandeurs caractéristiques. Tout d'abord, la longueur d'onde de De Broglie[1] est, aux énergies considérées, petite devant le rayon du noyau cible ; on peut donc considérer la trajectoire du projectile comme une trajectoire classique. De plus, cette longueur d'onde Λ est du même ordre de grandeur que la distance entre deux nucléons dans le noyau cible. Le nucléon incident "voit" la cible comme un ensemble de nucléons individuels ; on peut donc considérer que les collisions seront purement binaires. Enfin, la distance entre deux nucléons est petite devant le libre

[1] La longueur d'onde de De Broglie est $\Lambda = h/P_{lab}$, où P_{lab} représente l'impulsion du projectile dans le référentiel du laboratoire.

parcours moyen λ du nucléon incident dans le noyau cible[2] ; on peut donc considérer que les différentes collisions nucléon-nucléon sont indépendantes les unes des autres. Le résultat de cette première étape est un noyau excité en équilibre, que l'on nomme "préfragment".

- **la désexcitation du préfragment** : cette seconde étape est longue (10^{-21}s) devant la première, ce qui explique leur décorrélation, et donc leur traitement séparé. Trois voies principales de désexcitation existent :

  1 - **l'évaporation** : L'évaporation est caractérisée par l'émission séquentielle de particules légères (n, p, d, t, ^{3}He, ^{4}He), et est acompagnée par des rayonnements γ. La probabilité d'émission de particules a été évaluée par la théorie de Weisskopf-Ewing [13] en 1940. Cette théorie est un prototype de théorie d'évaporation, qui décrit les propriétés des particules émises par un noyau excité. Considérons un noyau A, ayant une énergie d'excitation E^*_A, qui émet une particule a avec une énergie cinétique $E^{'}$; supposons que le noyau résiduel B a une énergie d'excitation E^*_B. La probabilié d'émission de la particule a est obtenue en utilisant le théorème de réversibilité des réactions nucléaires, c'est-à-dire que la probabilité de transition de A vers B, W_{AB}, est reliée à la probabilité de transition de B vers A, W_{BA}, par la relation $\rho_A W_{AB} = \rho_B W_{BA}$, où ρ_A et ρ_B représentent les densités d'état des noyaux A et B dans leurs états d'excitation respectifs E^*_A et E^*_B. Lorsque le noyau résultant, B en l'occurence, ne dispose plus de l'énergie suffisante pour évaporer son neutron le moins lié, le processus s'arrête.

  2 - **la fission**. La fission est le résultat d'une déformation du noyau qui donne lieu à sa scission en deux (ou trois) fragments. L'évolution de cette déformation est liée à l'évolution de l'énergie potentielle du noyau (fig. 1.3). Un noyau dans son état fondamental a une énergie potentielle minimale. L'énergie déposée par le projectile conduit le noyau à se déformer jusqu'à ce qu'il atteigne un certain degré de déformation appelé *point selle*. A ce stade de déformation le noyau est prêt à fissionner. L'écart entre l'état fondamental et le point selle représente la *barrière de fission* B_f. Cette barrière est d'autant plus haute que la fissilité du noyau, Z^2/A, est petite. Pour le système que nous avons étudié dans ce travail, ^{56}Fe+p, ce paramètre est de l'ordre de 12. La barrière de fission est trop élevée et le système formé se désexcitera essentiellement par d'autres voies que la fission.

  2 - **le break-up de Fermi** : Le break-up de Fermi consiste en un "éclatement" d'un noyau léger (A<22) en plusieurs fragments. Les travaux de Fermi [14] servent de base à la modélisation de cette voie de désexcitation. Ils supposent que lorsqu'une grande énergie est déposée dans un petit volume de l'espace, cette énergie est vite répartie

[2]Le libre parcours moyen λ est égal à $\lambda = \frac{1}{\rho_0 P_B <\sigma_{NN_{tot}}>}$, où $\rho_0 = 0.17$ fm^{-3} est la densité nucléaire, $<\sigma_{NN_{tot}}>$, la section efficace nucléon-nucléon, et P_B, le facteur de blocage de Pauli.

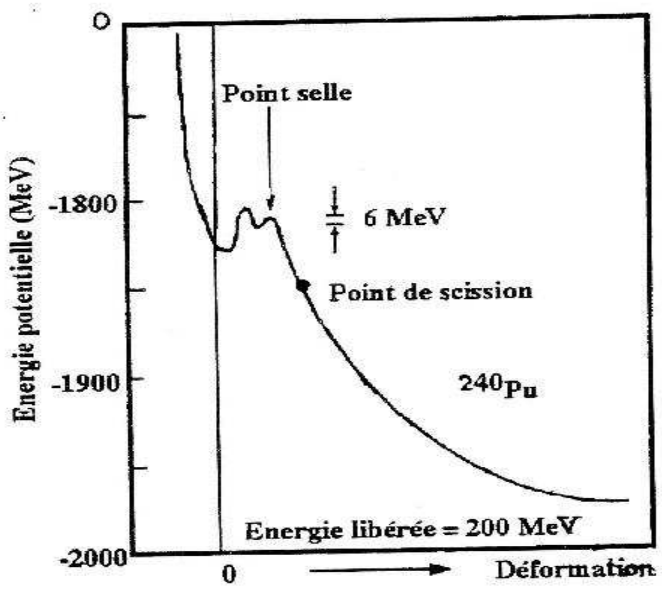


FIG. 1.3 – Energie potentielle d'un noyau de ^{240}Pu en fonction de sa déformation.

selon tous les degrés de liberté dans le volume considéré, ce qui provoque une brisure du noyau excité. Dans ce cas, le traitement statistique du modèle d'évaporation n'est plus valable car, pour les noyaux légers, l'écartement des niveaux d'énergie est du même ordre de grandeur que l'énergie d'excitation E^*. La description des états individuels par la formule de densité de niveau utilisée dans la modélisation de l'évaporation n'est plus possible. L'énergie d'excitation n'est pas négligeable devant l'énergie totale du noyau.

- **le pré-équilibre** : compte tenu des difficultés rencontrées pour reproduire les données expérimentales de spallation par une modélisation en deux étapes, une troisième étape est parfois introduite. Il s'agit d'une émission dite de "pré-équilibre", qui se situe entre la cascade intranucléaire et la désexcitation du préfragment. Elle permet de reproduire les sections efficaces différentielles de neutrons aux angles arrières ainsi que les spectres des particules (p, d, t, ^{3}He,^{4}He) de haute énergie. L'étape de pré-équilibre permet de décrire les faibles variations des observables (énergie d'excitation, nombre de particules émises, anisotropie dans le noyau,...) après la fin de la cascade. En effet, le critère d'arrêt de la phase de cascade (voir plus bas) ne permet pas de définir de façon absolue que le noyau est équilibré. Il indique simplement que le système n'évolue plus par la cascade. Le modéle d'excitons de Griffin [15] est un des modèles permettant de décrire cette phase de pré-équilibre.

Les premier calculs analytiques en deux étapes ont été effectués par Goldberger [16] en 1948 et les premières simulations numériques complètes sont dues à Métropolis et al. [17].

1.2.1 Cascade intra-nucléaire

Les trois codes de calcul les plus récents décrivant la cascade intra-nucléaire sont des codes de type Monte Carlo : BERTINI [18, 19, 20, 21], ISABEL [22, 23], INCL [24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32], et BRIC [33]. Ces codes sont présentés dans les paragraphes suivants.

Le code de BERTINI

Parmi les premiers codes de cascade intra-nucléaire disponibles, ce code a été dévelopé par Hugo W. Bertini au Laboratoire National Oak-Ridge(ORNL). Il était destiné à calculer les réactions entre une particule légère (proton, neutron, π^+, et π^-) et un noyau lourd, pour une énergie de l'ordre de 350 MeV [19]. Il a ensuite été étendu jusqu'à 3 GeV [18]. Les différentes grandeurs qui servent à décrire les noyaux et la cascade sont les suivantes :

- Densité de nucléons dans le noyau : le noyau cible est considéré comme un milieu continu constitué de trois sphères concentriques dont les densités de charge ρ_{pi} respectives sont proportionnelles à la densité centrale ρ_{p0} : $\rho_{pi}(r) = \alpha_i \rho_{p0}$ avec $\alpha_i = 0.9$, 0.2, et 0.01. Pour un noyau de rayon R, le rayon R_i de chaque region i est calculé par la formule (1.1) :

$$R_i = R + a \ln(\frac{\exp(\frac{-R}{a}) + 1 - \alpha_i}{\alpha_i}) \tag{1.1}$$

  La distribution des neutrons ρ_{ni} est celle des protons multipliée par le rapport N/Z.
- Distribution d'impulsion des nucléons : le noyau est décrit par le modèle du gaz de Fermi à 0 K : les nucléons sont libres dans un puit de potentiel ; il n'y a pas d'interaction entre les nucléons. Il en résulte que la fonction de répartition des impulsions des nucléons est de la forme $f(p) = cp^2$.
- Energie potentielle dans le noyau : la profondeur du puit de potentiel V_i est donnée par la relation $V_i(r) = -(E_l + E_f)$ où E_l est l'énergie de liaison supposée constante et est égale à 7 MeV. E_f est l'énergie de Fermi. C'est cette énergie qui permet de différentier le potentiel des protons de celui des neutrons. Elle est égale à $E_{fi} = \frac{p_{fi}^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m}(3\pi^2\rho_i)^{\frac{3}{2}}$, où p_{fi} représente l'impulsion de Fermi, et $\rho_i = \rho_{pi} + \rho_{ni}$.
- Section efficace nucléon-nucléon : les réactions N-N considérées dans le modèle de Bertini sont la diffusion élastique et la production simple de pions. Les sections efficaces utilisées sont la plupart du temps issues de résultats expérimentaux, et lorsqu'il n'y en a pas, les sections efficaces sont établies à partir de considérations sur les isospins : les sections efficaces neutrons-neutrons sont identiques aux sections efficaces proton-proton. L'unique processus inélastique utilisé dans le code est $\mathrm{N} + \mathrm{N} \longrightarrow \mathrm{N} + \Delta \longrightarrow \mathrm{N} + \mathrm{N} + \pi$.
- Principe d'exclusion de Pauli : ce processus interdit à deux fermions d'être dans le même état quantique. Il inhibe donc les collisions nucléon-nucléon dont l'état final aboutit sur

un état de nucléon déjà occupé. Dans ce code, ce principe est décrit par une condition sur l'énergie des nucléons en voie de sortie : elle doit être supérieure à l'énergie de Fermi de la région considérée. Si ce n'est pas le cas, la collision n'a pas lieu. Pour faire un tel traitement, Bertini a adopté les hypothèses suivantes : les niveaux d'énergie inférieur à l'énergie de Fermi sont occupés ; le système nucléaire n'évolue pas au cours de la cascade et les niveaux libérés ne sont pas pris en compte. Pour les pions, si la collision est interdite aucun tirage supplémentaire sur cette collision n'est effectué.

- Déroulement de la cascade : la probabilité d'interaction du nucléon incident avec un nucléon du noyau est donnée par la loi exponentielle : $1 - e^{-\frac{x}{\lambda_i}}$, où x est la distance parcourue par la particule dans le noyau avant qu'elle n'interagisse, et λ_i est le libre parcours moyen. Il est calculé par la formule $\lambda_i(E) = \frac{1}{\rho_i \sigma_t(E)}$, où ρ_i est la densité dans la région considérée et $\sigma_t(E)$ la section efficace totale nucléon-nucléon. Si la distance x traversée n'est pas intégralement contenue dans une région, on calcule le libre parcours moyen dans chaque région traversée. Lorsque les nucléons changent de région, leur énergie cinétique change comme le potentiel entre les régions. La propagation des pions est traitée de la même façon que celle des nucléons sauf dans le cas de la réaction d'absorbtion . Chaque nucléon subissant une collision est suivi pas à pas jusqu'à son terme. Ce mode de gestion ne permet pas de prendre en compte l'évolution du système nucléaire pendant la cascade. Tout le long de la cascade, le potentiel et la densité sont constants et il n'y pas de réarrangement de la structure nucléaire c'est-à-dire pas de recombinaison trou-particule et pas de migration des trous. Cela est justifié par le fait que la vitesse des produits résultant de la cascade est très supérieure à la vitesse de propagation des perturbations génerées par la cascade. Lorsque la particule quitte le noyau ou lorsque son énergie devient inférieure à une énergie seuil, appelée *énergie de coupure* le processus de cascade est arrêté.

Le code ISABEL

Le code ISABEL a été développé par Yariv et Fraenkel [22, 23]. Il s'agit d'une évolution du code VEGAS développé par K.Chen [34, 35, 36]. Le noyau est ici considéré comme un milieu continu de 8 sphères concentriques, ce qui change le gradient de densité du noyau et donc améliore la description de sa diffusivité, par rapport au code de BERTINI. Dans le code ISABEL, le potentiel utilisé dépend de la vitesse [35], et est donné par :

$$\begin{aligned} V =& V_0(1 - \tfrac{\varepsilon}{\varepsilon_{max}}) \quad \text{pour } \varepsilon < \varepsilon_{max} \\ & \text{et } V{=}0 \qquad\quad \text{pour } \varepsilon > \varepsilon_{max} \end{aligned}$$

où ε est l'énergie cinétique de la particule. ε_{max} correspond à un potentiel nul ($\varepsilon_{max} = 150$ MeV) et V_0 est donné par la formule :

$$V_0 = -\frac{(\varepsilon_F + B)}{1 - \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_{max}}} \tag{1.2}$$

ε_F est l'énergie cinétique de Fermi et B l'énergie de liaison. La faible distance (~ 0.5 fm) autorisée entre deux collisions permet de prendre partiellement en compte les corrélations de paires nucléon-nucléon [36]. La principale différence entre les codes BERTINI et ISABEL provient de la façon dont les trajectoires des particules sont suivies. En effet, dans le code ISABEL, toutes les particules sont suivies simultanément, dans un intervalle de temps $\Delta\tau$ qui dépend des libres parcours moyens λ_i et des vitesses β_i. Cet intervalle de temps est pris comme la plus petite valeur du rapport entre ces deux grandeurs :

$$\Delta\tau = min(\frac{< \lambda_i >}{n\beta_i}) \tag{1.3}$$

n est un paramètre qui simule l'aspect élémentaire du déplacement. Une valeur de 20 est usuellement utilisée ; elle permet d'avoir une précision raisonnable dans un temps de calcul raisonnable. Le libre parcours moyen est décrit par :

$$< \lambda_i >= \frac{A}{\rho_{max}}(Z\sigma_{ip} + (A - Z)\sigma_{in})^{-1} \tag{1.4}$$

où ρ_{max} est la densité totale, σ_{ip} la section efficace d'interaction avec les protons, σ_{in} la section efficace d'interaction avec les neutrons. Lorsqu'une collision est interdite par le principe de Pauli, elle est propagée d'un pas $\frac{\lambda_i}{n}$, en ligne droite si elle reste dans une même région de densité, sinon, la particule incidente est réfléchie ou réfractée, selon l'angle d'incidence. Après chaque pas de temps $\Delta\tau$, la densité est recalculée pour prendre en considération l'éjection éventuelle de nucléons.

INCL4

La première version de ce code (IntraNuclearCascade of Liège) [24] avait pour objectif de décrire les réactions entre ions lourds autour de 800 MeV/u. Il a ensuite été modifié pour des réactions proton-noyau [26] entre 100 MeV/u et 20 GeV/u, pour être finalement adapté à des réactions antiproton-noyau [28]. Ce modèle est particulièrement étudié et adapté jusqu' à 5 GeV. Les différents paramètres décrits ci-après concernent la version actuelle de ce code, adapté aux réactions de spallation autour de 1 GeV/u [32]. Les nucléons de la cible y sont décrits individuellement, en tenant compte de leur mouvement de Fermi.

- Densité de nucléon dans le noyau : le noyau est décrit comme une sphère de rayon R_{max} avec $R_{max} = R_0 + 8\ a$ où R_0 représente le rayon à mi-densité, et a la diffusivité du noyau.

La densité nucléaire est diffuse et décrite par la formule 1.5 pour $r < R_{max}$:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp(\frac{r-R_0}{a})} \tag{1.5}$$

Cette densité est nulle pour $r>R_{max}$. Le paramètre ρ_0 est un facteur de normalisation.

- Distribution de l'impulsion des nucléons : l'espace des impulsions est considéré comme une sphère homogène dont le rayon est l'impulsion de Fermi p_f. Pour chaque impulsion p , le rayon $R(p)$ du potentiel correspondant est calculé selon la formule (1.6).

$$\left(\frac{p}{p_f}\right)^3 = -\frac{4\pi}{3A_T}\int_0^{R(p)} \frac{d\rho(r)}{dr} r^3 dr \tag{1.6}$$

La position du nucléon associé est alors calculée à l'intérieur de cette sphère de rayon $R(p)$. La relation (1.6) permet d'introduire une corrélation entre r et p.

- Distribution de l'énergie potentielle dans le noyau : le champ moyen du noyau est modélisé par un puits de potentiel de type Wood-Saxon dans lequel se déplacent les nucléons. La profondeur de ce puit $V_0 = 45MeV$. Cette valeur correspond à la somme de l'énergie de liaison(38 MeV) et de l'énergie de séparation(7MeV).
- Sections efficaces nucléon-nucléon : les sections efficaces utilisées dans le code INCL4 sont, pour la diffusion élastique, les réactions N+N $\longrightarrow$ N+N , N+Δ $\longrightarrow$ N+Δ et Δ+Δ $\longrightarrow$ Δ+Δ. Pour les collisions qui produisent des pions par l'intermédiaire de la résonance Δ, les voies inélastiques autorisées sont N+N $\longrightarrow$ N+Δ, Δ+N $\longrightarrow$ N+N, π+N $\longrightarrow$ Δ, et Δ $\longrightarrow$ π+N. La réaction N+Δ $\longrightarrow$ Δ+Δ est négligée à cause du manque de données sur sa section efficace.
- Principe d'exclusion de Pauli : le principe de Pauli est appliqué dans le code INCL par le biais de l'examen du taux d'occupation de l'état final : une collision est autorisée si son état final n'est pas déjà occupé. Pour chaque particule i, on calcule donc la densité d'occupation f_i de particules de même nature dans un volume de référence en impulsion (de rayon p_{pB} = 200 MeV/c) et en position (de rayon r_{pB} = 3.18 fm), centré autour de la particule initiale. La probalibité qu'une réaction entre deux particules i et j soit autorisée est alors donnée par

$$P = (1 - f_i)(1 - f_j) \tag{1.7}$$

Pour tenir compte de l'évolution de la mer de Fermi au cours des collisions, la somme des énergies de toutes les particules ayant une impulsion $p<p_F$ doit être supérieure à l'énergie minimale courante du noyau.

- Déroulement de la cascade : tous les nucléons sont suivis au fil de la cascade. Les positions et les impulsions des nucléons sont choisies de manière aléatoire d'après une distribution

de probabilité $f(\vec{r},\vec{p})$. Le critère de collision entre deux particules i et j est donné par leur distance minimale d'interaction $d_{ij} = \sqrt{\sigma_{ij}^{tot}(s_{ij})/\pi}$ (où $\sigma_{ij}^{tot}(s_{ij})$ est la section efficace totale de réaction des deux particules i et j pour une énergie dans le centre de masse égale à s_{ij}). Si la distance (dans l'espace $(\vec{r},\vec{p})$) entre les deux particules est inférieure à d_{ij}, la collision est examinée. Les collisions sont supposées instantanées ; leur type est determiné aléatoirement selon le poids des sections efficaces mises en jeux. Le processus de cascade est stoppé $70\left(\frac{A_T}{208}\right)^{0.16}$ fm/c après la première collision.

Les paramètres nécessaires pour calculer la désexcitation d'un préfragment sont sa charge Z et sa masse A, son moment angulaire et son énergie d'excitation E_F^*. Elle est calculée par un bilan énergétique :

$$E_F^* = \sum_{i\in A}(T_i - V_0) - E_0^F(A) \tag{1.8}$$

$\sum_{i\in A}(T_i - V_0)$ représente l'énergie du préfragment excité, avec T_i, l'énergie cinétique du nucléon et V_0 la profondeur du puit de potentiel. $E_0^F(A)$ est l'énergie de l'état fondamental du préfragment de masse A. Son calcul est basé sur la considération que cette énergie est celle du noyau initial diminuée de l'énergie cinétique maximale des nucléons éjectés. Elle est donnée par la relation (1.9) :

$$E_0^F = \sum_{i\in A_T}(T_i^0 - V_0) - (A_T - A^{(F)})T_F \tag{1.9}$$

où A_T est le nombre de nucléons du noyau cible et $A^{(F)}$ le nombre de nucléons du préfragment se trouvant dans la mer de Fermi.

BRIC

L'un des plus récents codes de cascade est le code BRIC (BRuyère le chatel Intranuclear Cascade) réalisé par H.Duarte en 1998 [33]. Il a profité des acquis des codes déjà existants, et notamment de celui de Bertini et INCL, ainsi que des nouvelles données expérimentales. Il a ainsi pu développer un code relativement rapide. Ses principales caractéristiques sont les suivantes :

- Densité de nucléons dans le noyau : le noyau est décrit comme une sphère dont la densité ρ est définie par une fonction de Woods-Saxon, jusqu'à un rayon correspondant à 2% de sa valeur ρ_0 au centre. Au delà, l'extension radiale du noyau est décrite par une fonction du type $R_{limit} = R_m + a\log\frac{\rho_0}{0.02\rho(0)} - 1$, où R_m est le rayon moyen. Cela permet de décrire de façon assez fine la diffusivité du noyau.
- Distribution d'impulsion des nucléons : le mouvement des nucléons est décrit par le mouvement d'un gaz de Fermi à 0 K. L'impulsion des nucléons de masse m est ainsi distribuée

aléatoirement dans la sphère de rayon P_f :

$$P_f(r) = \sqrt{(E_f(r)+m)^2 - m^2} \approx \sqrt{2mE_f(r)} = \sqrt{2m(V(r)-E_l)} \tag{1.10}$$

- Energie potentielle dans le noyau : l'énergie potentielle dans le noyau est décrite par une fonction de Woods-Saxon, et dépend de la masse du noyau. A sa surface, elle est égale à l'énergie de liaison $E_l = 7\ MeV$.
- Sections efficaces nucléon-nucléon : les réactions traitées sont les mêmes que celles du code INCL4 (les réactions élastiques et la production simple et double de pions) mais les sections efficaces utilisées ne sont pas les mêmes, car elles ont été ajustées sur des données expérimentales différentes.
- Principe d'exclusion de Pauli : il est appliqué de la même façon que dans le code de BERTINI ; les collisions conduisant à un nucléon d'énergie inférieure à l'énergie de Fermi au point de collision sont interdites.
- Déroulement de la cascade : les nucléons qui peuvent induire des collisions sont considérés comme "actifs". Initialement, tous les nucléons sont "actifs" et ils le restent tant que leur énergie cinétique E_c est supérieure au potentiel V qu'ils subissent : $E_c(t) > \mid V(\vec{r}(t)) \mid$. Les lieux des collisions sont définis de la même façon que dans INCL4 ; le type de collision est défini par un tirage selon les sections efficaces totales et différentielles de chaque voie. Après chaque collision, la conservation de l'énergie et de l'impulsion sont verifiées et la cascade s'arrête 100 fm/c après la première collision.

1.2.2 Désexcitation du préfragment

Les codes de calcul de désexcitation généralement utilisés n'ont pas de différences importantes dans le traitement de l'évaporation de particules. Ils sont basés sur la théorie statistique de Weisskopf et décrivent le processus d'évaporation comme la compétition entre les différentes voies possibles d'émission. Ils diffèrent principalement par la nature des particules émises, la description des densités de niveaux des noyaux et par les sections efficaces de capture utilisées.

- **Code de Dresner et GEM** : Le code de Dresner a été développé par Dostrovsky [37, 38, 39]. Il permet l'évaporation de n, p, d, t, ^{3}He,^{4}He. L'expression de la densité de niveaux ne présuppose aucun modèle de physique nucléaire et est donnée par :

$$\rho(E) \propto e^{2\sqrt{aE}} \tag{1.11}$$

où a représente le *paramètre de densité de niveaux*. A faible énergie d'excitation, ce paramètre dépend des énergies de séparation de neutron et de proton, introduisant des effets de couche. De plus, il prend en compte la déformation éventuelle du noyau excité. A haute

énergie, ce paramètre tend vers A/8. Les sections efficaces de capture utilisées sont ajustées sur des données expérimentales [39]. Le code GEM [40] est une version "modernisée" du code de Dresner. Sa princpale amélioration est qu'il permet d'évaporer 66 noyaux différents, allant du neutron jusqu'au ^{28}Mg.

- **Code ABLA** : Le Code ABLA a été developpé par l'équipe de K.H.Schmidt à GSI [41]. Il décrit l'évaporation des n, p et ^{4}He. Le développement d'une version du code comprenant l'évaporation des d, t et ^{3}He est en cours. Le code ABLA utilise le modèle du gaz de Fermi pour décrire les densités de niveaux. Le paramètre de densité de niveau a, contient un terme de volume et un terme de surface. A faible énergie d'excitation, il prend en compte les effets de couches et d'appariement, alors qu'à haute énergie, il tend vers $A/12$. La section efficace de capture n'est pas ajustée sur les données expérimentales, comme dans le code de Dresner, mais est simplement paramétrisée.
- **Code GEMINI** : Pour l'émission de noyaux jusqu'à Z=4 le code GEMINI [42] est basé sur la théorie de Hauser-Feshbach [43]. Cette théorie est une extension de la théorie de Weisskopf-Ewing, qui permet de traiter le moment angulaire. Pour l'emission des noyaux lourds le code GEMINI est basé sur le formalisme des états transitoires.

1.3 Mesures précédemment effectuées

La plus grande partie des études de spallation a été réalisée avec des mesures inclusives, comme des mesures de spectres de neutrons [44] ou des mesures de multiplicité de neutrons et/ou de particules légères chargées [45]. Plus récemment, des mesures systématiques de résidus de spallation ont été menées auprès du FRS, à GSI.

1.3.1 Rappels sur le FRS

Le FRS (FRagment Separator) est un spectromètre magnétique de grande résolution, à 0°. Il est principalement constitué de 4 dipoles, qui définissent 2 plans focaux : un après les deux premiers dipoles, et un à la fin de la ligne (voir figure 1.4). Ce spectromètre permet une identification précise en A et en Z des résidus de spallation. Afin d'améliorer sa résolution pour les fragments de Z élevés, un dégradeur a été utilisé au plan focal intermédiaire pour l'étude des systèmes lourds : la mesure de différence de rigidité magnétique avant et après le dégradeur permet de bien séparer les différents isotopes. L'identification des noyaux repose sur deux mesures de perte d'énergie par des chambres d'ionisation, la mesure de la rigidité magnétique, et la mesure du temps de vol des particules grâce à une longueur de vol d'environ 36 m (entre le plan focal intermédiaire et le plan focal final). Ce dispositif permet aussi de mesurer les distributions de vitesse

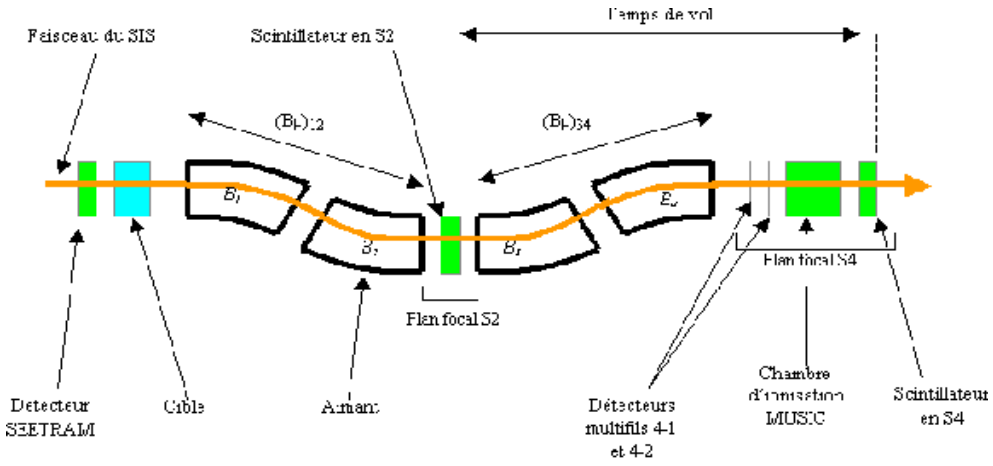


FIG. 1.4 – Schéma du FRS

des différents isotopes identifiés. Cependant, la transmission du FRS n'étant *que* de 3%, une succession de mesures à différents $B\rho$ est nécessaire pour couvrir la totalité de ces distributions.

1.3.2 Les différents systèmes étudiés au FRS

La grande variété des systèmes étudiés (^{238}U + p,d à 1 GeV/u, ^{208}Pb + p à 0.5 et 1 GeV/u, ^{179}Au + p à 0.8 GeV/u, ^{56}Fe + p de 0.3, 0.5, 0.75, 1 et 1.5 GeV/u, ^{56}Fe + d à 0.5 GeV/u et ^{136}Xe + p à 0.2, 0.5 et 1 GeV/u) ainsi que la qualité des résultats obtenus [46, 47, 48, 49, 50] ont permis d'obtenir des centaines de sections efficaces, sur plusieurs ordres de grandeur (quelques μb à 100 mb) (voir figure 1.5). Grâce à l'utilisation de la cinématique inverse, ces mesures ont été effectuées avant la décroissance β et α des noyaux. Une précision comprise entre 10% et 30% a été obtenue.

1.4 Les acquis et les problèmes à résoudre

L'ensemble des mesures déjà effectuées ont permis d'identifier certaines faiblesses des modèles couramment utilisés, et ainsi d'en sophistiquer certains aspects. Par exemple, il est maintenant établi que le code de cascade de Bertini prédit une énergie d'excitation trop grande [44] et que la désexcitation de Dresner conduit à une trop grande perte de masse par évaporation, à cause de barrières d'émission de particule trop faibles, et d'une mauvaise description de la compétition entre émission de neutrons et celle de particules légères chargées [45, 51]. Un autre exemple concerne le système ^{208}Pb+p à 1 GeV/u. La figure 1.6 illustre comment les effets de l'émission

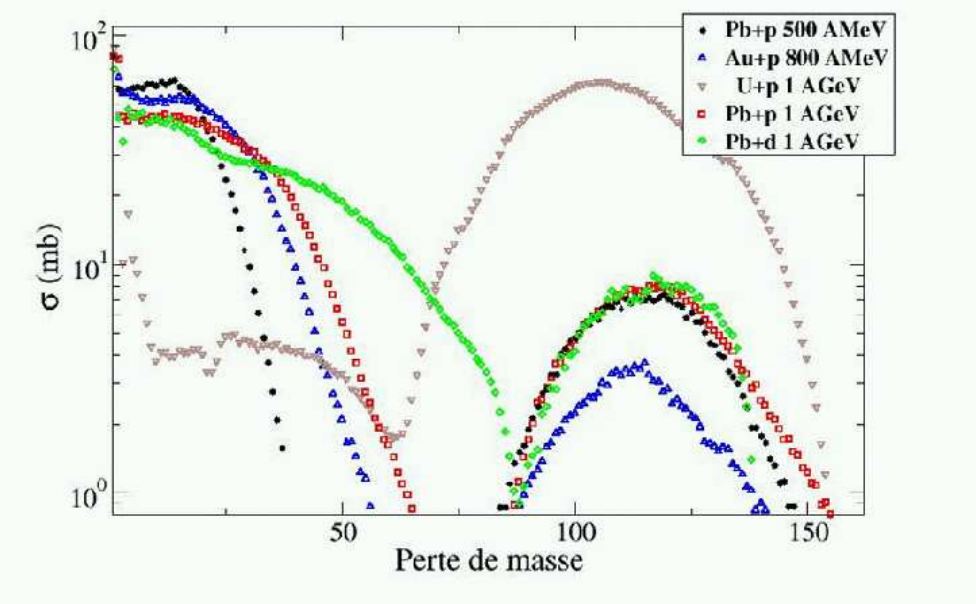


FIG. 1.5 – Taux de production de noyaux résiduels en fonction de la perte de masse par rappport au projectile pour differents systèmes mesurés auprès du FRS, à GSI.

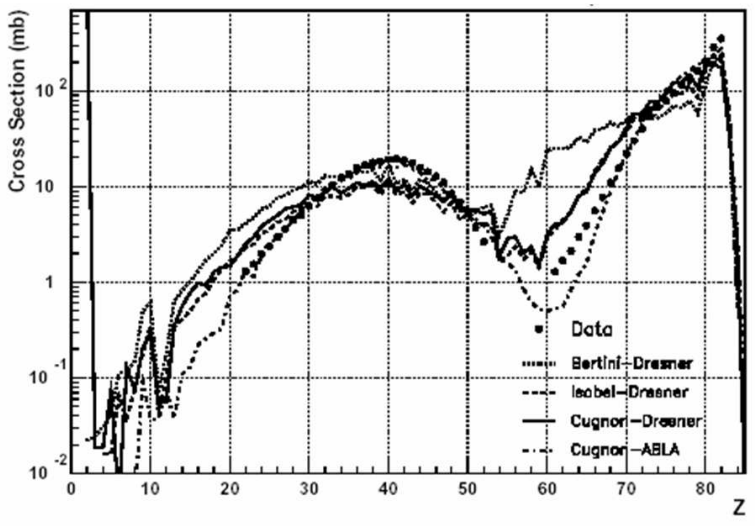


FIG. 1.6 – Distributions des résidus de spallation pour le système ^{208}Pb+p à 1 GeV/u. Les données expérimentales (points) sont compareés à différentes combinaisons de modèles. Les courbes labellées "Cugnon" correspondent au code INCL.

de nucléons pendant la cascade et pendant la phase de désexcitation se combinent et brouillent les éventuelles signatures propres à chacune des deux phases. Ceci conduit à des difficultés dans la description théorique des deux étapes de la réaction, dès que l'on souhaite les traiter indépendamment l'une de l'autre. On voit ainsi que dans la région de fragmentation (Z>60), qui est principalement décrite par la cascade, la pente de la distribution en Z change avec l'énergie d'excitation, pour un code d'évaporation donné (lignes pointillée, tiretée et continue). De même, cette pente change lorsque, pour un même code de cascade (INCL en l'occurence), le traitement de la désexcitation du préfragment change (ligne pleine et en "tirets-points").
Les résidus du système ^{56}Fe+p à 1 GeV/u ont déjà été étudiés au FRS [52]. Différentes comparaisons avec différentes combinaisons de modèles ont été faites. Aucune d'entre elles ne permet de reproduire la totalité des données. Concernant les distributions de masse, la combinaison "Bertini + Dresner" surestime la production des fragments légers et sousestime celle des fragments proches du projectile. Ceci confirme bien que l'énergie d'excitation du préfragment prédite par la cascade de Bertini est trop grande. A l'inverse, la combinaison "INCL + ABLA" sous estime fortement la production des éléments légers (en Z et en A) alors que les éléments proches du projectile (et donc peu sensible à la phase d'évaporation) sont bien reproduits.
On voit bien à travers ces différents résultats la difficulté d'articuler les deux phases de la réaction. En particulier, les données inclusives ne permettent pas de valider sans ambiguité une ou plusieurs des hypothèses que l'on peut avancer pour expliquer les désaccords observés entre les données expérimentales et les calculs théoriques : estimation de l'énergie d'excitation déposée pendant la cascade, description des barrières d'emission, possibilité d'emission de composites....
Il parait donc important, grâce à des mesures exclusives, d'étudier les correlations entre les particules légères et le résidu de spallation afin d'essayer de reconstruire le préfragment et ainsi de pouvoir étudier séparement les deux étapes de la réaction.
Après avoir décrit les principales motivations de notre expérience, le deuxième chapitre présentera une description du dispositif expérimental prévu dans une première étape de ce travail, ainsi que les modifications que nous avons été amené à lui apporter. Le chapitre 3 décrira les différents tests effectués pour valider le dispositif expérimental choisi. Après la description de l'expérience réalisée (chapitre 4), le travail de calibration des détecteurs sera présenté, et plus particulièrement celui que j'ai pris en charge pendant mon travail (chapitre 5). Enfin, avant de conclure, j'aborderai rapidement les tous premiers résultats expérimentaux que nous avons obtenus.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

2.1 Les objectifs de l'expérience SPALLADIN

Une meilleure compréhension de la réaction de spallation passe par la mesure de l'énergie d'excitation déposée dans le système dans la phase de cascade intranucléaire. Une collaboration internationale entre le GSI-Darmstadt, le CEA/DSM/SPhN/Saclay, l'IPN d'Orsay, et l'Université Technologique de Munich (TUM) a donc entrepris une nouvelle génération d'expériences, comme suite des mesures des résidus de spallation effectuées sur le spectromètre FRS du GSI.

Pour pouvoir déterminer l'énergie d'excitation du système après la cascade, il est important de séparer expérimentalement les contributions des deux phases de la réaction(cascade intranucléaire et désexcitation). Pour cela, une mesure exclusive est nécessaire, c'est-à-dire une mesure de la charge Z, de la masse A et du vecteur impulsion de chacun des produits de réaction, particules légères chargées, résidus de spallation et neutrons, et ce, évènement par évènement. La détermination de l'énergie d'excitation peut alors être réalisée par calorimétrie. Une autre méthode, plus indirecte, consiste à utiliser la corrélation entre la multiplicité de neutrons et l'énergie d'excitation [53]. La confrontation des résultats de ces deux méthodes, devrait permettre de valider les résultats trouvés.

En cinématique directe (p (1 GeV) + ^{56}Fe) les produits de la réaction émis ont une faible vitesse et il est difficile de les détecter, notamment parce qu'ils ne sortent pas tous de la cible. Par contre, l'utilisation de la cinématique inverse (^{56}Fe (1 GeV/u) + p) rend possible une telle mesure, grâce à l'effet d'entrainement dû à la vitesse du centre de masse. De plus, les produits de la réaction sont alors fortement focalisés vers l'avant, ce qui permet de les analyser avec un aimant, avant leur décroissance α ou β.

L'expérience SPALLADIN a été réalisée auprès de l'accélérateur du laboratoire de recherche GSI, à Darmstadt, Allemagne. Cet équipement (fig. 2.1) est constitué par deux accélérateurs

couplés : l'UNILAC, un accélérateur linéaire de 120 mètres de long, qui accélère les ions jusqu'à 18 MeV/u, puis, après épluchage des ions, le synchrotron SIS qui accélère les ions jusqu'à l'énergie voulue, c'est-à-dire 1 GeV/u dans notre expérience. Le faisceau, délivré sous forme de paquets (appelés "spills"), est ensuite conduit jusqu'à la cible grâce à des aimants.

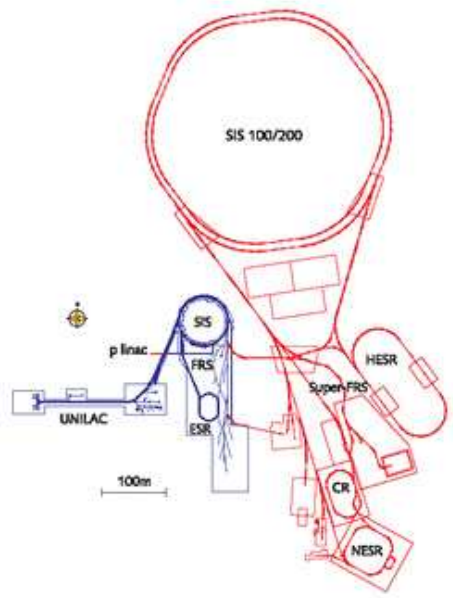


FIG. 2.1 – Installations du laboratoire GSI. Les installations dessinées en rouge représentent les extensions prévues [54].

Dans une première étape, nous avons choisi d'étudier le système ^{56}Fe+p à 1 GeV/u pour plusieurs raisons. Du point de vue de la physique, c'est un système qui a déja été étudié de manière inclusive en cinématique directe [2], et en cinématique inverse [55, 52, 9, 10], ce qui nous permettra, par comparaison, de valider notre dispositif expérimental. D'un point de vue plus technique, le système ^{56}Fe+p est un système léger, ce qui rend l'identification (en A et Z) des résidus de spallation plus facile. Ce point était particulièrement important dans la définition du dispositif expérimental. En effet, nous allons voir dans la suite de ce chapitre comment les tests effectués nous ont conduit à modifier de façon significative le dispositif choisi. Après une description générale des différents détecteurs envisagés pour effectuer nos mesures, les raisons pour lesquelles le dispositif prévu a dû être modifié seront présentées. Les détecteurs finalement utilisés pendant l'expérience seront alors décrits.

2.2 Première version du dispositif expérimental utilisé

2.2.1 Cible d'Hydrogène liquide

La cible utilisée dans l'experience est similaire à celles utilisées pendant les mesures effectuées avec le FRS.

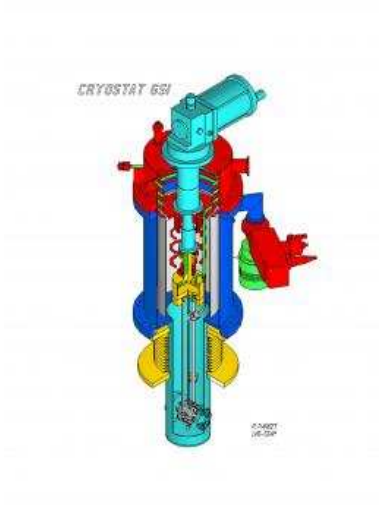


FIG. 2.2 – Shéma de principe de la cible d'hydrogène liquide utilisée [56].

Réalisée par les ingenieurs du laboratoire SATURNE à Saclay, cette cible cryogénique (fig. 2.2) a une forme cylindrique de 10 mm de longueur et 30 mm de diamètre entre deux fenêtres de titane (chaque fenêtre est constituée de deux feuilles de 15 μm d'épaisseur). Les dimensions de la cible et des fenêtres ont été choisies de telle manière que la probabilité des réactions secondaires dans la cible et que la contribution des fenêtres soient faibles, afin de garantir une contribution dominante pour l'hydrogène. L'ensemble est entouré par 5 feuilles de mylar pour minimiser les échanges thermiques entre la cible et l'extérieur par rayonnement. La cible fonctionne à une température de 25.5 K et à une pression de 1.05 bar. Le circuit de réfrigération placé au dessus de la cible assure la liquification de l'hydrogène. La différence de pression entre le liquide (1 bar) et le vide (10^{-7} bar) provoque une courbure des feuilles de titane. Elle a été mesurée lors d'une expérience précédente Au(800 MeV/u) + p en 1997 : elle est de 2 mm [51]. Il faudra donc prendre en compte cette variation d'épaisseur pour les calculs des sections efficaces. L'avantage d'une telle cible par rapport à une cible solide de poly-éthylène ($(CH_2)_n$) est que la probabilité de réaction sur les feuilles d'entrée et de sortie de la cible liquide (feuilles en titane) est plus faible que celle sur le carbone dans la cible solide : compte tenu des épaisseurs respectives et des sections

efficaces, la "pollution" due aux feuilles de titane de la cible liquide est plus faible que celle due au carbone dans la cible solide. Le dispostif expérimental organisé autour de l'aimant ALADIN, est schématisé fig.2.3. La vitesse des résidus de spallation est mesurée grâce à un détecteur Cerenkov,

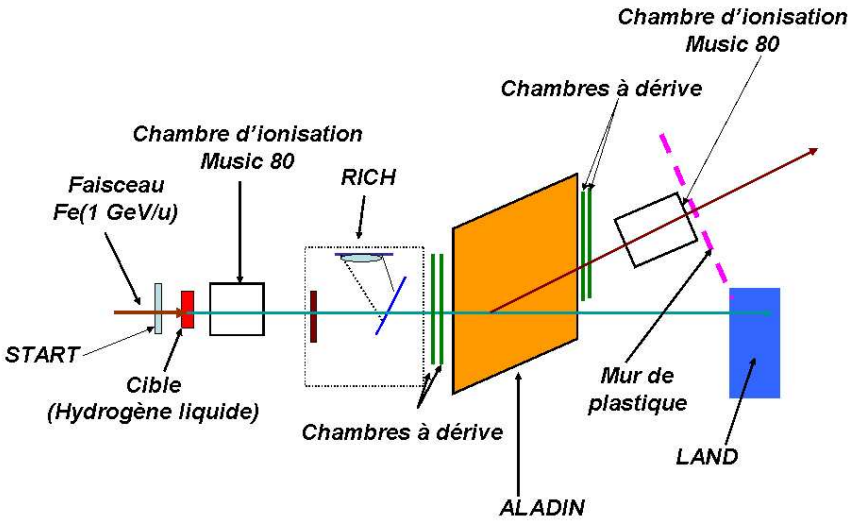


FIG. 2.3 – Dispositif expérimental prévu pour l'expérience SPALLADIN. Trois chambres à fils situées après l'aimant, entre les chambres à dérive et le mur de plastique ne sont pas representées.

leur charge grâce à des chambres d'ionisation et leur masse sera déduite de leur trajectoire à travers un aimant. La position et l'angle d'émission des particules seront mesurés avant et après l'aimant avec des chambres à dérive pour les grandes charges($Z \gtrsim 10$) et trois chambres à fils pour les particules légères. Les trois chambres, non representés sur la figure (2.3) sont placés à la sortie de l'aimant. La charge et la vitesse des particules légères chargées sont mesurées à l'aide d'un mur de plastiques. Un autre détecteur, LAND, permet la mesure des neutrons. Le contrôle de focalisation du faisceau sur la cible est effectué à l'aide d'un compteur proportionnel, et son intensité mesurée à l'aide d'un scintillateur (appelé "scintillateur $START$"). Ces deux derniers détecteurs sont placés avant la cible. Enfin, pour contrôler les réactions secondaires (réactions nucléaires des produits de spallation dans les différents détecteurs ou dans les fenêtres d'entrée et de sortie de l'aimant) deux mesures de la charge avec deux chambres d'ionisation, une après la cible et une deuxième après l'aimant, ont été prévues. Le principe de fonctionnement des détecteurs utilisés est détaillé dans les paragraphes suivants (2.2.2 et suivants).

2.2.2 Contrôle de la position du faisceau

La mesure de position du faisceau sur la cible est assurée par une chambre proportionnelle multi-fils appelée "stelzer" [58]. Elle est constituée de trois grilles, de tension respective U_G=-10kV,U_T = - 2.6 kV, et U_A = + 2.5kV dont la grille A est l'anode, ainsi que de deux plans de cathodes (mis à un potentiel nul) (fig.2.4). Dans le plan anode A, les fils de 20 μm de diamètre sont inclinés de 45° et séparés par 2 mm. Les deux plans de cathode (X, fils verticaux, et Y, fils horizontaux) possèdent des fils de 50 μm de diamètre, séparés de 1 mm. La probabilité qu'une particule interagisse avec les fils est de l'ordre de 10 %. Le principe de fonctionnement est simple

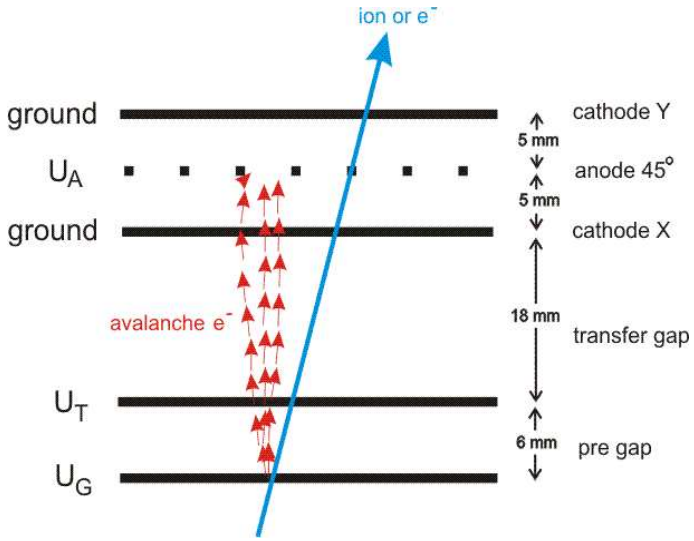


FIG. 2.4 – Principe de fonctionnement du détecteur utilisé pour mesurer la position du faisceau. Le pre gap n' a pas été utilisé dans notre expérience.

(voir fig.2.4) : lorsqu'une particule chargée traverse le gaz qui se trouve dans l'enceinte de la Stelzer, elle va ioniser les atomes de ce gaz. Cette ionisation se traduit par la création d'électrons primaires. Lorsque le faisceau est constitué d'ions légèrs (Z<6), ce qui n'était pas notre cas, on amplifie le nombre d'électrons créés d'un facteur 100 en appliquant une différence de potentiel entre les deux grilles G et T. Cette région d'amplification est appelée le "pre gap". Lorsque l'on veut travailler avec des particules lourdes ($Z \geqslant 6$), cette étape d'amplification n'a pas lieu afin d'éviter la saturation des codeurs. Le transfert des électrons crées est assuré jusqu'au plan de cathode X grâce à la tension appliquée U_T ("transfer gap"). Un phénomène d'avalanche apparait alors, au cours duquel les électrons primaires acquièrent suffisament d'énergie pour ioniser les molécules du gaz. Les électrons ainsi créés initient à leur tour des ionisations en chaîne. Cette avalanche est crée grâce à la différence de potentiel entre les fils d'anode A et les fils de ca-

thode. Le facteur d'amplification est égal à 1000. Les électrons sont ensuite collectés sur les fils d'anodes. Ils créent une charge positive par influence sur les fils de cathode. Pour les faisceaux lourds ($Z>=6$), aucun potentiel U_T n'est appliqué afin de ne pas saturer les codeurs. Le détecteur fonctionne donc comme un compteur proportionnel : l'avalanche est generée par le champ présent autour des fils d'anode.

Dans chaque plan, les fils sont reliés entre eux par des lignes à retard. Les signaux amplifiés permettent ainsi d'effectuer une mesure de temps, par différence entre les temps mesurés de chaque côté des lignes à retard. Cette mesure permet d'avoir une mesure de position.

2.2.3 Mesure de la charge du résidu : les chambres d'ionisation

Dans le dispositif experimental prévu (voir fig.2.3), on utilise deux chambres d'ionisation identiques : une juste après la cible et l'autre après l'aimant, ce qui nous permet d'effectuer deux mesures de la charge afin d'identifier les réactions secondaires qui ont eu lieu entre les deux positions de mesure. Le principe de mesure de la charge est basé sur la formule de Bethe Bloch (eq. 2.1). Cette formule montre que la perte d'énergie d'un ion dans un milieu est proportionnelle au carré de la charge de l'ion et à l'inverse de sa vitesse. Aux énergies considérées ici (c'est-à-dire autour de 1 GeV/u), les noyaux qui traversent le dispositif sont complètement épluchés (ils n'ont plus d'électrons). La charge déduite de la perte d'énergie est donc égale au nombre atomique z de l'ion. L'expression de la perte d'énergie par unité de longueur dx d'un ion d'énergie E est donnée par :

$$\frac{dE}{dx} = -K(ze)^2 \frac{Z_m}{A_m} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right) \tag{2.1}$$

avec :

- K : coefficient de normalisation
- ze : charge de l'ion incident
- Z_m : numéro atomique du milieu traversé
- A_m : nombre de masse du milieu traversé
- β : vitesse de l'ion incident
- γ : facteur de Lorentz
- I : potentiel moyen d'ionisation du milieu traversé
- δ : correction de densité
- m_e : masse de l'électron
- c : vitesse de la lumière dans le vide
- T_{max} : énergie cinétique maximale d'un électron arraché.

La chambre d'ionisation (voir fig. 2.5) est constituée de deux fenêtres très minces d'épaisseur 210 μm, 8 anodes, une grille Frish à 7 mm du plan d'anode, et un plan cathode à 80 mm de l'anode. La longueur active du détecteur est de 400 mm. L'existence de 8 anodes permet d'effectuer huit mesures indépendantes de la charge, ce qui permet d'avoir une bonne résolution. Pendant l'expérience, seules quatre d'entre elles ont été utilisées, par manque de voies d'électronique. Cependant, nous avons vérifié que la résolution obtenue était suffisante pour bien mesurer le résidu de spallation (voir figure 5.13).

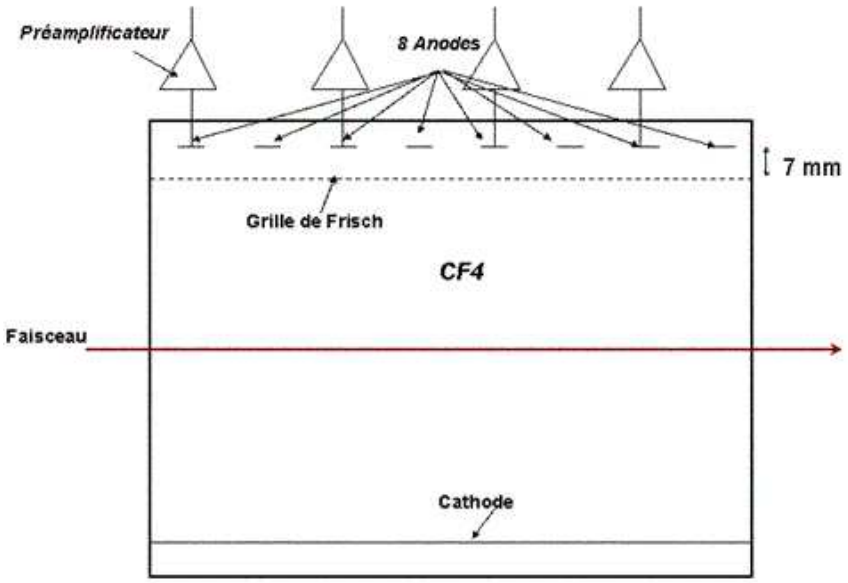


FIG. 2.5 – Coupe verticale de la chambre d'ionisation MUSIC 80.

Le principe de fonctionnement de la chambre d'ionisation MUSIC 80 (MUltiple Sampling Ionisation Chamber) est le suivant : lorsque les produits traversent le détecteur, ils ionisent les atomes du gaz CF_4 situé dans son enceinte, et créent ainsi un grand nombre de paires ions-électrons. Sous l'action de la différence de potentiel appliquée entre la cathode et l'anode, les électrons vont migrer vers l'anode, et les atomes ionisés vers la cathode. Cette différence de potentiel est suffisamment grande (4kV) pour éviter la recombinaison électron-ion d'une part, et d'autre part pour avoir une très grande vitesse de dérive, permettant de traiter 2.10^5 particules par seconde, dans des conditions idéales de fonctionnement (température ambiante et pression atmosphérique). Le champ électrique est homogène même sur les bords du détecteur, grâce à des bandes d'aluminium de 1μm, collées sur les fenêtres. La quantité de charge reçue par chaque anode est indépendante de la position de création des électrons grâce à la grille de Frish et à la division de l'anode en plusieurs secteurs. Cette charge est transformée en tension par des

préamplificateurs de charge. Un traitement de la forme du signal est ensuite nécessaire avant le codage.

2.2.4 Mesure des positions du résidu : les chambres à dérive

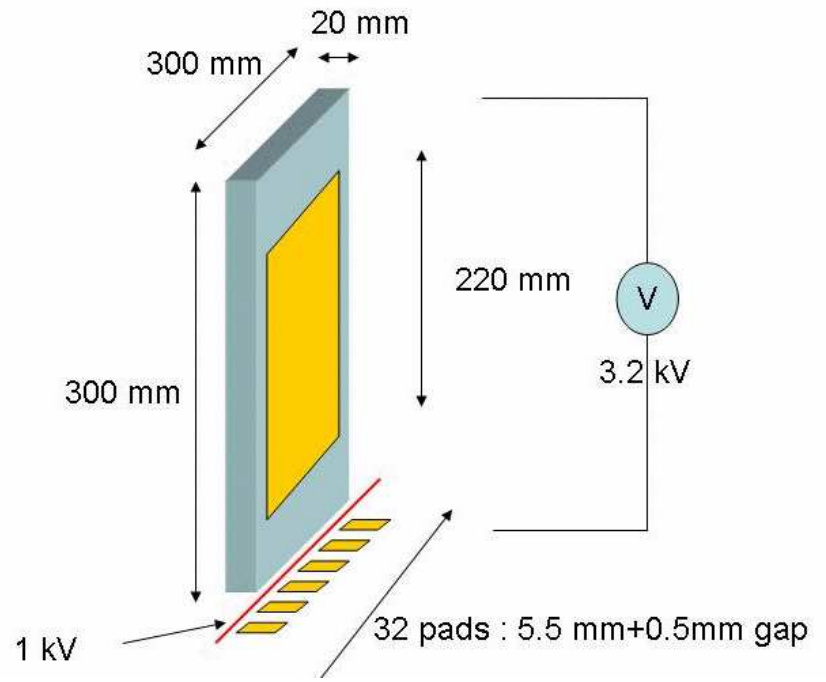


FIG. 2.6 – Géométrie des chambres à dérive.

Afin de pouvoir reconstruire la rigidité magnétique des fragments, quatre chambres à dérive ont été utilisées, deux (X et Y) avant et deux (X et Y) après l'aimant. Ces chambres ont été fabriquées spécialement pour l'expérience SPALLADIN, par l'équipe du CEA-Saclay. Le choix s'est porté sur des chambres à dérive plûtot que sur des chambres à fils car la résolution souhaitée (200 μm) est hors de portée des chambres à fils (voir paragraphe 2.2.7). La résolution obtenue est discutée dans le paragraphe 4.3.1.

Les quatre chambres utilisées sont identiques : elles sont constituées d'un espace de dérive vertical, entre un fil de cathode en haut et un fil d'anode en bas, puis d'une série de pads cathode (voir fig.2.6). Puisque le temps de dérive des électrons créés pendant l'ionisation du gaz par la particule dépend de la vitesse de dérive, le choix du gaz et de la différence de potentiel a été fait de façon à ce que cette vitesse soit stable : le gaz utilisé est un mélange de 90% d'argon et de 10% de méthane. L'argon a la propriété de libérer un grand nombre d'électrons au minimum d'ionisation et le méthane est un "quencher" qui permet de stabiliser l'avalanche. Ainsi, il a été montré [59]

qu'avec un tel mélange, la vitesse de dérive est stable pour des petites fluctuations de tension autour de 145 V/cm. Cette vitesse est alors comprise entre 4 et 4,5 cm/μs. Chaque chambre à dérive permet de mesurer une position (x, y). L'une des deux coordonnées est mesurée grâce à la mesure du temps de dérive des électrons créés entre les fils de cathode et d'anode, grâce à une prise de temps du signal sur le fil d'anode. L'autre coordonnée est mesurée grâce à la mesure de charge collectée par les pads. Cette charge est crée par influence sur les pads de l'avalanche produite autour du fil d'anode. La quantité de signal reçu par chaque pad est alors codée. Plusieurs méthodes permettent de remonter à la position à partir des signaux mesurés par les pads. Dans l'expérience SPALLADIN, nous avons utilisé la méthode de la sécante hyperbolique [60], basée sur une paramétrisation de la quantité de charge Q_i mesurée sur le pad ayant reçu le plus grand signal :

$$Q_i = \frac{a_1}{\cosh^2(\frac{\pi(x_i - a_2)}{a_3})} \tag{2.2}$$

où a_1, a_2 et a_3 sont trois paramètres représentant respectivement la normalisation globale de la distribution, la position du centroide et la largeur de la distribution de charge.

2.2.5 Mesure de la vitesse du résidu : le détecteur Cerenkov

Un détecteur RICH (Ring Imaging CHerenkov) mis au point par l'équipe de Munich [61] a été utilisé pour mesurer la vitesse des résidus. Le principe d'un tel détecteur est le suivant : une onde de choc électromagnétique est formée lorsqu'une particule chargée se déplace dans un milieu à une vitesse supérieure à celle de la propagation de la lumière dans ce milieu. La lumière ainsi formée est émise sous forme d'un cône dont l'ouverture est inversement proportionnelle à la vitesse de la particule. Le rayon du cercle résultant de l'intersection entre ce cône et le plan de détection du RICH permet de mesurer la vitesse du résidu de spallation (c'est-à-dire la vitesse des fragments de charge supérieure à 10 environ), grâce à la relation $\cos(\theta)=1/\beta n$, où θ est l'angle d'ouverture du cône, β la vitesse du résidu et $n = 1.297$, l'indice de réfraction du milieu traversé (appelé "radiateur" dans le détecteur). Le radiateur choisi est constitué de 5mm de C_6F_{14} situé entre deux fenêtres de 0.25 mm de SiO_2. La lumière créée traverse de l'azote avant de se refléter dans un miroir de CaF_2. Les photons sont convertis en électrons qui seront détectés par des fils d'anodes. Les signaux d'anodes sont ensuite collectés et traités pour reconstruire l'anneau Cerenkov.

2.2.6 Mesure du Bρ : l'aimant ALADIN

Le dipole ALADIN (A Large Acceptance DIpole magNet)[62] permet une séparation des particules chargées. Sous l'action d'un champ magnétique B, la trajectoire d'une particule chargée

(A,Z) de vitesse réduite β est déviée selon la relation :

$$B\rho = p/q \propto A\beta\gamma/Z \tag{2.3}$$

La connaissance de la charge Z (avec les chambres d'ionisation - paragraphe 2.2.3 -), de la vitesse réduite β (avec le Cerenkov pour le résidu lourd - paragraphe 2.2.5 - ou le mur de plastique pour les particules légères - paragraphe 2.2.8 -, et le rayon de courbure ρ (calculé avec les chambres à dérive - paragraphe 2.2.4 -) et les chambres à fils (paragraphe 2.2.7)), permet ainsi de déterminer la masse des produits de réaction. L'aimant est incliné de 7.17° par rapport à la direction du faisceau, ce qui permet d'exploiter au maximum son acceptance géométrique. Cette acceptance permet d'analyser tous les ions qui sortent de la cible avec un angle par rapport à l'axe du faisceau compris entre -5.67° et +5.67° dans le plan vertical et compris entre - 16.59° et + 16.59° dans le plan horizontal. Cependant, dans notre expérience, l'acceptance a été limitée par la fenêtre d'entrée de la chambre à vide de l'aimant ALADIN, ce qui a réduit l'acceptance géométrique à ±2.27° dans les deux plans. Le pouvoir d'analyse ("bending power" en anglais) qui représente l'intégrale du champ le long de la trajectoire est de 2.3 Tm.

2.2.7 Mesure des trajectoires après l'aimant : les chambres à fils

Afin de reconstruire la trajectoire des particules à la sortie de l'aimant, nous avions prévu d'utiliser trois chambres à fils (MWPC/ MultiWire Proportionel Counter). Deux d'entre elles ont une surface active de 1m × 1m. Elles sont constituées de deux plans de fils, l'un horizontal et l'autre vertical. L'espacement des fils est de 2mm, limitant ainsi leur résolution. En effet, l'électronique de lecture (standard PCOS3) ne permettait d'obtenir une information que sur les numéros de fils touchés, et pas sur l'amplitude des signaux récoltés. La troisième chambre avait été construite par le service Détecteurs de l'IPN d'Orsay, pour la détection des pions [63]. Elle est placée à 2.5m de la deuxième chambre et sa surface active est de 2.125 m (horizontal)×0.92 m (vertical). Elle est constituée de trois plans de fils inclinés (U,V,X) par rapport à la verticale de -30°,0° et 30°. La distance entre ces plans est de 3.8 cm. Les plans inclinés contiennent 448 fils, séparés de 4.65 mm. Le plan vertical possède 480 fils espacés de 4.7 mm. Chaque plan de fils est entouré de deux plans de cathode en mylar aluminisé. Les fils d'anode sont en tungstène. L'électronique de lecture (PCOS4) permettait de connaitre le numéro des fils touchés. Cette information est tirée de la quantité du signal collecté sur les fils d'anode lorsqu'une particule ionise le gaz. Pour minimiser les déclenchements dans le bruit, un seuil était mis sur l'amplitude du signal avant de le traiter. La combinaison des différentes positions issues des trois chambres permet de reconstruire la trajectoire des particules legères. L'utilisation d'un nombre fini de plans de fils (3 en X, 2 en Y, 1 en U, et 1 en V) limite le nombre de particules que l'on peut détecter

simultanément (c'est-à-dire la multiplicité maximale de particules que l'on peut analyser). En effet, dans un ensemble de hits (c'est-à-dire de fils touchés dans chacun des plans de fils), chaque hit est indépendant des autres. La principale difficulté sera donc de reconstruire les trajectoires des particules d'un évènement, compte tenu de la grande multiplicité de particules produites, et du relativement faible nombre de plans de fils.
Cette difficulté devrait pouvoir être levée grâce aux propriétés respectives des particules que l'on souhaite détecter :

- les particules de spallation sortent toutes de l'aimant ALADIN et ont donc des trajectoires "orientées" le long de l'aimant.
- les particules de spallation ont toutes une trajectoire provenant de la cible.

Une étude précise de la reconstruction des trajectoires avec les chambres à fils est donc importante afin de s'assurer de la faisabilité de la méthode envisagée (voir paragraphe 2.3.2).

2.2.8 Mesure des particules chargées : le mur de plastiques

La mesure du temps de vol et l'identification des particules légères sont faites grâce à un mur de plastiques situé après la troisième chambre à fils. Ce mur (100cm $\times$243.2cm$\times$1cm) est constitué de 16 plastiques verticaux de (100cm $\times$15.2cm$\times$1cm). Chaque plastique est vu par deux photomultiplicateurs. Le principe de fonctionnement est le suivant : une particule qui traverse un plastique excite les atomes du scintillateur, qui va ensuite émettre de la lumière. Les rayons lumineux sont alors guidés par un guide de lumière jusqu'à un photomultiplicateur (PM). Un signal électrique est obtenu par effet photoélectrique, ce qui signifie qu'un photon va exciter un atome de la photocathode et lui arracher un électron. Une fois les électrons émis, ils sont accélérés et focalisés sur la première dynode, avec une énergie de quelques centaines d'eV. Cette dynode provoque par photoémission d'autres électrons, qui sont eux aussi accélérés, et ainsi de suite. Les photomultiplicateurs utilisés comportaient 8 dynodes. Le signal électrique délivré par chaque PM est codé sur des ADCs et des TDCs et permet de mesurer :

- la charge : à partir de la mesure de perte d'énergie dans le plastique, perte proportionnelle à la quantité de lumière produite.
- la vitesse : à partir de la mesure de temps de vol, c'est-à-dire le temps que chaque particule met pour traverser la distance entre le scintillateur START et le mur de plastique.
- la position verticale : à partir de la différence entre les deux temps de vol mesurés par les deux PM (haut et bas) de chaque plastique.

2.2.9 Mesure des neutrons : LAND

La détection des neutrons est faite par un détecteur à base de scintillateurs (fig.2.7 et 2.8), LAND (Large Area Neutron Detector)[64]. Les paramètres que l'on souhaite mesurer sont la position et le temps de vol de chaque neutron, et donc aussi, pour chaque évènement, la multiplicité des neutrons émis. La surface active de LAND est 2m $\times$ 2m avec 1m d'épaisseur. Il

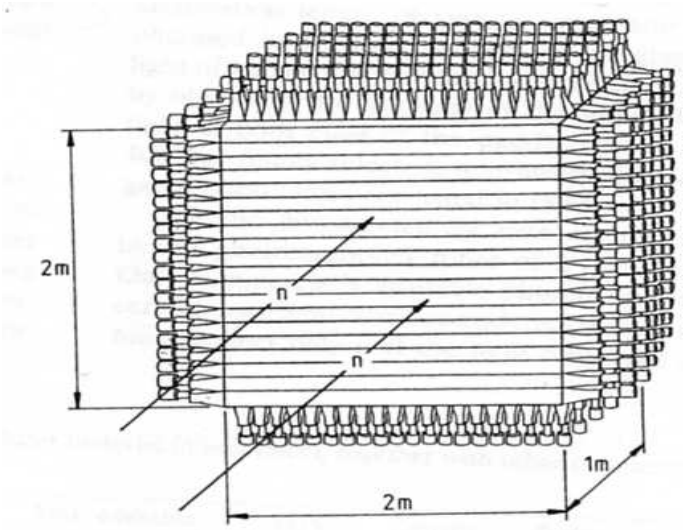


FIG. 2.7 – Schéma du détecteur de neutrons LAND [64].

est constitué de 10 plans de 20 scintillateurs. Dans chaque plan, les scintillateurs sont positionnés alternativement horizontalement et verticalement (fig.2.7). Chaque scintillateur est constitué d'une alternance entre des couches de fer et des couches de plastique (fig.2.8). En interagissant avec les couches de fer, les neutrons produisent des gerbes hadroniques, qui sont détectées grâce aux plastiques. Un détecteur veto (2 plans - 200 cm$\times$10cm$\times$0.5 - de 20 scintillateurs) est situé devant LAND, afin d'identifier et donc éventuellement de pouvoir éliminer les particules chargées qui ne sont pas produites par les réactions des neutrons avec les couches du fer, et qui traversent LAND. Une étude d'efficacité a été faite par la collaboration LAND. Elle a montré que l'efficacité de détection dépend de l'énergie des neutrons et qu'elle est supérieure à 80 % pour les neutrons d'énergie supérieure à 400 MeV [64].

2.3 Reconstruction des impulsions et des masses

La mesure de la rigidité magnétique de chaque particule chargée (voir paragraphe 2.2.6) permet de déterminer sa masse, à partir de la relation (2.3). Deux situations se présentent, selon

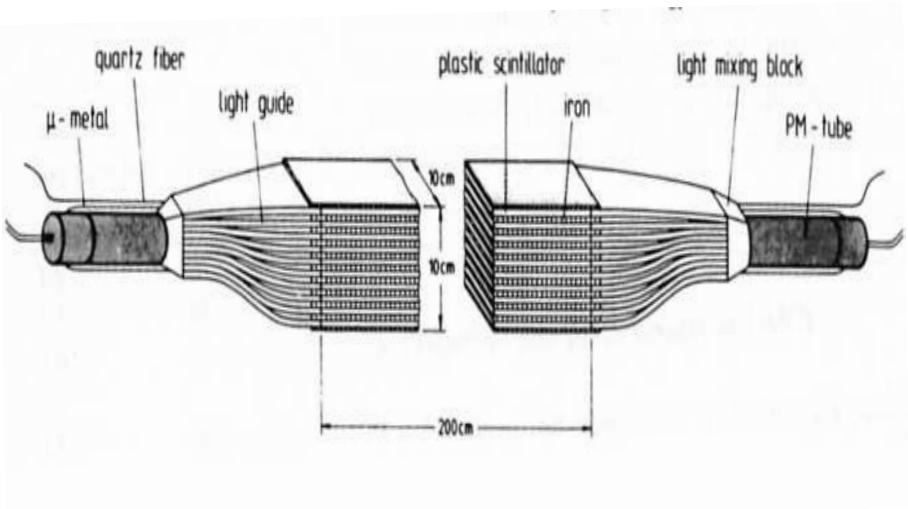


FIG. 2.8 – Détail d'un des scintillateurs utilisé dans le detecteur LAND.

la charge de la particule :

- Pour les particules de $Z>8$ (dont le résidu de spallation), la charge Z (chambre d'ionisation), la vitesse réduite β (Cerenkov), la position et l'angle de la trajectoire à l'entrée et à la sortie de l'aimant (chambres à dérive) sont connues. La carte de champ d'ALADIN permet donc de reconstruire la trajectoire à l'intérieur de l'aimant en utilisant une procédure dite "backtracing", et ainsi de calculer la rigidité magnétique de la particule. On en déduit la masse grâce à la relation (2.3).
- Pour les particules légères, la charge Z et la vitesse réduite β sont connues (mur de plastiques), mais la position et l'angle de la trajectoire ne sont connus (grâce aux chambres à fils) qu'à la sortie de l'aimant (et pas à l'entrée). Afin de connaître la masse, il faut donc reconstruire la trajectoire à l'intérieur de l'aimant, à partir de la sortie, en utilisant une procédure itérative dite de "backtracing".

2.3.1 Reconstruction des trajectoires avec les chambres à fils

La multiplicité maximale attendue de particules légères émises est relativement élevée, de l'ordre de 10. Pour un nombre N de particules émises, et pour un détecteur idéal, nous avons donc N fils touchés (appelés dans la suite "hits") par plan, chaque plan étant indépendant de tous les autres. Il s'agira donc de corréler l'ensemble de ces hits pour trouver les N trajectoires correspondantes. Afin de tester la faisabilité et les performances de la méthode, nous avons donc effectué une simulation [65]. Plaçons nous d'abord dans un cas idéal, pour lequel il n'y a pas de

bruits parasites sur les chambres à fils (1 hit correspond toujours à une particule de spallation), et dans lequel l'efficacité de détection est de 100 % (chaque particule de spallation produit un hit par plan de fil). Cela permettra de chiffrer les performances ultimes de l'ensemble des détecteurs que l'on souhaite utiliser.

L'algorithme utilisé dans la simulation de reconstruction de trajectoires est détaillé ci dessous. La "configuration expérimentale" choisie est l'utilisation de 2 chambres de type PCOS3 suivie d'une chambre de type PCOS4 (voir paragraphe (2.2.7)). La première chambre est positionnée de sorte que les plans de fils donnent une information sur les coordonnées X et Y (resp. fils verticaux et horizontaux). La deuxième est inclinée de 45° par rapport à l'axe du faisceau. Quant à la troisième (la PCOS4), elle fournit une information en X, U et V, où U et V sont deux plans de fils inclinés de $\pm 30°$. Les différentes étapes de la simulation sont les suivantes :

1. Une multiplicité de particule est tirée au hasard, dans une distribution triangulaire, décroissant de 1 à 10.
2. Pour chaque particule, une position et un angle d'émission sont choisis au niveau de la cible de telle manière que sa trajectoire passe dans l'aimant.
3. Chaque trajectoire est suivie dans chaque chambre, fournissant un hit dans chaque plan de fils.
4. Afin d'éliminer les éventuelles corrélations, les adresses des fils touchés sont mélangées aléatoirement.
5. Toutes les combinaisons de 4 fils touchés (dans les 2 premières chambres) sont considérées afin de "tracer des lignes".
6. A partir des informations (X,U,V) données par la chambre PCOS4, on déduit une position (X,Y).
7. Afin de corréler les segments de droite issus de l'étape 5 et la coordonnée issue de l'étape 6, on utilise les critères de sélection suivant :
   - la trajectoire est une ligne droite.
   - dans le plan non dispersif, les trajectoires viennent de la cible.
   - l'angle reconstruit est dans l'acceptance de l'aimant.

Tout d'abord, nous avons vérifié que l'erreur sur la précision de la reconstruction des positions et angles des particules à la sortie de l'aimant était faible, comme on peut le voir dans le tableau (2.1).

Afin d'éliminer les traces dont la proximité est de l'ordre de grandeur de la précision avec laquelle elles ont été reconstruites, un critère de proximité a été introduit dans l'analyse des

U	$< U_{rec} - U_{eff} >$	FWHM
X (cm)	4.10^{-3}	0.2
θ (deg.)	2.510^{-3}	0.15
Y (cm)	2.10^{-3}	0.23
ϕ (deg.)	1.10^{-3}	0.23

TAB. 2.1 – Valeur moyenne et largeur à mi-hauteur des différences entre les valeurs des coordonnées réelles (U_{eff}) et reconstruites (U_{rec}) à la sortie de l'aimant.

résultats de la simulation : deux trajectoires 1 et 2 sont dites proches l'une de l'autre si

$$\mid U(1) - U(2) \mid \leq N_\sigma \times \sigma(U) \tag{2.4}$$

où U représente une des coordonnées X, θ (plan dispersif), Y, ϕ (plan non dispersif) ayant servi à déterminer une trajectoire, σ(U) est l'erreur associée à la reconstruction de U, et N_σ, un paramètre libre donné par l'utilisateur, afin de fixer le critère de proximité. Le rôle de ce paramètre sera discuté dans la suite.

Afin de tester l'efficacité de la méthode de reconstruction, et déterminer la valeur optimale du paramètre N_σ, nous avons reconstruit les multiplicités des évènements (c'est-à-dire le nombre de traces pour chaque évènement, M_{rec}), pour les comparer aux multiplicités vraies (M_{eff}). L'évolution de M_{rec}-M_{eff} avec N_σ montre que les distributions sont symétriques et centrées autour de 0 pour $N_\sigma \sim 7$. Ce critère (distributions symétriques et centrées) est important si l'on souhaite minimiser les erreurs systématiques dans la construction de variables globales basées sur la multiplicité (comme par exemple l'énergie d'excitation). Les résultats trouvés sont résumés dans le tableau (2.2).

N_σ	[1,3]	[3,5]	[5,7]	[7,10]
1	69%	14%	1%	0%
3	82%	31%	4%	2%
5	84%	47%	14%	4%
7	84%	48%	22%	13%
10	90%	50%	17%	13%

TAB. 2.2 – Efficacité (en %) de reconstruction des traces des particules légères, pour quatre intervalles de multiplicité et pour plusieurs valeurs de N_σ.

On peut déjà conclure de ces résultats, que le dispositif expérimental tel qu'il a été décrit dans cette simulation (2 chambres PCOS3 et 1 chambre PCOS4) ne semble bien adapté que pour les faibles multiplicités ($M \leq 3$), et ce quelle que soit la valeur du paramètre N_σ.

2.3.2 Influence des électrons δ

Lorsqu'un ion lourd traverse de la matière (fenêtre d'entrée des détecteurs), il crée des électrons de grande énergie (grande devant le potentiel d'ionisation de la matière traversée, soit jusqu'à quelques MeV), appelés électrons δ. Ces électrons créent un signal dans les chambres à fils et peuvent ainsi perturber la détection des particules de spallation qui nous intéressent. Cette perturbation dépend à la fois de la distribution spatiale de ces électrons (une distribution très large crée un bruit de fond qui peut rendre les chambres inutilisables, alors qu'une distribution très localisée autour de l'ion créera une zone morte dans l'acceptance), mais aussi de leur distribution en énergie (les électrons de faible énergie auront un faible parcours dans la matière, et ne créeront pas de traces complètes ; ils pourront donc être éliminés). Il parait donc important de chiffrer cette contribution et d'en examiner l'impact sur la reconstruction des trajectoires.

Lorsqu'un ion de charge z et de vitesse β traverse une épaisseur dx de matière (Z,A), la production d'électrons δ d'énergie T est donnée par la relation

$$\frac{dN}{dTdx} = Kz^2 \frac{Z}{A\beta^2} \frac{F(T)}{T^2} \tag{2.5}$$

avec :

$$F(T) = 1 - \beta^2 \frac{T}{T_{max}} \tag{2.6}$$

K est une constante, et T_{max}, l'énergie maximale de l'électron. Pour des ions Fe de 1 GeV/u, T_{max}=3.4 MeV.

Un tirage aléatoire d'électrons δ a été effectué selon la formule (2.5). Ces électrons sont ensuite propagés dans l'air (l'ensemble du dispositif expérimental est dans l'air) et dans les détecteurs. Le calcul de la propagation tient compte de l'absorption et de la diffusion des électrons par les différents milieux traversés. Le nombre de fils touchés dans les chambres à fils ainsi que leur distribution spatiale sont résumés dans le tableau (2.3) [66].

	Nbre de fils touchés	FWHM dans le plan dispersif
$1^{ière}$ chambre (PCOS3)	10	71
$2^{ième}$ chambre (PCOS3)	12	13
$3^{ième}$ chambre (PCOS4)	22	157

TAB. 2.3 – Nombres moyens et distribution spatiale des fils touchés par des électrons δ dans les chambres à fils. Les distributions spatiales peuvent être considérées comme des gaussiennes, dont la largeur à mi-hauteur est donnée dans la dernière colonne.

Un calcul de reconstruction de trajectoires a ensuite été refait, selon la méthode décrite au paragraphe (2.3.1), mais en y incluant les évènements les électrons δ. Le résultat est résumé dans le tableau (2.4).

La comparaison des résultats avec (tableau (2.4)) et sans (tableau (2.2)) électrons δ montre que le bruit induit par ces électrons perturbe peu la reconstruction. Les principales limitations observées viennent donc essentiellement du système expérimental étudié lui-même (7 plans de fils indépendants, 3 en X, 2 en Y, 1 en U et 1 en V) et du programme de reconstruction.
La possibilité d'améliorer les performances de reconstruction en utilisant le mur de plastiques a été étudiée. En effet, il devrait permettre, grâce à l'identification des particules légères, d'éliminer le bruit apporté par les électrons δ. Cependant, cette analyse montre que l'amélioration apportée est relativement faible pour les grandes multiplicités de particules, là où la densité de hits sur les plans de fils devient élevée.

N_σ	[1,3]	[3,5]	[5,7]	[7,10]
1	65%	12%	0%	0%
3	84%	32%	3%	2%
5	86%	36%	6%	0%
7	83%	44%	21%	4%
10	80%	20%	14%	5%

TAB. 2.4 – Efficacité (en %) de reconstruction des traces des particules légères, en présence des électrons δ, pour quatre intervalles de multiplicité et pour plusieurs valeurs de N_σ.

Pour conclure, si la précision de reconstruction des traces est bonne (lorsqu'une trace est reconstruite, elle l'est correctement), l'efficacité de cette reconstruction n'est significative que pour les faibles multiplicités de particules (M$\leq$3-4). Cela vient principalement du fait que, chaque plan de fil étant indépendant des autres, les informations sur X et Y sont décorrellées et, pour les grandes multiplicités, les ambiguités deviennent trop importantes. Pour résoudre ce problème, il faudrait soit fournir au programme de reconstruction des couples (X,Y) corrélés pour chaque détecteur, soit augmenter le nombre de plans de fils, soit faire appel à un autre principe de détection que des chambres à fils, comme par exemple celui décrit dans le paragraphe suivant.

2.4 Modification du dispositif expérimental

L'examen des résultats concernant la possibilité de reconstruire les trajectoires avec les chambres à fils (voir paragraphe 2.3) montre clairement la nécessité de modifier le dispositif expérimental prévu, afin d'être capable de mesurer correctement l'ensemble des particules légères chargées issues de la spallation. Deux choix étaient alors possibles :

- Améliorer les performances du dispositif prévu en utilisant des détecteurs supplémentaires (deux chambres à fils, un deuxième mur de plastique) et une nouvelle électronique de lecture

pour le mur de plastique.

- Profiter de la mise au point récente d'un nouveau détecteur par l'équipe KP3 du GSI [67] (MUSIC IV, qui couple des chambres d'ionisation et des compteurs proportionnels). Ce détecteur a été conçu pour étudier les fragments du projectile produits par des réactions de multifragmentation, et donc pour identifier des ions sur la plus grande dynamique possible : du faisceau (aussi lourd que de l'or -Z=79 -), jusqu'à la charge la plus petite possible. La charge la plus petite mesurée jusqu'alors avec la MUSIC IV était Z=2.

La seconde solution a été retenue. La question qui se pose alors est de s'assurer de la possibilité de mesurer Z=1 avec une bonne efficacité.

2.4.1 La chambre d'ionisation MUSIC IV

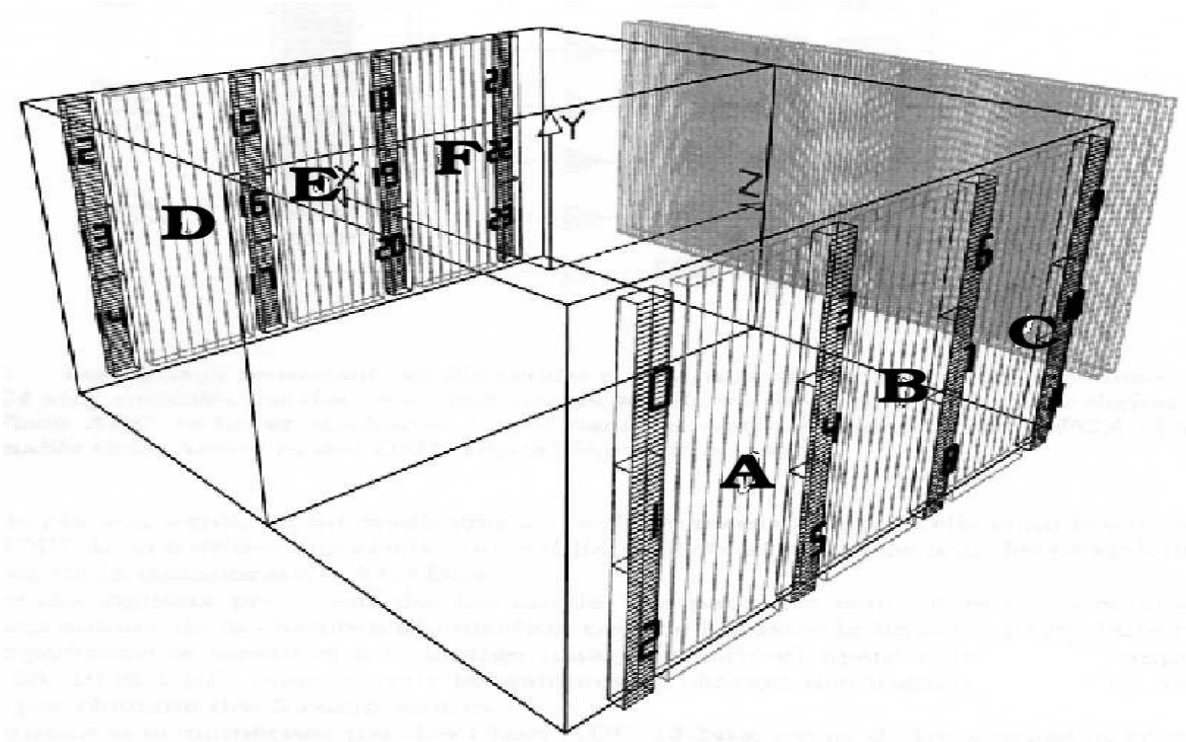


FIG. 2.9 – Vue schématique de la MUSIC IV. Elle est constituée de 6 plans d'anodes notés de A à F et 24 sections numérotées de 0 à 23. Le faisceau traverse la chambre selon l'axe z.

La MUSIC IV (MUltiple Sampling Ionisation Chamber) [67] est un détecteur gazeux rempli d'un mélange d'argon (90%) et de méthane (10%). Il est constitué d'un plan de cathode (plan parallèle à la direction longitudinale) qui le sépare en son milieu en deux volumes de dérive indépendants l'un de l'autre. Lorsqu'une particule traverse le détecteur, elle ionise le gaz. Les

électrons produits tout au long du parcours dérivent dans une direction perpendiculaire au plan de la cathode. Afin de mesurer la charge des particules sur une grande dynamique, l'"anode" est constituée par l'alternance de bandes d'anode (3 x 8 bandes) et de compteurs proportionnels divisés en trois sections (4 x 3 sections) (voir fig. 2.9). Les trois groupes de bandes d'anode définissent trois régions du détecteur fonctionnant en régime de chambre d'ionisation. Ces régions permettent d'identifier les charges supérieures à 8. Les quatre groupes de compteurs proportionnels permettent d'identifier les petites charges.

- Mesure des particules lourdes (Z>8) - les chambres d'ionisation :
  Chaque chambre d'ionisation est constituée de huit bandes d'anode verticales. La position longitudinale de la particule (axe Z) est déterminée par le numéro de la bande touchée. La coordonnée X (dimension transverse) est donnée par le temps de dérive entre la cathode centrale et les bandes d'anode. La position verticale (axe Y) est fournie par les compteurs proportionnels (voir ci dessous).
- Mesure des particules légères ($Z \leq$8) - les compteurs proportionnels :
  Chaque compteur proportionnel est constitué de trois sections. Les sections haute et basse (notées dans la suite H et B) ont une longueur de 36 cm, alors que la section du milieu (notée par la suite M), qui doit supporter un taux de comptage plus élevé, a une longueur de 24 cm seulement. Chaque section est constituée de deux plans de cathode et d'un plan d'anode. Le premier plan de cathode (c'est-à-dire le plus proche du centre du détecteur) est constitué de fils verticaux.

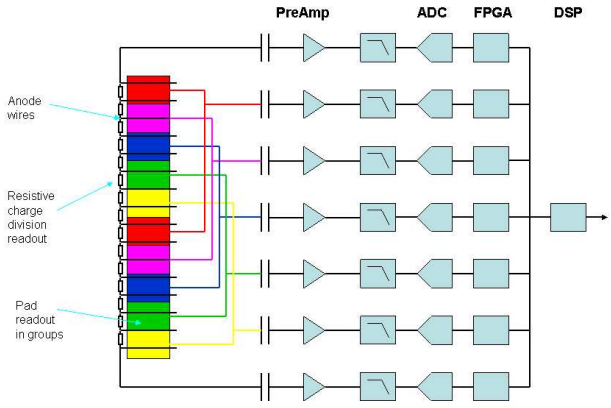


FIG. 2.10 – Electronique de lecture des signaux délivrées par le fil d'anode et par les pads (voir texte).

Le plan d'anode est constitué de fils horizontaux (90 pour les sections H et B, et 60 pour la section M) reliés entre eux par un pont de résistances. Enfin, le deuxième plan cathode est formé de pads (30 pour les sections H et B, et 20 pour la section M). Pour extraire le signal de chaque section tout en minimisant le nombre de voies d'electronique, sept préamplificateurs de charge (PAC) ont été utilisés : deux pour les sorties haute et basse du pont de résistances de l'anode, et cinq pour les pads. Les pads sont reliés entre eux modulo 5 (voir fig 2.10). L'ambiguité résultante sur la mesure de position verticale, c'est-à-dire sur le numéro du pad touché, est levée grâce à la mesure, plus grossière, fournie par la différence H-B des signaux collectés aux deux bouts du pont de résistances de l'anode. Un important problème est lié à la remontée des ions positifs vers le volume du détecteur. Pour cela, une "*gating grid*" a été rajoutée : après l'acceptation d'un trigger et un temps correspondant au temps maximum de dérive des électrons, une haute tension est appliquée sur cette *gating grid*, afin d'empêcher le retour des ions positifs. Pour se prémunir du bruit produit par cette grille sur le plan d'anode, une "*shielding grid*" a été introduite. De plus, cette "*shielding grid*" permet d'uniformiser le champ entre les compteurs proportionnels et les chambres d'ionisation, afin de les découpler correctement.

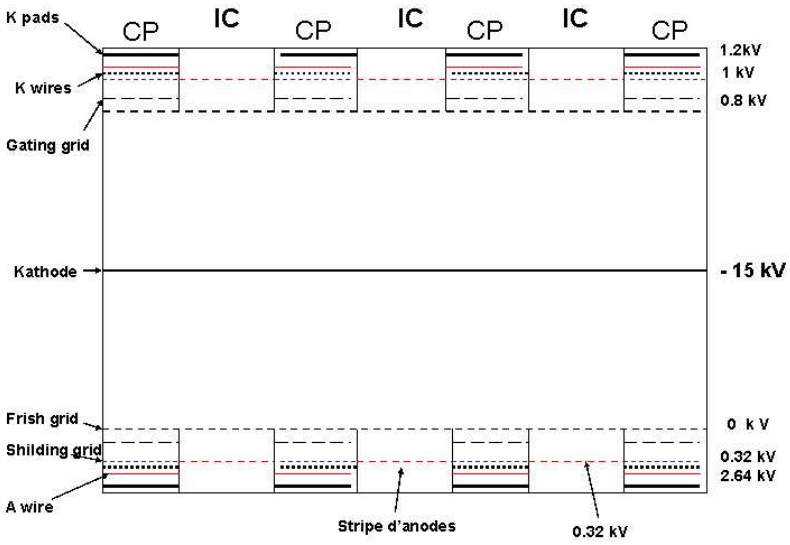


FIG. 2.11 – Coupe transversale de la MUSIC IV dans laquelle sont indiquées les tensions appliquées sur chaque électrode.

La succession et le détail des tensions appliquées sur les différentes électrodes de la MUSIC IV sont schématisées sur la figure 2.11. Enfin, l'électronique de lecture de la MUSIC IV est constituée

de flash ADC, ce qui permet de mesurer simultanément plusieurs particules. Il est ainsi possible de reconstruire en une seule mesure les traces de l'ensemble des produits de réactions.

2.4.2 Le mur de plastique TOF

La fermeture mécanique de la MUSIC IV est faite avec un mur de plastique representé sur la figure : 2.12. Il est constitué de deux plans successifs de 96 scintillateurs chacun. Chaque plastique a une hauteur de 110 cm, une épaisseur 1 cm et une largeur de 2.5 cm. Le plan arrière est décalé par rapport au plan avant d'une demi largeur de scintillateur. Ce décalage permet de détecter correctement sur un mur les particules qui passent entre deux scintillateurs sur l'autre mur. Chaque scintillateur est équipé de deux photomultiplicateurs (l'un en haut et l'autre en bas). Outre une mesure de la charge des particules et de leur temps de vol entre le détecteur *START* et le mur TOF, cela permet d'avoir une information sur la position verticale.

Le principe général de fonctionnement est similaire à celui décrit dans le paragraphe 2.2.8.

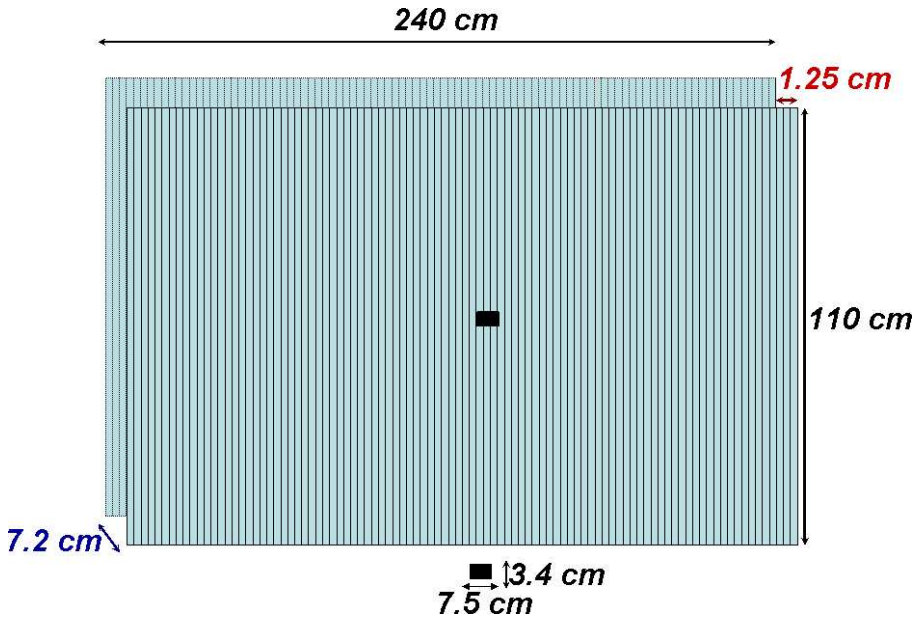


FIG. 2.12 – Le mur de plastiques est constitué de deux plans (240 cm × 110 cm) de 96 plastiques. Les deux plans sont decalé horizontalement l'un par rapport à l'autre de 1.25 cm. Le rectangle noir représente le "trou" dans lequel le faisceau était focalisé.

Cependant, compte tenu de la grande dynamique des fragments arrivant sur le TOF[1], et afin d'assurer la multiplication des électrons entre toutes les dynodes tout en gardant un gain constant,

[1]Rappelons que l'ensemble de détection MUSIC IV + TOF ont été construits pour étudier la multifragmentation.

une tension supplémentaire a été appliquée sur les dynodes 5, 6, 7 et 8 : les potentiels utilisés pendant notre expérience sont :

- $U_{cathode}$ = -1600V, -1700V selon les phototubes
- U_{anode} = - 1000V, -1100V selon les phototubes
- U supplémentaire sur la $5^{ième}$ dynode = 90V
- U supplémentaire sur la $6^{ième}$ dynode = 125V
- U supplémentaire sur la $7^{ième}$ dynode = 180V
- U supplémentaire sur la $8^{ième}$ dynode = 370V

Afin d'éviter d'endommager les plastiques par un bombardement trop intense des ions, trois scintillateurs (numérotés 51, 52 et 53) au voisinage du faisceau sont constitués de deux demi plastiques separés de 3.4 cm (ceci est symbolisé par le rectangle noir de la figure (2.12)). Chacun des deux demi-plastiques est vu par un photomultiplicateur. La propagation de la lumière entre les demis plastiques est assurée grâce un guide de lumière. Les signaux à la sortie des photomultiplicateurs sont divisés en deux :

- Afin de coder l'énergie déposée dans les plastiques (et donc d'identifier en charge les particules), on mesure, grâce à un codeur de charge, l'intégrale du signal de sortie du phototube. Une grande dynamique de codage est obtenue par l'utilisation de deux gains : le signal est tout d'abord amplifié avec le grand gain. Si le résultat conduit à une saturation des codeurs, on bascule sur le petit gain.
- Un deuxième groupe de signaux sert à mesurer le temps de vol. Ces signaux analogiques vont vers un discriminateur à fraction constante, puis sont retardés. Le signal logique résultant fournit un signal "START" qui démarre le codage du temps. Le signal STOP est donné par le scintillateur *START*.

Chapitre 3

Tests et analyse

Afin de valider définitivement les choix du dispositif expérimental et de nous familiariser avec l'ensemble de détection utilisé, nous avons réalisé plusieurs tests sous faisceau, notamment sur la MUSIC IV et sur le mur de plastiques TOF. En effet, comme nous l'avons déjà vu les réglages nominaux n'étaient pas optimisés pour mesurer et identifier les petites charges (Z=1 et 2). Le dispositif utilisé est représenté dans sa totalité sur la figure 4.1. L'ensemble des programmes d'analyse des données que nous avons utilisés sera tout d'abord présenté. Les différents tests que nous avons effectués seront détaillés, et plus particulièrement ceux concernant l'efficacité de mesure des charges Z=1. Ensuite, l'étude et la résolution d'un problème lié à un signal parasite seront examinés.

3.1 Programmes d'analyses

L'ensemble des données issues des différents tests et de l'expérience proprement dite a tout d'abord été mis en forme par le système d'acquisition du GSI, *MBS* (Multi Branch System), puis traité à l'aide du logiciel ROOT du CERN [68]. Cet outil, développé en langage orienté objet C++, est constitué d'une bibliothèque de classes permettant de structurer les données brutes en objets appelés *arbres*, tout en conservant les corrélations entre les différentes variables. Dans notre analyse, chaque *branche* de l'*arbre* correspond à un détecteur, et pour chaque *branche*, les signaux provenant des détecteurs sont représentés par des *feuilles*. Un interface graphique permet de visualiser les données.
Dans notre expérience, les corrélations entre les différentes variables mesurées (et donc entre les différents détecteurs) sont particulièrement importantes afin de pouvoir reconstruire les trajectoires de toutes les particules émises.

Compte tenu de l'évolution du dispositif expérimental, l'acquisition de données et la première

phase de l'analyse étaient structurées selon deux groupes de détecteurs : avant et après l'aimant.

- avant l'aimant : le programme VISU, mis au point par le groupe de Saclay, permet de lire les données brutes issues des deux types d'électronique utilisés : le CAMAC et le VME. Un traitement des données permet ensuite de construire un *arbre* (que l'on appellera "*arbre VISU*") correspondant aux réponses des détecteurs situés avant l'aimant (Stelzer, Music 80, Chambres à dérives, et détecteur Cerenkov).
- après l'aimant : le programme correspondant a été mis au point au GSI afin d'analyser les données issues de la MUSIC IV, du TOF et de LAND. L'utilisation de flash ADC d'une part, et le fait qu'un pré-traitement des données soit déjà effectué à cette étape (par exemple, la reconstruction des traces dans la MUSIC IV est faite à ce stade) rend la fabrication des *arbres* (appelés "*QAD*") plus complexe. L'algorithme utilisé ainsi que l'ensemble des programmes utilisés ont été mis au point par W.Mueller, de l'équipe KP3 du GSI. Nous nous sommes contenté dans ce travail d'en comprendre le principe et de les utiliser. Plusieurs types d'objets sont définis, afin de décrire l'ensemble des paramètres et des actions nécessaires au traitement des données.
  - Des *actions*, appliquées sur des données brutes ou calculées. Elles peuvent éventuellement utiliser des données en entrées, qui sont stockées par ailleurs. Ces *actions* génèrent des *objets*.
  - Les *objets* peuvent soit être utilisés par des *actions* comme donnée d'entrée, soit être le résultat d'*actions*. Il existe deux types d'*objet* : ceux issus d'une *action* qui utilise directement des données brutes de l'expérience pour les transformer en fichier ROOT, et ceux qui seront ensuite utilisés comme paramètre pour une autre *action*. Pour générer ces *objets*, une *action* a généralement besoin de la correspondance entre les différents détecteurs, les voies d'électronique et les différents types de signaux. Ces correspondances sont décrites par des *fichiers de description*.
  - les *fichiers de description* : ils représentent les fichiers des calibrations primaires, les fichiers de description de la géométrie de l'expérience ainsi que les cartes de correspondance entre les différents paramètres nécessaires à l'analyse.

3.1.1 Reconstruction des traces dans la MUSIC IV

La MUSIC IV fournit une mesure de position dans quatre plans verticaux par rapport à la direction du faisceau. Chaque plan correspond à deux compteurs proportionnels segmentés en trois sections, un de chaque coté de la cathode. Il y a donc six sections pour chaque plan. Ces plans sont numerotés : -3, -1, 1, 3. La correspondance entre les numéros des plans et les numéros de section de la figure 2.9 est donnée dans le tableau 3.1 :

numéro des plans	numéro des sections utilisées dans la figure 2.9
-3	0, 1, 2, 12, 13, 14
-1	3, 4, 5, 15, 16, 17
1	6, 7, 8, 18, 19, 20
3	9, 10, 11, 21, 22, 23

TAB. 3.1 – Correspondance entre les numéros des sections des chambres d'ionisation et des compteurs proportionnels de la figure 2.9 et les numéros de plans utilisés dans ce chapitre.

A chaque hit mesuré, on associe une position verticale et horizontale à partir du numéro de la section touchée. La position horizontale permet de calculer un angle par rapport à la cible (angle entre la droite générée par le hit et le milieu de la cible d'une part, et la droite passant par la cathode de la MUSIC IV d'autre part). A chaque hit vu par le premier plan (plan -3), on essaye d'associer un hit du plan -1. Le choix est basé sur deux critères : d'une part, les deux hits doivent avoir des amplitudes comparables (un facteur 2 est accepté), et d'autre part, les deux hits doivent provenir de la cible (en première approximation, c'est-à-dire en supposant des trajectoires droites dans l'aimant - un angle compris entre $\pm$ 0.2 ^{o} par rapport à la cible est autorisé). Lorsque ces deux critères sont remplis, pour chacun des couples de hits retenus on regarde les plans 1 et 3 afin de trouver au moins un hit ayant la bonne amplitude et pouvant être associé à ce couple. La trace est alors validée.
Afin d'améliorer l'efficacité de reconstruction et s'affranchir autant que possible de l'inefficacité d'un plan par rapport aux autres, on examine ensuite tous les hits vus par le plan -1 et on essaye de les associer à des hits vus par le plan 3, à condition que ce dernier n'appartienne pas déjà à une trace construite. Si ces derniers hits peuvent à leur tour être associés à au moins un hit des plans -3 et/ou 1 non utilisés par ailleurs, une nouvelle trace est validée.
Cette procédure permet de définir des traces comme un ensemble d'au moins 3 hits, provenant d'au moins 3 plans.

3.2 Tests de préparation

Deux séries de tests ont été menées avant l'expérience ^{56}Fe + p à 1 GeV/u :

- Le premier test a été effectué en Mars 2003 pour évaluer l'efficacité de mesure des Z=1 dans le mur de plastique.
- Le deuxième test a été effectué en Septembre 2003 pour vérifier le fonctionnement de la

totalité du dispositif expérimental c'est à dire :

- tester le fonctionnement de l'ensemble des quatre chambres à dérive sous faisceau pour la première fois.
- tester la possibilité d'utiliser un radiateur liquide à la place d'un radiateur solide dans le détecteur Cerenkov, pour minimiser le taux des réactions secondaires dans le radiateur.
- évaluer l'efficacité de mesure des Z=1 avec la MUSIC IV en fonction de la tension appliquée sur les anodes des compteurs proportionnels.

Pendant les tests de Septembre chaque laboratoire a pris en charge de réaliser un des objectifs du test. L'IPN a pris en charge d'évaluer l'efficacité de mesure des Z=1. Cette analyse va maintenant être détaillée.

3.2.1 Efficacité de mesure des Z=1 avec le mur de plastiques

Cette mesure a été effectuée avec un faisceau de ^{12}C de 1 GeV/u sur une cible de carbone de 202 mg/cm^2. Pour évaluer l'efficacité de mesure des Z=1, nous avons utilisé un scintillateur de référence d'une largeur de 20 cm, équivalent à 8 plastiques de mur, et d'une longueur de 50 cm (la longueur d'un plastique du mur est de 110 cm). Ce plastique de référence était équipé d'un seul photomultiplicateur. Les caractéristiques de cet ensemble (plastique + photomultiplicateur) ont été optimisées pour mesurer les Z=1. Le scintillateur était placé derrière le mur de plastique et était utilisé comme "trigger" pendant les mesures : les réponses des détecteurs utilisés n'étaient codées que si le scintillateur détectait une particule. La valeur du champ magnétique d'ALADIN utilisé était calculée pour que le faisceau soit focalisé dans le trou du mur de plastique. Compte tenu de la largeur du scintillateur utilisé, l'efficacité mesurée est l'efficacité d'un groupe de huit plastiques par rapport au scintillateur de référence. Pour couvrir la totalité du mur de plastique, il fallait effectuer douze mesures. Cependant, les taux de comptage observés ainsi que le temps de faisceau disponible pour cette mesure ne nous ont permis d'étudier que 3 groupes de 8 scintillateurs. L'efficacité de mesure des Z=1 est le rapport entre leur quantité mesurée par les huit plastiques (ellipse rouge de la fig. 3.1) et leur quantité mesurée par le scintillateur de référence (ellipse bleue de la fig. 3.1). Les efficacités mesurées pour 3 groupes de plastiques sont les suivantes :

- efficacité des plastiques 41 à 48 : 85% .
- efficacité des plastiques 32 à 40 : 80% .
- efficacité des plastiques 24 à 31 : 73% .

Ces valeurs d'efficacité sont bien entendu grossières et représentent une sous-évaluation. En effet, nous n'avons ici tenu compte que des particules identifiées comme des Z=1 à la fois dans le scintillateur de référence et dans le mur (intersection des ellipses bleues et rouge sur la fig. 3.1).

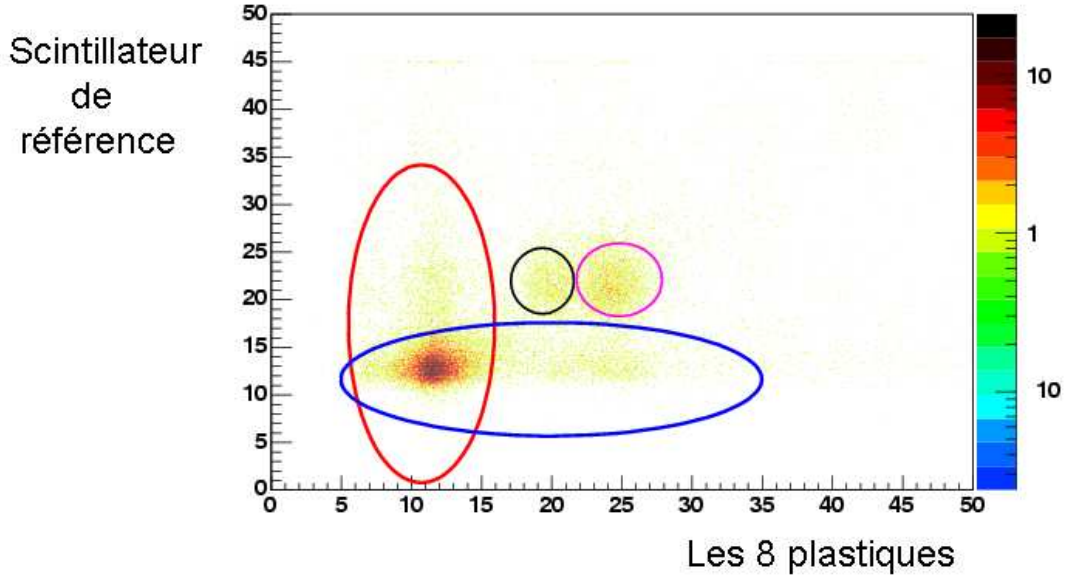


FIG. 3.1 – Racine carrée du signal délivré par le scintillateur en fonction de la racine carrée du signal mesuré par les 8 plastiques correspondant à la géométrie du scintillateur (ici, 41 à 48). Le signal délivré par un plastique scintillant est proportionnel à l'énergie qui y est déposée, et donc au carré de la charge de la particule.

Nous n'avons pas tenu compte des empilements dans le scintillateur de référence (qui donnent des signaux équivalents à $Z>1$). Sur la fig. 3.1, on observe aussi des particules détectées comme $Z=2$ dans le mur et $Z=1$ dans le scintilateur : elles correspondent à des particules ayant subit une réaction nucléaire avant d'arriver sur le scintillateur. Enfin, le fait que le scintillateur ne permette pas d'identifier correctement les charges supérieures à 1 explique les particules entourées par l'ellipse noire ($Z=2$) et l'ellipse rose ($Z=3$) sur la figure 3.1. Les résultats de ces mesures permettent néanmoins de valider la possibilité de mesurer et d'identifier les $Z=1$ avec le mur de plastique.

3.2.2 Efficacité de mesure des $Z=1$ avec les compteurs proportionnels

Comme nous l'avons déjà vu au chapitre 2.4, les tensions nominales de la MUSIC IV et plus particulièrement des compteurs proportionnels ont été choisies pour avoir la plus grande dynamique possible, afin d'étudier la multifragmentation de faisceaux lourds. Dans notre expérience, il est primordial de mesurer le mieux possible les faibles charges (jusqu'à $Z=1$). Nous avons donc entrepris, en Septembre 2003, des tests afin de trouver la tension optimale à appliquer sur les anodes des compteurs proportionnels. Plusieurs faisceaux ont été utilisés (Ar,Ni,Kr) à plusieurs

énergies (750, 850, 900 et 950 MeV/u), avec une cible de carbone de 5 mm d'épaisseur.
Nous avons étudié l'évolution des spectres en charge en fonction de la tension appliquée. Le pic correspondant à la charge du faisceau servait de référence à l'identification de la charge et le critère choisi pour une bonne détection des Z=1 était le suivant : lorsque la tension appliquée augmente, les Z=1 doivent être de mieux en mieux détectés ; le rapport (nombre de Z=1)/(nombre de Z=2) doit donc augmenter avec la tension appliquée, jusqu'à atteindre une valeur maximale (voire un plateau), indiquant que l'augmentation de la tension ne permet plus d'augmenter le nombre de Z=1 détectés. On peut alors supposer que tous les Z=1 ont été mesurés[1].

Un exemple des spectres obtenus avec un faisceau d'argon à 900 MeV/u est illustré sur la

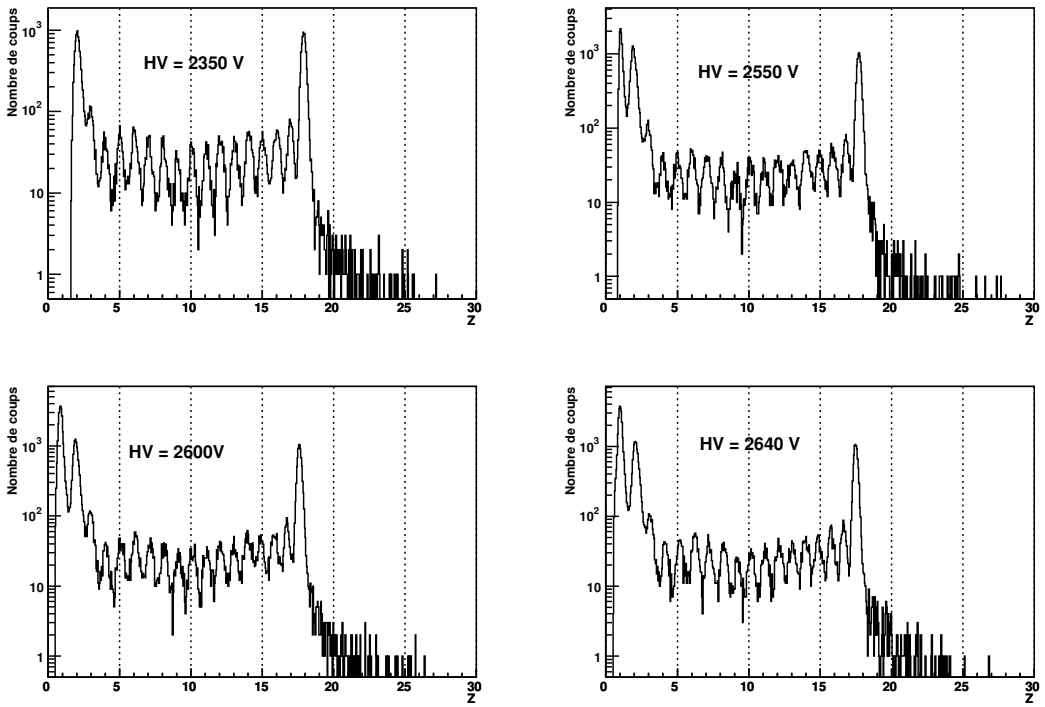


FIG. 3.2 – Evolution des spectres en charge obtenus avec les compteurs proportionnels en fonction de la tension appliquée. Ces spectres ont été obtenus avec un faisceau d'argon, à 900 MeV/u sur une cible de carbone, et sont normalisés entre eux au nombre de triggers.

[1]Remarquons cependant que ces mesures ont été effectuées avec des particules pour lesquelles une trace identifiée Z=1 a été mesurée. Cela présuppose qu'une trace a pu être reconstruite. Les Z=1 pour lesquels une trace n'a pas pu être construite, notamment à cause de l'algorithme choisi pour cette reconstruction, ne sont pas considérés dans cette étude. La saturation du rapport (Z=1)/(Z=2) peut donc indiquer la limite de la possibilité de reconstruction des traces Z=1 avec l'algorithme choisi.

figure 3.2. On y observe qu'à 2350 V, on ne détecte pas les Z=1 : ils apparaissent entre 2350 V et 2550 V. La figure 3.3 montre l'évolution du rapport (Z=1)/(Z=2). On observe que ce rapport

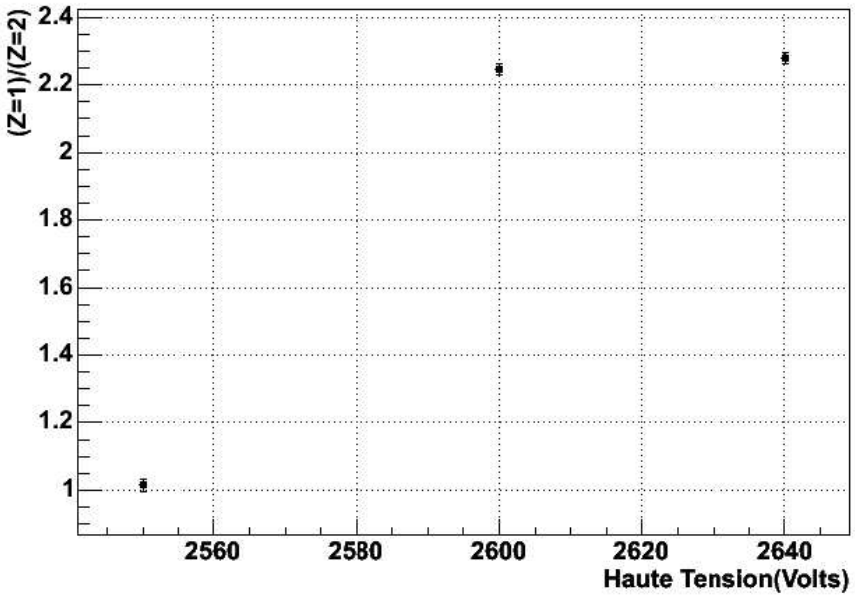


FIG. 3.3 – Evolution du rapport (nombre de Z=1 détectés)/(nombre de Z=2 détectés) en fonction de la haute tension appliquée sur les compteurs proportionnels. Les valeurs ont été obtenues avec un faisceau d'argon à 900 MeV/u sur une cible de carbone.

semble se stabiliser autour de 2600-2640V. Malheureusement, il n'a pas été possible d'augmenter les tensions au delà à cause de la saturation des préamplificateurs de charge utilisés pour le codage des pads des compteurs proportionnels. Néanmoins, l'examen de la figure 3.3 permet d'être confiant sur la détection des Z=1 avec les compteurs proportionnels pour une tension de 2640V. C'est cette tension qui a donc été choisie pour notre expérience.

3.2.3 Efficacité de mesure des Z=1 avec la MUSIC IV

Comme noté au paragraphe précédent, l'efficacité intrinsèque de mesure des Z=1 avec la MUSIC IV dépend de la routine de reconstruction de trace (voir paragraphe 3.1.1). Pour remonter à l'efficacité de détection de la MUSIC IV, une mesure d'efficacité de chaque plan (-3, -1, 1, 3) de la MUSIC IV par rapport aux trois autres doit être effectuée, et ce de chaque coté de la cathode. Cette efficacité a été calculée pour les traces qui ne traversent pas la cathode et vues par le mur de plastique. Pour chaque trace vue par trois plans, on teste la réponse du quatrième plan, ce qui permet de calculer une efficacité conditionnelle. Ce calcul est effectué charge par charge. Les résultats obtenus pour Z=1, Z=26 et pour l'ensemble des traces sont représentés dans le

tableau 3.2.

Si l'on considère cette efficacité conditionnelle comme une efficacité de détection de chaque

N^o du plan	$\epsilon(Z{=}1)$ en % Droite, gauche	$\epsilon(Z{=}26)$ en % Droite, Gauche	ϵ(toutes les charges) en % Droite, Gauche
-3	71, 73	100, 100	85, 80
-1	80, 78	100, 100	91, 83
1	76, 69	100, 99	89, 75
3	76, 76	100, 99	88, 82

TAB. 3.2 – Efficacite ϵ de chacun des plans de la MUSIC IV par rapport aux autres pour la mesure des $Z{=}1$ et $Z{=}26$, à droite et à gauche de la cathode, ainsi que pour l'ensemble de Z.

plan, on peut remonter à l'efficacité de détection de chaque coté de la cathode, grâce à la formule suivante :

$$P = (P_1 * P_2 * P_3) + (P_1 * P_2 * P_4) + (P_1 * P_3 * P_4) + (P_2 * P_3 * P_4) - 3 * (P_1 * P_2 * P_3 * P_4) \quad (3.1)$$

où P est l'efficacité de détection d'un coté de la cathode et (P_1, P_2, P_3, P_4) l'efficacité des plans (-3,-1,1,3) respectivement. Le résultat est représenté sur la figure 3.4. On remarque que l'efficacité

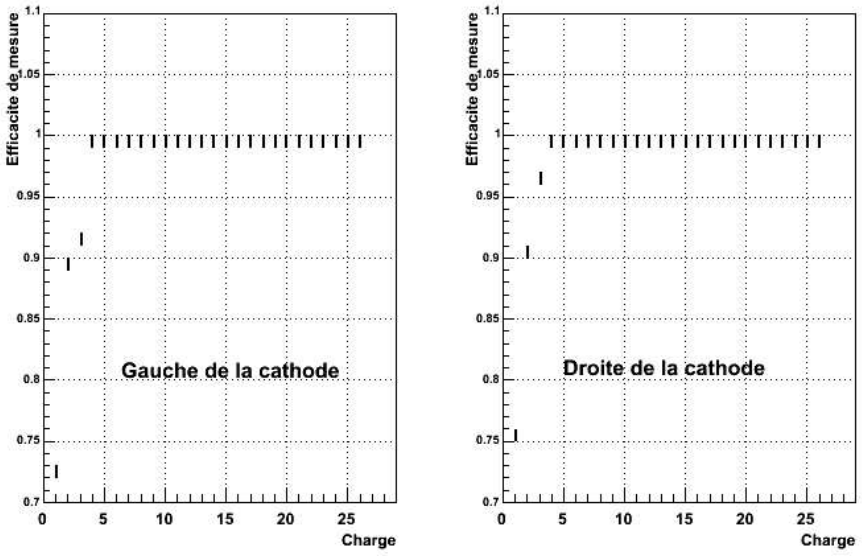


FIG. 3.4 – Efficacité de détection minimale de la MUSIC IV en fonction de la charge, de chaque côté de la cathode pour le système ^{56}Fe + p à 1 GeV/u.

de détection est supérieure à 99 % de chaque coté de la cathode pour les ions lourds de charge

$Z \geqslant 5$ et de l'ordre de 75 % pour les ions hydrogène.
Les limites de cette étude montrent qu'il serait probablement utile de faire des mesures de calibration de la MUSIC IV afin d'avoir, pour chaque plan, d'une part et pour l'ensemble du détecteur d'autre part, une mesure précise de l'efficacité de mesure des Z=1.

3.2.4 Séparation en masse

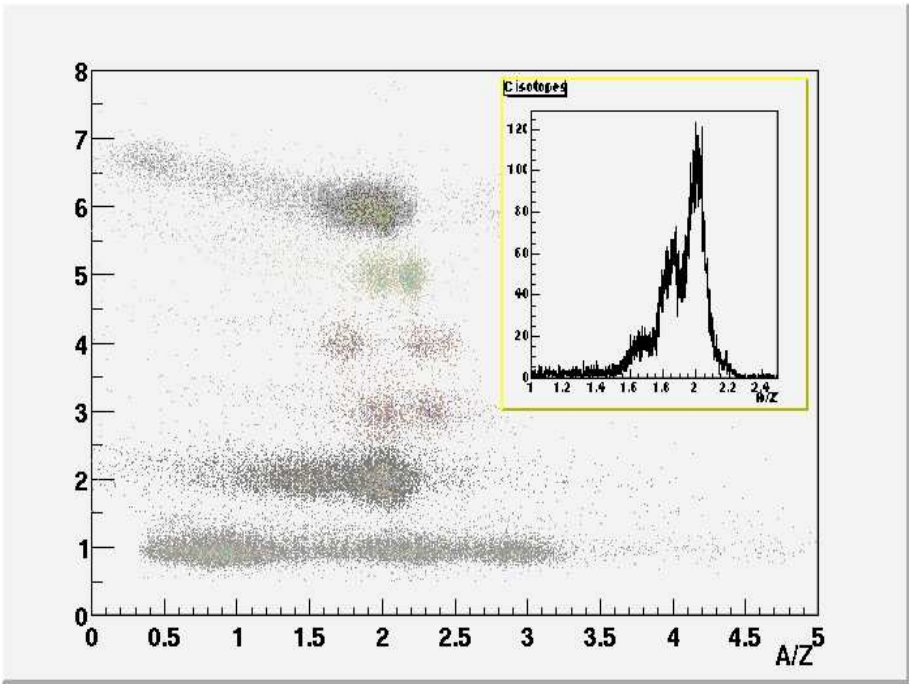


FIG. 3.5 – Mesure du rapport A/Z en fonction de la charge Z obtenu pour le système ^{12}C + p à 1 GeV/u. La projection de cette figure sur l'axe A/Z pour la charge Z=6 est représentée dans l'encart.

La figure 3.5 montre que grâce aux qualités de l'aimant ALADIN et à la bonne résolution en position de la MUSIC IV, il doit être possible d'obtenir une séparation en masse suffisante. En effet, le rapport A/Z illustré sur cette figure a été obtenu à partir d'une simple corrélation entre la position horizontale dans la MUSIC IV et l'angle de la trajectoire considérée à la sortie de l'aimant. Afin d'éliminer le bruit de fond, seules les traces semblant provenir de la cible ont été retenues. La formule 2.3 de la rigidité magnétique peut être réécrite comme $A/Z = B\rho/\beta\gamma$. Si l'on fait l'hypothèse que toutes les particules émises entrent dans l'aimant ALADIN avec sensiblement la même position et le même angle (ce qui en première approximation n'est pas trop faux à 1 GeV/u), le rayon de courbure ρ est directement relié à l'angle et à la position

de la particule à la sortie de l'aimant, et donc à l'entrée de la MUSIC IV. Puisque le champ magnétique B est constant et que l'on peut considérer (toujours en première approximation) qu'à 1 GeV/u, les produits de réaction ont à peu près tous la même vitesse réduite β, on peut facilement en déduire A/Z. De simples considérations géométriques permettent donc pour le système ^{12}C+p à 1 GeV/u, de séparer les masses (voir figure 3.5). Compte tenu des hypothèses prises (même angle d'emission, position et vitesse pour toutes les particules émises), on peut raisonnablement penser qu'il sera possible de séparer les masses en combinant une reconstruction de trajectoire dans l'aimant plus rigoureuse (calcul du ρ) avec une mesure de vitesse pour chaque particule (avec le Cerenkov pour les Z>10 et avec le mur de plastiques pour les Z<10).

3.2.5 Signal parasite : "Z=1.5"

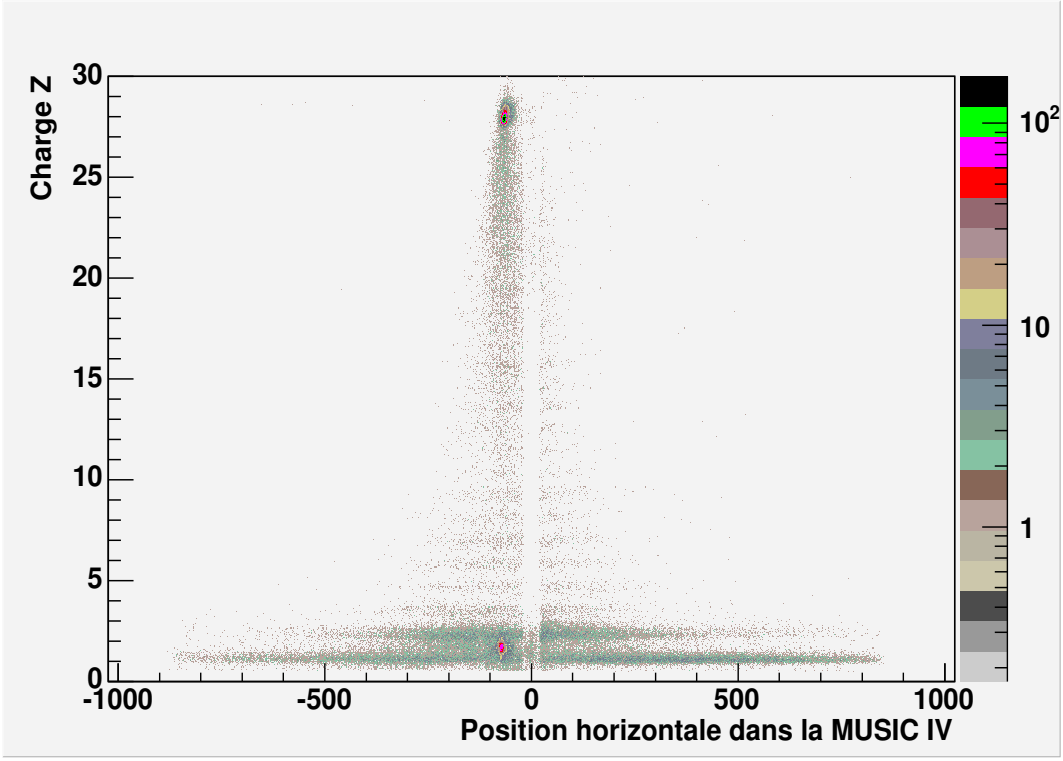


FIG. 3.6 – Corrélation entre la charge mesurée par les compteurs proportionnels et la position horizontale x_o en mm dans le référentiel de la MUSIC IV, pour le système ^{58}Ni+C à 950 MeV/u. x_o=0 correspond à la cathode et les valeurs négatives correspondent à la gauche de la cathode, faisceau dans le dos.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.2.3, les tests effectués avec le faisceau d'argon à 1 GeV/u nous ont conduit à définir la tension d'utilisation de la MUSIC IV à 2640 V. Cependant,

il est apparu qu'avec une telle tension, un pic parasite apparait dans le spectre en charge entre les pics Z=1 et Z=2 lorsque le faisceau est plus lourd, en l'occurence du nickel à 950 MeV/u. Ce pic parasite, baptisé *Z=1.5* est localisé à la même position horizontale x_o que celle du faisceau (voir fig 3.6). En effet, on voit clairement sur cette figure deux pics de statistique élevée correspondant à Z=26 et à *Z=1.5*. La bande blanche verticale centrée autour de x_o=0 est due à une mauvaise calibration de la vitesse de dérive dans la MUSIC IV. En effet, c'est le temps de dérive dans le détecteur qui permet de mesurer la position x_o dans le plan horizontal de déflexion de l'aimant. Lors de ces tests, cette vitesse a été surestimée. Cela conduit à l'apparition d'un "offset" de 20 mm qui se traduit par une "zone morte" autour de la cathode. Cette zone est symétrique puisque les électrons dérivent de part et d'autre de la cathode, selon que la trajectoire de la particule analysée se situe à gauche ou à droite de la cathode. La procédure de calibration de la vitesse de dérive sera détaillée au paragraphe 4.3.2. Pour des raisons de commodité, cette calibration n'a pas été faite pour ces tests. Les caractéristiques du signal parasite *Z=1.5* sont les suivantes :

- le signal apparait d'autant mieux que le faisceau est lourd.
- le signal apparait toujours du même coté de la cathode que le faisceau.
- sur les compteurs proportionnels, le signal n'est visible que sur les sections hautes et basses, et jamais sur la section du milieu, où le faisceau est présent.
- lorsqu'une trace est constituée de 4 hits et accompagne la trace du faisceau, elle est identifiée comme un *Z=1.5*.

L'origine exacte de ce signal n'est pas bien déterminée. Cependant, ce pic correspond clairement à des traces qui "accompagnent" le faisceau (plus spécialement s'il est lourd) et qui sont très localisées autour du faisceau. L'hypothèse d'électrons δ créés par les ions du faisceau lorsqu'il traverse le gaz de l'enceinte de la MUSIC IV peut donc être avancée. En effet, ces électrons sont produits dans un cône centré autour du faisceau. Dans les sections du milieu des compteurs proportionnels, leur signal est donc masqué par celui du faisceau (empilement) dans les sections du milieu : il est donc naturel qu'on ne les détecte que sur les sections hautes et basses. De plus, le fait que ces traces soient systématiquement présentes en même temps que le faisceau permet de penser que ce ne sont pas des particules de spallation puisque, si le faisceau (Z=26) est détecté, c'est qu'il n'a pas interagi.

La localisation géométrique des *Z=1.5*, ainsi que le fait qu'ils ne correspondent probablement pas à des particules issues de la spallation, permet de les éliminer (fig.3.7) en considérant comme zone morte un cylindre centré autour du faisceau et de diamètre 25 mm. La partie haute de la figure 3.7 représente la corrélation entre la charge mesurée et la position horizontale, pour la réaction ^{56}Fe+p à 500 MeV/u. On voit sur la figure du milieu comment le *Z=1.5* est éliminé

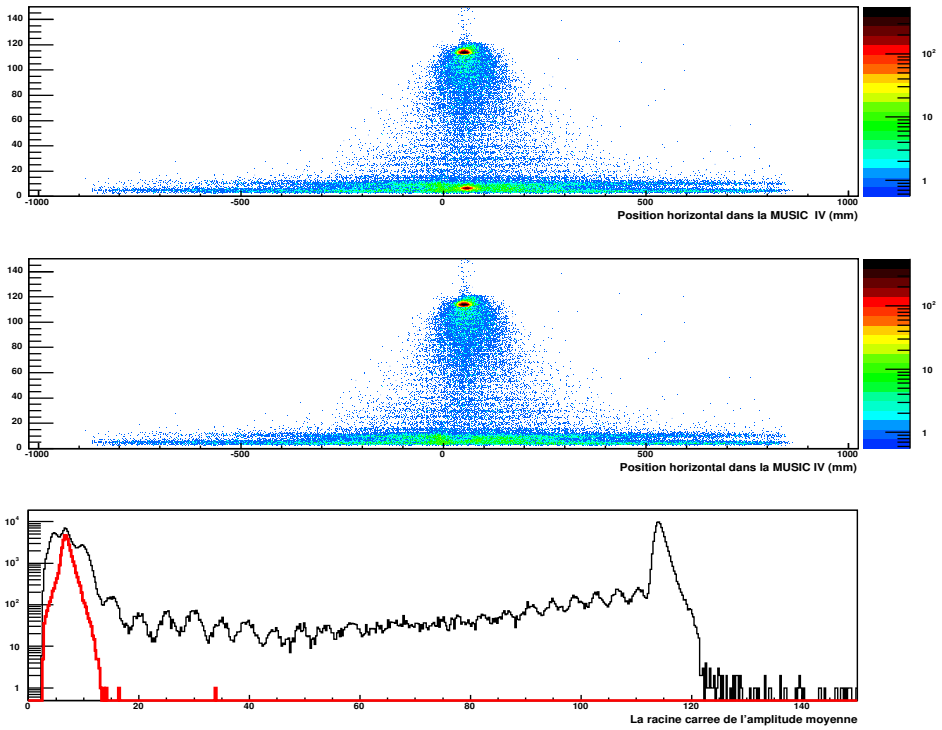


FIG. 3.7 – Les deux premiers spectres (en haut et au milieu) représentent la racine carrée de l'amplitude moyenne mesurée avec les compteurs proportionnels (c'est à dire une quantité proportionnelle à Z) en fonction de la position horizontale dans la MUSIC IV. En haut est représenté le spectre total, et au milieu, le même spectre, une fois éliminé le Z=1.5 (voir texte). La figure du bas représente en noir, la projection sur l'axe Y (c'est à dire la charge Z) du spectre du haut, et en rouge, le spectre des particules Z=1.5 éliminées.

lorsque l'on supprime toutes les traces localisées autour du faisceau. Les traces reconstruites avec 4 hits en présence du faisceau sont représentées en rouge dans la figure 3.7 bas.

3.2.6 Conclusion

Les tests que nous avons effectués nous ont tout d'abord permis de nous familiariser avec le fonctionnement des différents détecteurs, et plus particulièrement de la MUSIC IV et du TOF. Cela nous a amené à mieux comprendre les programmes de traitement des données, et donc à mieux les utiliser. Les mesures d'efficacité des Z=1 dans la MUSIC IV et dans le TOF nous ont ensuite permis de conclure que leur mesure sera possible, à condition de bien maitriser les limitations de ces détecteurs. La reconstruction des masses semble aussi possible si l'on est capable

de reconstruire les trajectoires dans l'aimant. Enfin, nous avons vu comment nous pouvons nous débarrasser du signal parasite $Z = 1.5$.

Chapitre 4

Expérience

L'expérience SPALLADIN, qui concerne le système ^{56}Fe+p à 0.5 et 1 GeV/u, a été réalisée fin février 2004 avec le dispositif expérimental représenté sur la figure 4.1.

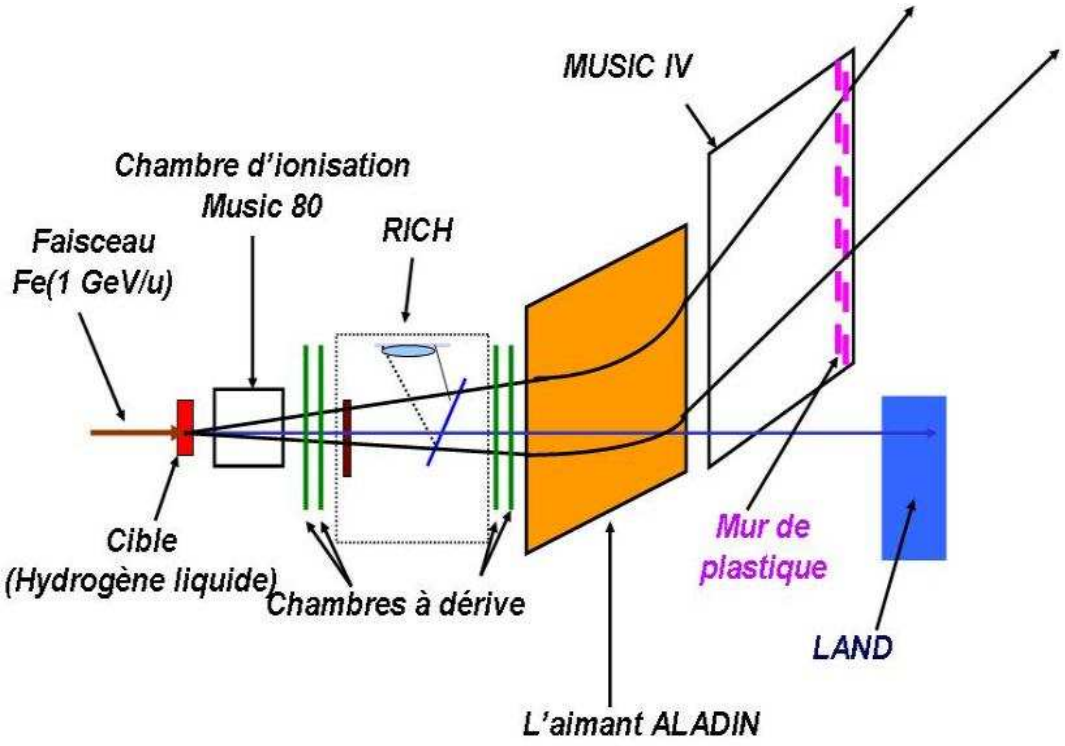


FIG. 4.1 – Dispositif expérimental utilisé pendant l'expérience Spalladin à GSI.

Puisque la cible d'hydrogène liquide utilisée était contenue dans des feuilles de titane (voir cha-

pitre 2.2.1), deux mesures ont été réalisées à chaque énergie : une en cible pleine (avec hydrogène et les feuilles de titane), et une en cible vide (sans hydrogène, mais avec les feuilles de titane), afin de pouvoir soustraire la contribution des fenêtres de titane. En effet, même si ces fenêtres sont très minces, leur contribution n'est pas négligeable et il est important, au moins en moyenne, de pouvoir extraire des évènements en cible pleine, la contribution des réactions ayant eu lieu sur les feuilles de titane. L'efficacité des détecteurs, l'acceptance du dispositif expérimental, ainsi que la présence de réactions secondaires, ne permet pas de trier efficacement les évènements selon leur complétude (charge totale mesurée par exemple), et ainsi d'utiliser cette information pour séparer les évènements issus de la réaction ^{56}Fe+p (Z_{total}=27), de ceux issus de la réaction ^{56}Fe+Ti (Z_{total}=48). Par ailleurs, le nombre important de réactions secondaires dans le Cerenkov nous a conduit à effectuer aussi des mesures sans détecteur Cerenkov (à 1 GeV/u, les mesures ont été faites avec et sans Cerenkov ; à 500 MeV/u, seules les mesures avec Cerenkov ont été faites). Enfin, une partie du temps de faisceau a été consacrée à des mesures de calibration (voir paragraphe 4.3).

4.1 Trigger et Acquisition

L'acquisition des données est déclenchée par un signal trigger, après une mise en temps des signaux. Cette mise en temps dépend de l'électronique de lecture et du trigger utilisé.

4.1.1 Trigger

Le trigger permet de définir les conditions d'enregistrement des données, à travers une opération de coincidence entre les signaux de quelques détecteurs. Le choix de ces conditions, si elles sont trop restrictives, peut introduire un biais dans les évènements retenus : par exemple, décider qu'une réaction a eu lieu dans la cible seulement si un neutron a été émis, élimine toutes les réactions, certes rares, dans lesquelles seul un proton a été émis. Pour palier à ce type d'inconvénient, le trigger choisi est un OU entre plusieurs triggers :

- le trigger BEAM : la présence du détecteur *START* déclenche l'enregistrement des données. C'est le seul trigger qui n'introduit pas de biais, puisqu'il déclenche l'acquisition chaque fois qu'une particule du faisceau arrive sur la cible. Il permet ainsi d'avoir un point de référence lors de la calibration des détecteurs. Cependant, il conduit à enregistrer beaucoup d'évènements pour lesquels aucune réaction nucléaire n'a eu lieu. C'est pour cela que ce trigger a été divisé par 32, c'est-à-dire que les évènements correspondant à ce type de trigger n'ont été enregistrés qu'une fois sur 32.
- le trigger LAND : une coincidence entre le scintillateur *START* et le détecteur LAND.

Si l'on considère que le détecteur LAND ne mesure que les neutrons(une analyse fine de LAND sera ensuite nécessaire pour s'assurer qu'un neutron a été bien detecté) , ce trigger permet de retenir les réactions pour lesquelles un neutron au moins a été émis.

- le trigger TOF : une coincidence entre le scintillateur *START* et le mur de plastiques permet de retenir les réactions pour lesquelles aucun neutron n'a été détecté, mais où au moins une particule chargée a été émise.

La présence (ou non) de chacun des signaux trigger était codée sur un des bits du mot TRIGGER de l'acquisition : les bits 1 (bit de plus faible poids), 2 et 3 (c'est-à-dire les canaux 2, 4, et 8 sur la figure 4.2) correspondent respectivement aux triggers BEAM, LAND et TOF. La présence simultanée d'au moins 2 triggers se traduit donc par une combinaison de ces bits, comme illustré sur la figure 4.2. Les rapports entre les contenus des canaux 6 et 4, 10 et 8, 14 et 12, illustre

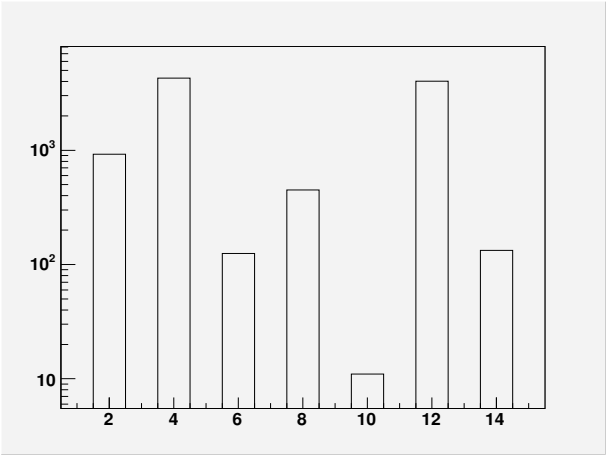


FIG. 4.2 – Spectre typique des triggers enregistrés pendant l'expérience ^{56}Fe+p à 1 GeV/u. Les canaux 2, 4, et 8 correspondent respectivement aux triggers BEAM, LAND et TOF, alors que les autres canaux correspondent à une combinaison de plusieurs de ces triggers.

la division par 32 du trigger faisceau. On remarque la propriéte neutrogène de la réaction de spallation car le trigger LAND est 10 fois plus probable que le trigger TOF, en plus, le trigger LAND et le trigger LAND + TOF sont également probable. Avec un trigger LAND on perd 5% des événements. Par contre avec le trigger TOF seul, 50% des événements sont perdus.

4.1.2 Acquisition

L'acquisition était déclenchée par le signal trigger. Chacun des signaux trigger "individuels" était bloqué par le temps mort, c'est-à-dire que ces signaux n'étaient présents que si l'acquisition était prête à prendre de nouvelles données. Le temps mort est principalement généré par le temps

de codage des signaux délivrés par les différents détecteurs et le temps d'acquisition des différentes informations électroniques. Il depend fortement du taux de comptage et de la multiplicité des particules émises pendant la réaction. De plus, l'acquisition des données devait traiter différents types de signaux, provenant de différents standards d'électronique : le CAMAC, le FASTBUS et VME.

4.2 Temps mort et réactions secondaires

Le faisceau utilisé était délivré sous forme de paquets appelés *spill* d'une période de 6 s, avec une intensité variant entre 1500 et 5000 ions par spill.

4.2.1 Temps mort

L'intensité du faisceau a été séléctionnée selon les types de mesures effectuées afin d'assurer un temps mort raisonnable, c'est-à-dire pas trop important. Afin d'évaluer ce temps mort, nous avons utilisé deux signaux. Le premier est obtenu à partir du signal logique produit par le passage du signal *START* dans un Discriminateur à Fraction Constante (CFD). Ce signal permet d'incrémenter une échelle (n_{libre}) chaque fois qu'un ion faisceau traverse le détecteur *START*. Un deuxième signal, généré par le signal Trigger faisceau, permet d'incrémenter une autre échelle ($n_{trigger}$), qui sera donc conditionnée par le temps mort. La relation

$$temps\ mort = TM = 1 - \frac{n_{trigger}}{n_{libre}} \tag{4.1}$$

permet ainsi d'évaluer le nombre d'évènements non enregistrés à cause du temps mort. La figure 4.3 montre que nous avions entre 20% et 35% de temps mort pendant notre expérience. Les fluctuations visibles sur la figure correspondent à des variations de l'intensité du faisceau.

4.2.2 Réactions secondaires

Il existe deux sources de réactions secondaires : celles ayant lieu dans la cible et celles ayant lieu dans le dispositif expérimental. Une examen détaillé de leur contribution sera présenté dans le paragraphe (6.1.2) et seules les réactions ayant lieu dans le dispositif experimental sont ici brièvement décrites. Les épaisseurs de matière présentes entre la MUSIC 80 et la MUSIC IV, et plus particulièrement le détecteur Cerenkov, peuvent engendrer des réactions avec les produits de spallation : on les appelle des réactions secondaires. Ces réactions parasites se traduisent par un changement de Z, comme on peut le voir sur la figure 4.4 : tous les ions qui ne se trouvent pas sur la diagonale, c'est-à-dire qui n'ont pas la même charge dans la MUSIC 80 et dans la MUSIC IV, ont probablement subi des réactions secondaires. Elles représentent 15.33% des réactions qui ont

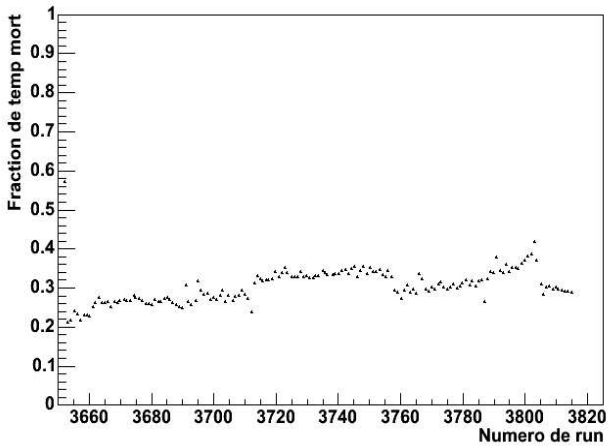


FIG. 4.3 – Fraction des évènements bloqués par le temps mort en fonction du numéro de run (1 correspond à 100% de temps mort - voir eq.4.1).

déclenché un trigger TOF ou LAND. Ces particules ne sont pas prises en compte dans l'analyse, sauf pour le calcul des sections efficaces. Notons enfin qu'avec notre dispositif expérimental, il n'est pas possible d'identifier les réactions secondaires conduisant à un changement de masse (A) sans changement de charge (Z).

4.3 Mesures de calibration

L'analyse des données nécessite bien entendu de transformer les données des codeurs (exprimées en canaux) en paramètres physiques, comme la charge Z, la masse A, les positions dans les différents détecteurs et dans l'aimant en cm, et les vitesses en cm/ns. Afin d'établir ce lien, des points de référence sont nécessaires et des mesures spécifiques de calibration ont été faites.

4.3.1 Calibration des détecteurs avant l'aimant

- Les chambres à dérive : pour connaître la masse A du résidu de spallation, il est important d'obtenir une bonne résolution sur la mesure de sa trajectoire avant l'aimant. Ceci est fait grâce aux 4 chambres à dérive situées avant ALADIN (voir paragraphe 2.2.4). Chacune des chambres à dérive donne une position selon les deux coordonnées x (coordonnée horizontale dans le plan de déflexion de l'aimant) et y (coordonnée verticale perpendiculaire au plan de déflexion de l'aimant). Une mesure (la plus précise) est donnée par le barycentre des pads touchés[1]. L'autre est donnée par la mesure du temps de dérive des électrons vers l'anode.

[1] Une description précise de la méthode utilisée est donnée dans le paragraphe 2.2.4.

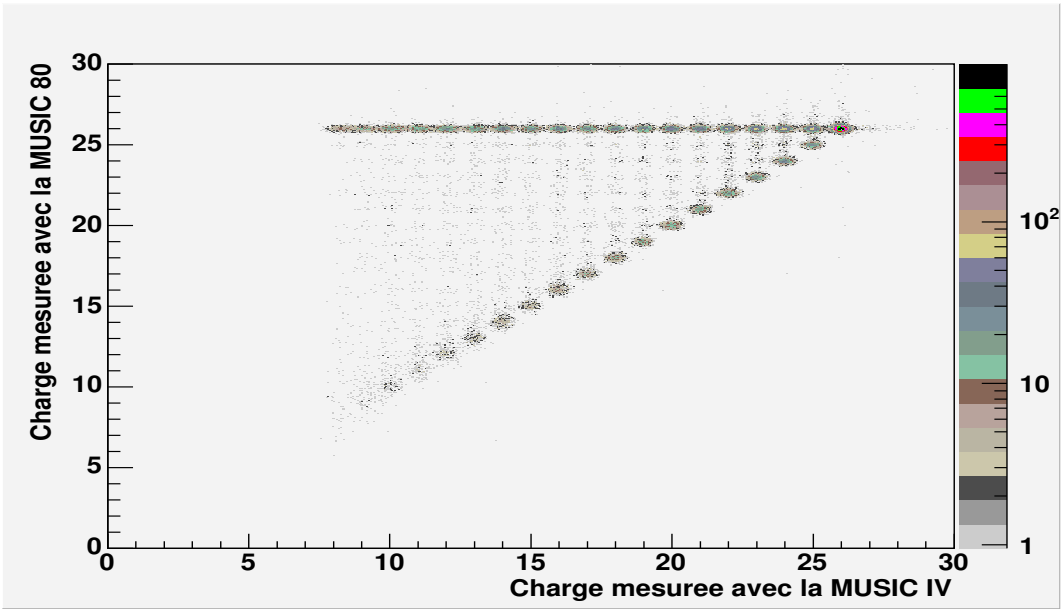


FIG. 4.4 – Corrélation entre la charge mesurée dans la MUSIC 80 située juste après la cible, et la charge mesurée avec la MUSC IV, située après l'aimant.

Un générateur d'impulsions a permis d'obtenir une mesure de la corrélation canal-temps : elle a donné 2.27 ns/canal. Ensuite, une mesure de la vitesse de dérive est obtenue grâce à une source bien localisée dans la chambre. Une mesure de sa position et du temps de dérive lié au signal qu'elle génère permet de mesurer une vitesse de dérive de 3.8 cm/μs [60]. Compte tenu de la meilleure précision sur la mesure de position obtenue avec les pads par rapport à la mesure effectuée avec le temps de dérive, nous avons utilisé la mesure de position donnée par les pads. Les chambres ont donc été disposées de telle façon que les mesures de positions horizontale **et** verticale soient données par les pads. Il a donc fallu tourner 2 des 4 chambres de 90°, une avant et une après le détecteur Cerenkov.
La résolution des chambres varie entre 100 μm et 300 μm en fonction de la charge, ce qui conduit à une résolution à l'entrée de l'aimant comprise entre 300 μm et 600 μm.

- La chambre d'ionisation : la relation 2.1 montre que la perte d'énergie d'un ion dans la matière est proportionelle à la racine carré de sa charge. Ainsi, le spectre de la racine du signal fourni par les ADCs de la chambre d'ionisation est en fait un spectre en charge. Des évènements "faisceau" (c'est-à-dire enregistrés avec le trigger BEAM) permettent ensuite d'attribuer une valeur numérique à chaque pic observé dans le spectre (Z=26 pour le faisceau).

4.3.2 Calibration des détecteurs après l'aimant

- la MUSIC IV : elle permet de mesurer les charges grâce aux chambres d'ionisation et aux compteurs proportionnels qui la composent. La combinaison de ces deux types de détecteurs permet d'obtenir une bonne résolution en charge sur une grande dynamique (jusqu'à Z=79 dans les expériences ALADIN). Dans notre expérience, la dynamique nécessaire n'était que de Z=1 à Z=26 et les qualités de la MUSIC IV nous ont permis d'obtenir une très bonne résolution sur toute la gamme de charges mesurées comme on peut le voir sur les figures 4.5 et 4.6.

  Un ion qui traverse le détecteur est vu par 4 sections de compteurs proportionnels et 24 anodes des chambres d'ionisation. La première étape est donc de calibrer entre eux les gains des différents compteurs proportionnels et des différentes anodes des chambres d'ionisation, c'est-à-dire s'assurer qu'à une charge donnée correspond toujours le même canal, quelque soit le détecteur analysé. Cette calibration est basée sur des évènements "faisceau". Pour

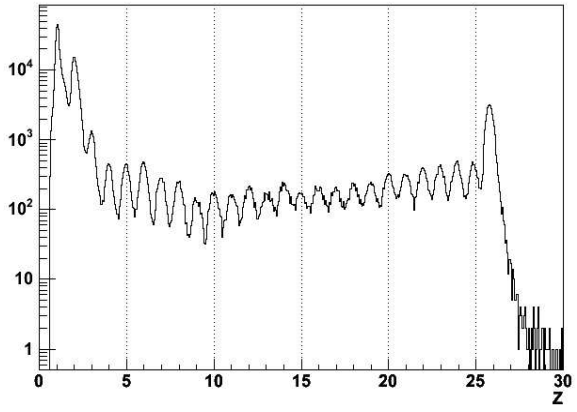


FIG. 4.5 – Spectre en charge mesuré par les compteurs proportionnels - ^{56}Fe+p à 1 GeV/u.

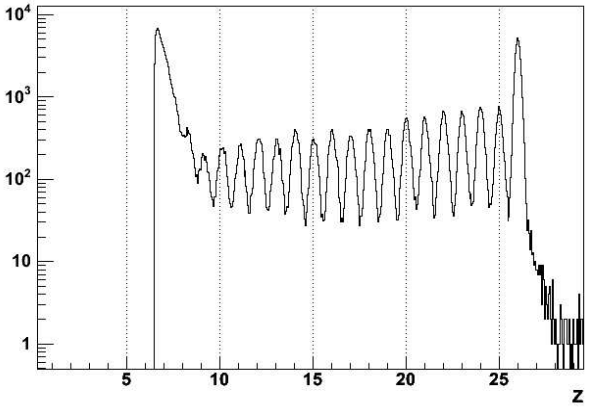


FIG. 4.6 – Spectre en charge mesuré par les chambres d'ionisation - ^{56}Fe+p à 1 GeV/u.

ce, deux mesures ont été effectuées en balayant le faisceau de part et d'autre de la cathode, afin d'avoir un point de référence pour tous les détecteurs de la MUSIC IV. Puisqu'il n'était pas possible de balayer le faisceau verticalement, les premiers pics du spectre en charge (c'est-à-dire les Z=1, 2 et 3) des sections du milieu des compteurs proportionnels ont servi de référence pour calibrer les gains des sections hautes et basses. Une fois tous ces gains correctement calibrés, le spectre en charge (c'est-à-dire en $\sqrt{canal}$) est tracé, pour les compteurs proportionnels en considérant la moyenne des 4 sections ayant un signal, et pour les chambres d'ionisation, la moyenne des 24 anodes. La procédure de calibration de ces spectres est analogue à celle utilisée pour la chambre d'ionisation située avant l'aimant (voir paragraphe 4.3.1). Enfin, une combinaison des 2 spectres permet d'obtenir le spectre en charge final (voir fig.4.7) : compte tenu de l'allure des spectres des figures 4.5 et 4.6, les charges Z<10 sont issues des données des compteurs proportionnels, et les charges $Z \geqslant 10$ sont issues des chambres d'ionisation.

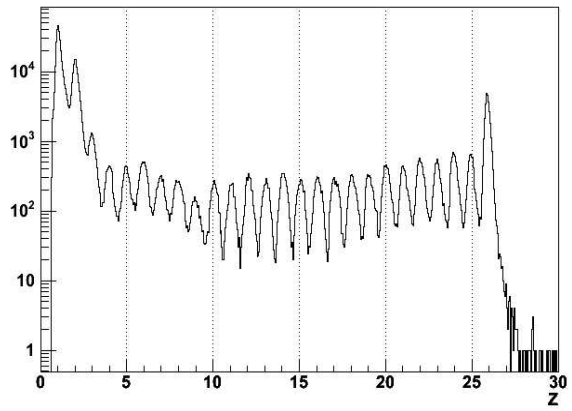


FIG. 4.7 – Spectre en charge de la MUSIC IV (voir texte) - ^{56}Fe+p à 1 GeV/u.

La position horizontale (dans le plan de déflexion de l'aimant) est mesurée grâce au temps de dérive des électrons créés depuis la trace de l'ion jusqu'à l'anode des compteurs proportionnels. Il est donc important de bien calibrer la vitesse de dérive dans le détecteur, pour obtenir ensuite la position, via la relation

$$x = V_{dérive} t_{dérive} + b \tag{4.2}$$

Afin d'effectuer cette calibration, on utilise la routine de reconstruction de trace dans la MUSIC IV. Elle permet en effet de calculer la projection x_{proj} de chaque trace sur le mur de plastique :

$$x_{proj} = x_0 + 1272a \tag{4.3}$$

où x_0 est la coordonnée repérant la trace au milieu du détecteur[2], a est la pente de la trace, et 1272 représente, en *mm*, la distance entre le milieu de la MUSIC IV et le premier plan du mur de plastique. L'extrapolation x_{proj} de chaque trace est convertie en numéro (*réel*, par opposition à *entier*) de plastique, avec par convention, $x - x_{proj} = 0$ pour le scintillateur 51 ; la largeur de chaque scintillateur est de 25 mm. La différence entre le numéro réel x_{proj} (projection de la trace) et le numéro N_{slat} du scintillateur (nombre entier) doit donc être comprise entre 0 et 1. Puisque le détecteur est symétrique par rapport à la cathode, et que la vitesse de dérive est la même de part et d'autre de cette cathode, la corrélation entre la différence $x_{proj} - N_{slat}$ et le numéro N_{slat} du scintillateur doit montrer une bande continue située entre $x_{proj} - N_{slat} = 0$ et $x_{proj} - N_{slat} = 1$. C'est bien ce que l'on observe sur la figure 4.8.

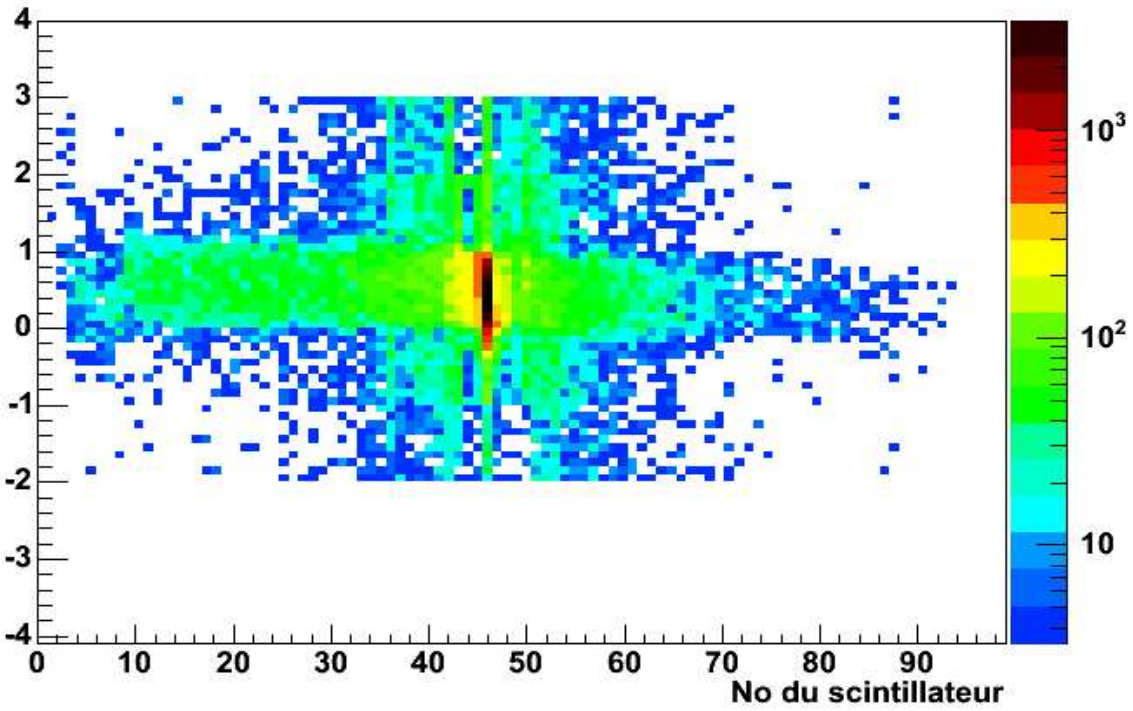


FIG. 4.8 – Différence $x_{proj} - N_{slat}$ entre la projection des traces sur le mur de plastique et le numéro du scintillateur touché, en fonction du numéro de scintillateur.

On peut noter qu'il n'y a aucun décalage entre la bande correspondant à la partie droite et la partie gauche de la cathode (la cathode est située en face du scintillateur 51). Cela indique que la vitesse de dérive est bien calibrée. Sa valeur est de 4.5 cm/μs. Cependant,

[2] c'est-à-dire la position horizontale de la particule lorsqu'elle passe par le plan médian de la MUSIC IV.

on voit que 13% des évènements correspondent à $|x_{proj} - N_{slat}| > 1$. Cela provient des empilements de traces dans les scintillateurs. En effet, le calcul de la projection d'une trace sur le mur est validé par le fait que l'amplitude qui lui correspond est du même ordre de grandeur que l'amplitude détectée sur le mur de plastique. Un empilement dans un scintillateur peut donc fausser ce test et conduire à attribuer une trace à un plastique qui ne lui correspond pas.

- le mur de plastique : l'analyse des données du mur de plastiques est détaillée dans le chapitre suivant (Chap. 5).

Chapitre 5

Dépouillement du mur de plastique

Le mur de plastique sert à l'identification en charge des particules légères et à mesurer leur vitesse, à partir de leur temps de vol. Pour atteindre ces objectifs, des calibrations et des corrections sont nécessaires.
Les signaux délivrés par les photomultiplicateurs (PM) sont divisés en deux groupes. Le premier groupe de signaux est codé avec des ADC. Le deuxième groupe est utilisé pour générer des signaux logiques après un traitemant dans des Discriminateurs à Fraction Constante (CFD) pour déclencher des TDC (Time to Digital Convertor) (figure 5.1). Tous les signaux d'un scintillateur

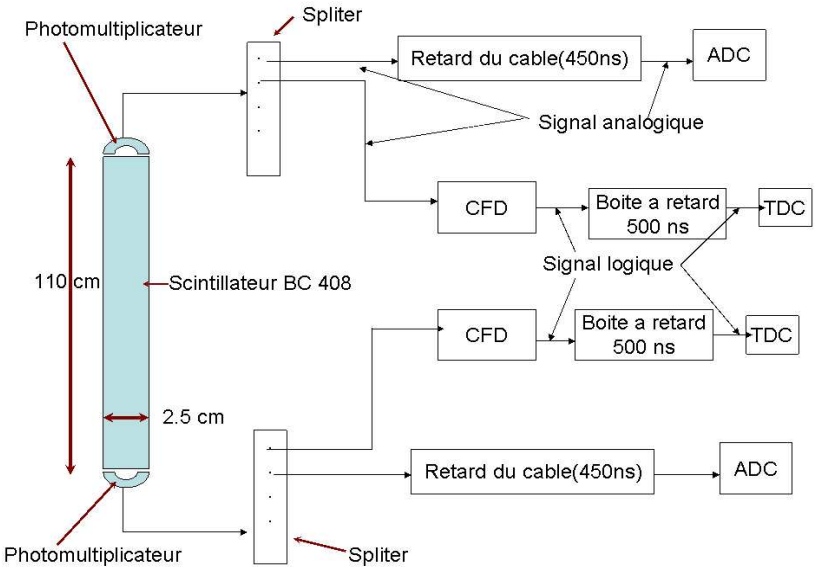


FIG. 5.1 – Schéma de l'électronique associée aux scintillateurs du mur de plastiques.

sont codés par le même TDC et le même ADC. La calibration en temps du mur de plastique est

effectuée PM par PM (384 PM à calibrer, c'est-à-dire 192 dans chaque plan) et la calibration en charge est effectuée latte par latte (192 scintillateurs à calibrer, c'est-à-dire 96 dans chaque plan) pour les arguments détaillés dans la paragraphe 5.2.

5.1 Calibration en temps

Pour mesurer le temps de vol avec un TDC il faut deux signaux : un signal START qui permet au codeur de commencer le codage et un signal STOP qui arrête le codage. Dans l'expérience SPALLADIN le signal START est donné par le mur de plastique et le signal STOP est donné par le scintillateur *START* qui se trouve avant la cible. Il est donc nécessaire de retarder le signal provenant du détecteur *START* afin qu'il arrive toujours après le signal délivré par les photomultiplicateurs du mur. Ainsi, le temps de vol mesuré est décalé par rapport au vrai temps de vol par une constante du temps et les particules les plus rapides se trouvent aux temps les plus long dans nos spectres.
Pendant l'expérience et seulement pour quelques runs, nous avons observé une fluctuation du signal délivré par les TDC. Il en résultait deux pics dans le spectre en temps (voir fig. 5.2 haut).

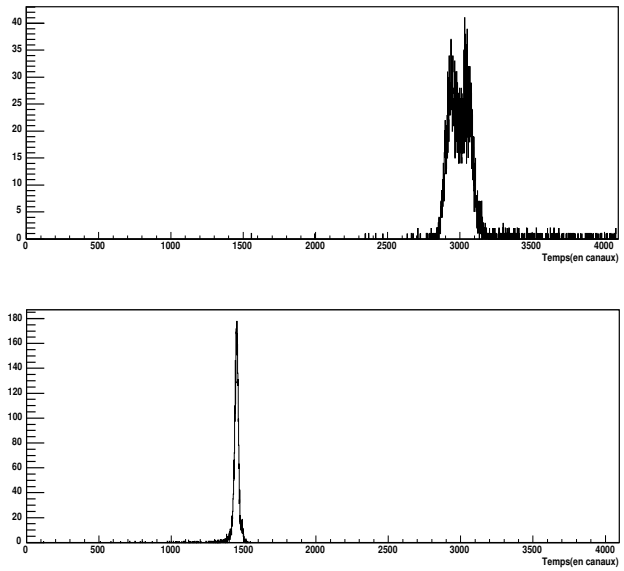


FIG. 5.2 – Spectre en temps non corrigé (haut) et corrigé (bas) des fluctuations du retard (voir texte).

Cette fluctuation provenait d'un retard logique du 100 ns (voir fig. 5.3) destiné à retarder

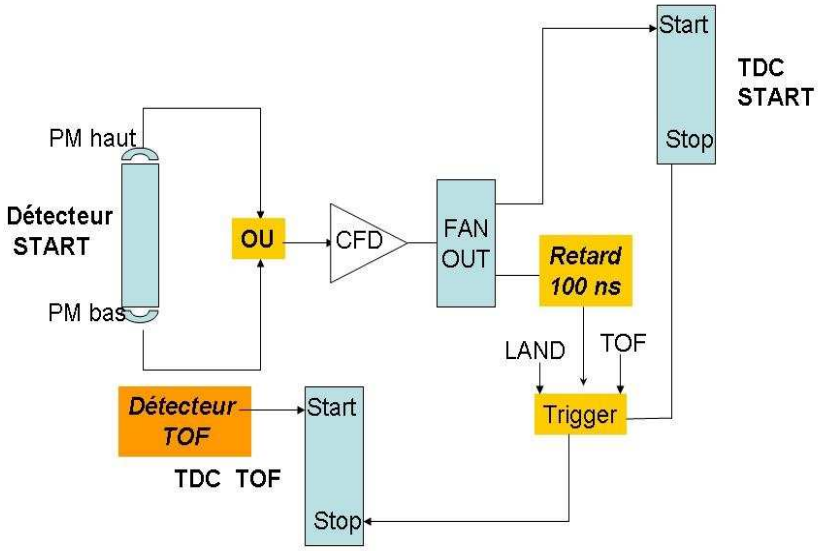


FIG. 5.3 – Schéma de l'électronique ayant permi de corriger les fluctuations apparues dans les spectres en temps des TDC du mur de plastiques.

le signal du détecteur $START$, avant de le rentrer dans le Trigger. Puisque le signal de sortie du Trigger servait à la fois de STOP pour le TDC TOF et pour le TDC START, il est possible de s'affranchir des fluctuations du retard en faisant la différence entre ces deux temps :

$$\begin{aligned} \text{temps du TOF} &= \text{STOP du TDC}_{TOF} - \text{START du TDC}_{TOF} \\ &= \text{signal du Trigger} - \text{signal issu du PM} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{temps du } START &= \text{STOP du TDC}_{START} - \text{START du TDC}_{START} \\ &= \text{signal du Trigger} - \text{signal issu du } START \end{aligned}$$

On peut en déduire un temps T_{TOF} du TOF indépendant du retard logique :

$$\begin{aligned} T_{TOF} &= \text{temps du TOF} - \text{temps du } START \\ &= \text{(signal du Trigger - signal issu du PM)} - \text{(signal du Trigger - signal issu du } START\text{)} \\ &= \text{signal issu du } START \text{ - signal issu du PM} \end{aligned}$$

C'est ainsi que nous avons pu corriger notre problème et nous affranchir des fluctuations du retard logique (voir fig. 5.2 bas).

5.1.1 Conversion en ns

Afin de pouvoir déterminer les temps en ns, nous avons effectué des runs de calibration avec un "time calibrator". La figure 5.4 montre dans le spectre du haut la réponse de la voie qui correspond au photomultiplicateur haut du plastique 33. L'écart entre 2 pics correspond à 10 ns. Cette calibration a mis en évidence un dysfonctionnement des quatre TDC (toutes les voies de chacun d'entre eux) correspondant aux plastiques 29-30-31 et 32. En effet, au lieu d'avoir une réponse au générateur d'impulsion en forme de pic (figure 5.4 bas gauche), ils montraient un spectre assez large en forme de double pic (figure 5.4 bas droite).

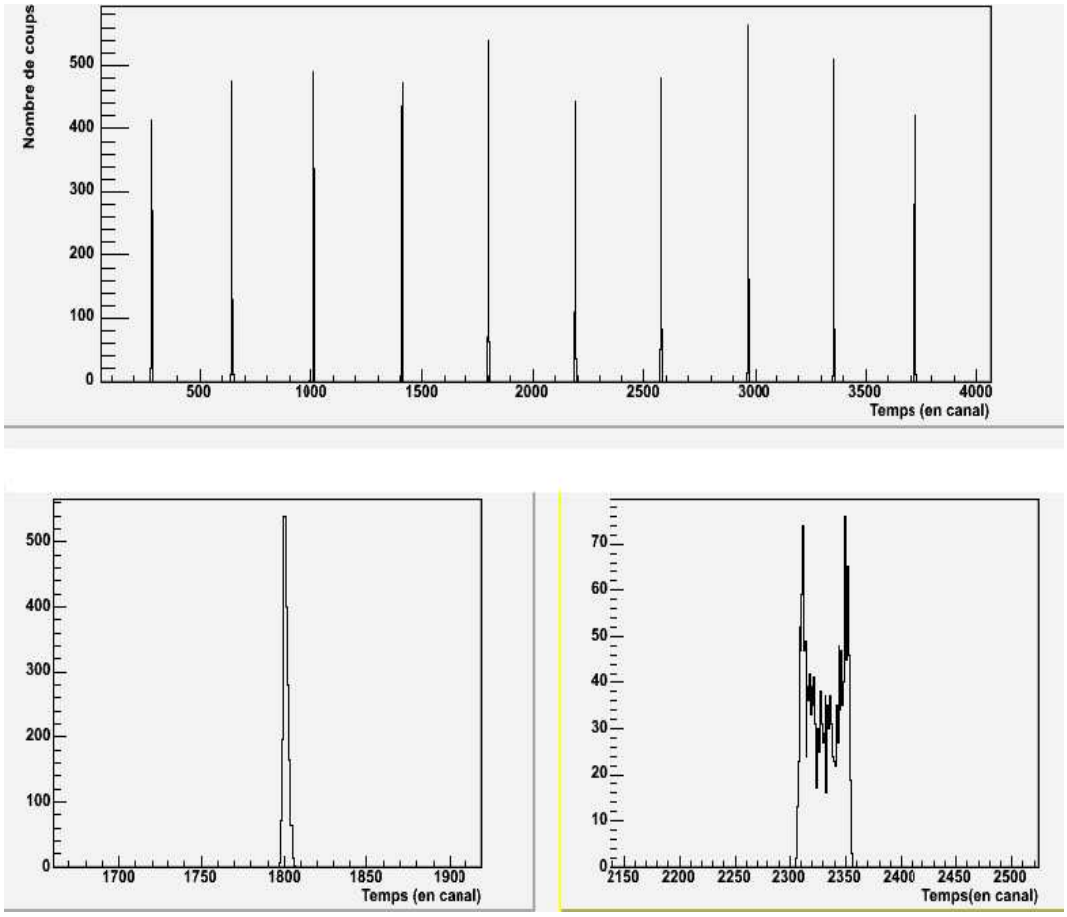


FIG. 5.4 – Le spectre du haut représente la reponse de la voie du TDC du PM haut du plastique 33, au run de calibration. L'écart entre deux pics est de 10 ns. Les deux spectres du bas correspondent à des zooms sur un des pics du spectre du haut, pour le TDC 33 haut (en bas à gauche) et pour le TDC 32 haut (en bas à droite).

Pour ces codeurs, il était donc impossible d'obtenir une position de pic clairement définie. La

valeur de référence provenant des expériences ALADIN de 25 ps/canal a donc été attribuée comme facteur de calibration. Pour tous les autres TDC, un facteur de calibration a pu être extrait. Les valeurs obtenues sont proches de la valeur de référence. Elles sont reportées sur la figure 5.5 qui montre leur dispersion.

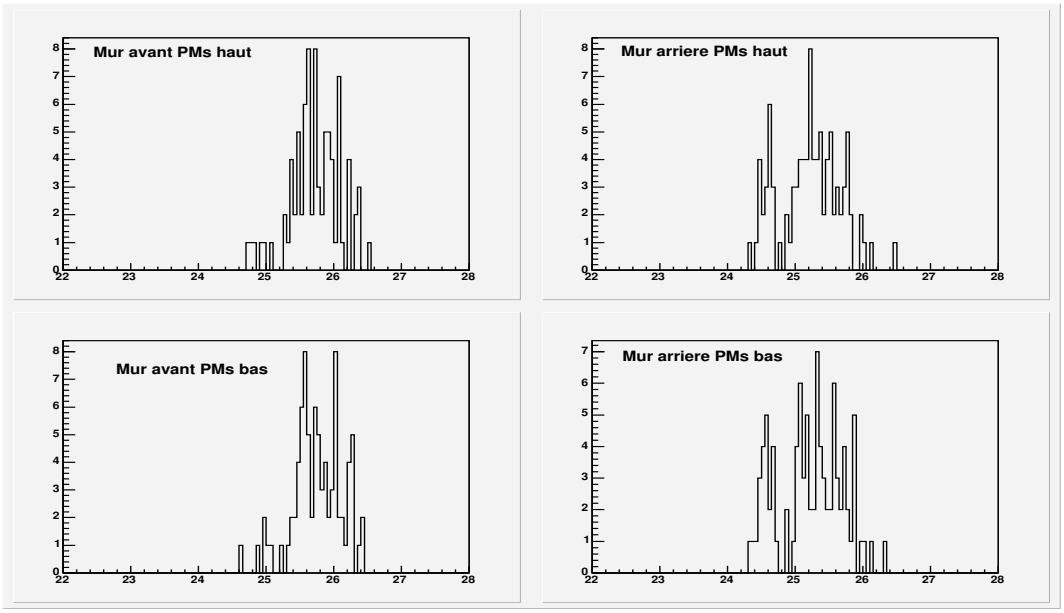


FIG. 5.5 – Spectres des coefficients de calibration (en ps/canal) des TDC du mur de plastique pour différents groupes : PMs haut (figure du haut), PMs bas (figure du bas), mur avant (colonne de gauche) et mur arrière (colonne de droite).

5.1.2 Dépendance du temps mesuré avec la charge

Dans les tubes photomultiplicateurs utilisés, le temps de multiplication des électrons, et donc le temps de propagation du signal entre la photocathode et l'électronique de lecture, dépend du nombre d'électrons créé, et donc de la charge de l'ion (et de son énergie) qui a créé le signal dans le plastique. Il en résulte une dépendance du signal temps (et donc du temps de vol) avec la charge de l'ion, indépendante de la réaction de spallation. Il convient donc de corriger les données de cette dépendance, afin d'obtenir une bonne résolution.
Des runs de calibration, baptisés "run wedge", ont donc été effectués. Il s'agissait de produire des noyaux juste devant les scintillateurs, avec une grande dynamique en charge (Z) et en énergie. La proximité des scintillateurs assurait une dispersion en temps de vol négligeable et donc un temps de vol identique pour toutes les particules, indépendamment de leur charge et de leur énergie. Pour ce, nous avons déplacé une plaque d'aluminium en forme de coin (d'où le nom de

"wedge" - voir figure 5.6) devant le mur, tout en envoyant le faisceau dessus. En effet, grâce à un

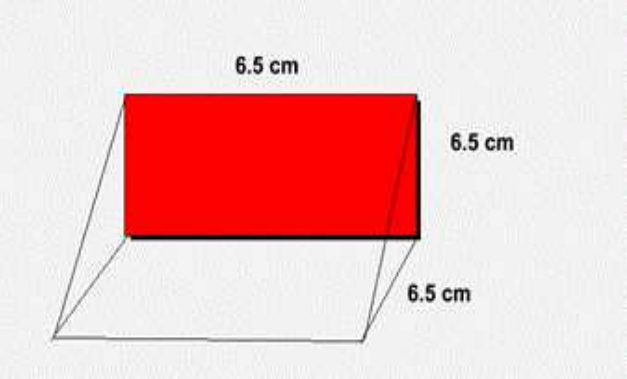


FIG. 5.6 – Géométrie de la plaque d'aluminium ayant servi pendant les "runs wedge". Voir texte.

ralentissement différent des ions produits, ce profil de plaque permet d'obtenir des particules sur une grande gamme en énergie. Afin de pouvoir balayer le plus grand nombre de plastiques, cette mesure a été effectuée à 500 MeV/u ; cependant, il n'a pas été possible de balayer l'ensemble du mur, à cause de contraintes liées à l'aimant.

Ceci est illustré sur la figure 5.7, où l'on voit que les 24 premiers et les 24 derniers scintillateurs

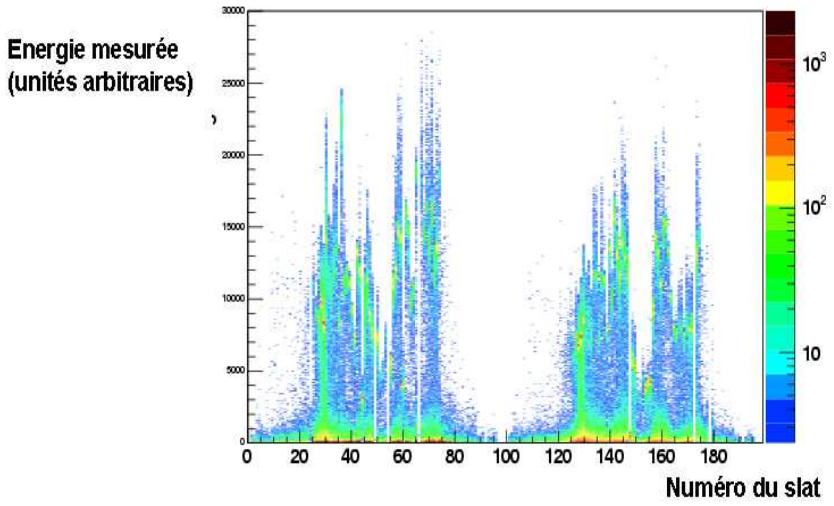


FIG. 5.7 – Racine de l'énergie déposée dans les plastiques (en unités arbitraires) en fonction du numéro de plastique. Les 92 premières slattes correspondent au mur avant et les 92 dernières, au mur arrière.

n'ont pas pu être calibrés. De plus, on observe une grande diversité entre les spectres en charge

mesurés sur les différents plastiques. Ceci est probablement dû à un mauvais alignement dans notre dispositif qui a conduit au fait que le faisceau n'a pas toujours intéragi avec la plaque wedge. Malheureusement, nous n'avons pas eu la possibilité de refaire ces mesures, après avoir constaté ce dysfonctionnement. Malgré ces deux problèmes (des scintillateurs n'ont pas été calibrés, et des problèmes expérimentaux mal identifiés ont probablement eu lieu lors des mesures), nous avons décidé de poursuivre l'analyse de ces mesures puis, d'en comparer les résultats avec les paramètres de calibration calculés lors d'une expérience antérieure effectuée par le groupe KP3 du GSI [69]. Une telle procédure devrait nous assurer des paramètres raisonnables puisque la dépendance en charge du signal des photomultiplicateurs est en principe une caractéristique du phototube et ne devrait pas, à haute tension appliquée constante, varier dans le temps [1].
La méthode utilisée consiste dans un premier temps à étudier, pour chaque photomultiplicateur, le temps en fonction de la valeur moyenne de l'énergie (c'est-à-dire la valeur moyenne de la racine carrée de la valeur de l'ADC). La figure 5.8 haut montre un exemple d'une telle dépendance, pour

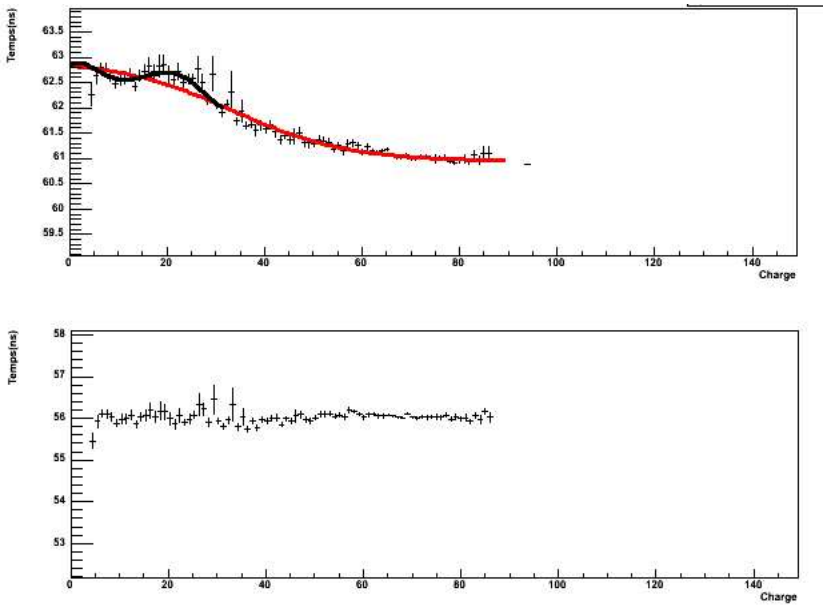


FIG. 5.8 – Valeur moyenne du spectre TDC (100-<TDC>) pour une valeur donnée de la racine de l'ADC, en fonction de la racine de l'ADC, pour le PM haut du plastique 36 du deuxième plan de mur. Les "barres d'erreur" représentent l' écart type de la distribution des spectres du TDC et en aucun cas une erreur statistique sur la détermination du temps moyen pour cette charge. En haut, le spectre "brut" des "runs wedge", et en bas, le spectre corrigé de la dépendance entre le temps mesuré et la charge.

[1] Cela n'est vrai que si l'électronique utilisée est toujours la même, ce qui est notre cas.

le scintillateur 36 haut. Puisque l'on souhaite éliminer la dépendance en charge de la réponse en temps des phototubes, la calibration consiste à rendre ce spectre "plat", c'est-à-dire constant en fonction de la charge. En effet, on observe clairement un décalage en temps de 2ns entre la réponse des ions lourds (61 ns) et celle des particules légères (63 ns). Nous avons donc ajusté ce spectre en deux temps :

- un premier ajustement avec une fonction f_1 de type Wood-Saxon représentée en rouge sur la figure 5.8 haut :

$$f_1 = \frac{a_0 + a_1(1 - e^{a_2(x-a_3)})}{1 + e^{a_2(x-a_3)}} \tag{5.1}$$

  où a_0, a_1, a_2, a_3 sont les paramètres de l'ajustement, et $x = \sqrt{ADC}$. Cette fonction est appliquée sur la totalité du spectre.

- un second ajustement est ensuite effectué, avec un polynome(f_2) de degré 5, uniquement dans la région correspondant aux particules légères (la racine carrée de l'ADC doit être inférieure à m=36) :

$$f_2 = f_1 + x(x - m) + (b_0 + b_1 x + b_2 x^2 + b_3 x^3) \tag{5.2}$$

  où les b_i sont les paramètres d'ajustement, $x = \sqrt{ADC}$, et m, le point de raccordement des deux fonctions.

Ce travail a été effectué pour chaque PM. Une fois les ajustements terminés, et toujours afin d'éliminer la dépendance entre la charge et le temps, nous avons, par convention, ramené tous ces spectres à la valeur du temps correspondant au faisceau, $t_{faisceau}$:

- Pour les ions dont la racine carrée de l'ADC est inférieure à m :

$$t_{cor} = f_2(\sqrt{ADC}) - t_{faisceau} \tag{5.3}$$

- Pour les ions dont la racine carrée de l'ADC est supérieure à m :

$$t_{cor} = f_1(\sqrt{ADC}) - t_{faisceau} \tag{5.4}$$

La figure 5.8 bas montre que la valeur moyenne du spectre TDC peut ainsi être corrigée pour devenir constante. De plus, en examinant la largeur des distributions (le sigma) avant et après correction, on peut montrer que l'on gagne ainsi 265 ps de résolution, puisque l'on passe de 816 ps avant correction, à 451 ps après correction [2].

5.1.3 Calibration en temps absolu

Puisque on utilise la mesure de temps obtenue avec le mur de plastiques pour connaître la vitesse des particules légères (et ensuite en déduire leur masse), il est important de calibrer les

[2] Ces valeurs correspondent aux largeurs des spectres, toutes charges confondues.

TDC de façon à avoir des temps absolus, c'est-à-dire en ns. Il est en tous cas, au moins nécessaire de pouvoir recaler tous les spectres en temps de tous les plastiques les uns par rapport aux autres. Pour ce, deux méthodes ont été envisagées :

- Utiliser une valeur de référence commune à tous les plastiques pour les calibrer. Pour ce, nous avons voulu balayer le faisceau sur l'ensemble du mur afin d'utiliser le temps du faisceau comme référence commune. Ceci nécessite bien entendu de corriger les temps mesurés de la dependance entre la longueur de la trajectoire du faisceau avec le champ magnetique appliqué. Malheureusement, cette méthode a du être rejetée car ce "balayage" a été fait dans les même conditions que les "runs wedge", c'est-à-dire à 500 MeV/u : il n'a pas été possible de balayer l'ensemble des plastiques.
- Utiliser un programme de simulation qui permette de calculer le temps de vol d'une charge donnée. Cette méthode n'a pas pu elle non plus être utilisée car aucune charge n'est "vue" par la totalité des plastiques, ce qui empêche d'avoir une référence commune à l'ensemble du mur.

Face à ces difficultés, nous avons donc utilisé la méthode suivante : une masse a été calculée grâce à la formule $B\rho=(A/Z)\beta\gamma$, où ρ est obtenu grâce à la reconstruction des trajectoires dans l'aimant, Z est obtenu avec la mesure de la charge, et la mesure de temps de vol nous permet d'avoir la vitesse. Puisque les temps ne sont pas recalés les uns par rapport aux autres, les masses calculées sont dépendantes du scintillateur qui a fournit le temps de vol. Un premier recalage du temps est alors basé sur la continuité des masses, d'un plastique à l'autre. Les masses obtenues ont ainsi toutes les mêmes valeurs, indépendamment du numéro de plastique. Cependant, elles restent mal centrées sur les bonnes valeurs entières. Un deuxième recalage est donc nécessaire sur tous les plastiques. Le temps final est finalement obtenu via la formule : t_{calibr} + t_{offset}(qui dépend du plastique) $+t_{offset}$(offset global).

5.2 Calibration en charge

La quantité de lumière crée lorsqu'un ion traverse un plastique scintillant est proportionnelle à la racine carrée de sa charge. Cette lumière est ensuite atténuée lorsqu'elle se propage vers les photomultiplicateurs selon la relation

$$L = L_0 e^{-\lambda x} \tag{5.5}$$

où L est la quantité de lumière mesurée, L_0, la quantité produite, λ le facteur d'atténuation de la lumière (ce facteur dépends exclusivement de la nature du plastique) et x, la position à laquelle l'ion a produit la lumière. Afin de calibrer en charge les phototubes, il est donc nécessaire de corriger la quantité de lumière produite (proportionnelle à la racine codée par les ADC) de son

atténuation. Plusieurs méthodes existent :

- Mesurer la position verticale de l'arrivée de l'ion dans le scintillateur. Pour ce, on peut utiliser la mesure de position dans les compteurs proportionnels de la MUSIC IV. Malheureusement, un dysfonctionnement de quelques anodes ainsi qu'une mauvaise initialisation des codeurs ont conduit à un spectre en position parfois peu exploitable (voir figure 5.9). Une autre méthode consiste à faire la différence des temps Haut et Bas, pour chaque scintillateur. Cette seconde méthode présente cependant l'inconvénient de nécessiter la présence d'un signal temps pour chacun des deux phototubes associés aux scintillateurs, et ce pour chaque particule. Cependant, il s'est avéré que seulement 10 scintillateurs avaient systématiquement un signal temps sur chaque phototube (Haut et Bas), chaque fois qu'il était traversé par une particule.

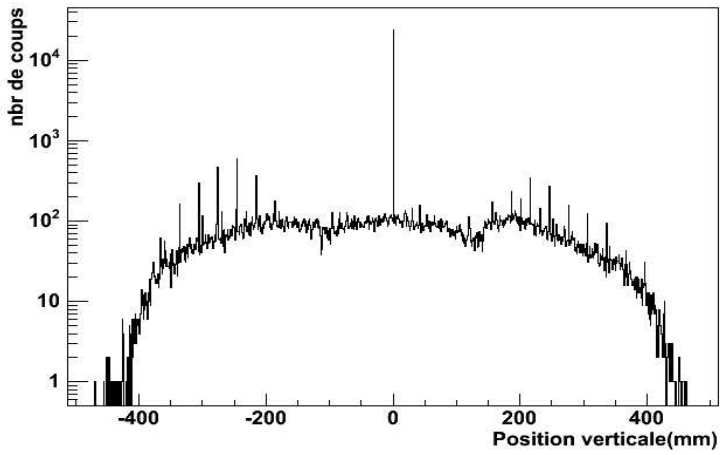


FIG. 5.9 – Spectre de la position verticale (en mm) mesurée avec la MUSIC IV.

- Utiliser le produit $\mathrm{ADC}_{Haut}.\mathrm{ADC}_{Bas}$. Si l'on considère la formule 5.5, et que l'on fait le produit $\mathrm{ADC}_{Haut}.\mathrm{ADC}_{Bas}$, on obtient

$$L_H.L_B = L_0 e^{-\lambda x}.L_0 e^{-\lambda(l-x)} = {L_0}^2 e^{-\lambda l} \tag{5.6}$$

  où L_H et L_B représentent les quantités de lumière mesurées en haut et en bas de chaque scintillateur et l la longueur du plastique. On voit qu'ainsi, on peut s'affranchir de la mesure de position.

Le mur de plastique, dont la principale fonction était de mesurer les petites charges, a été calibré jusqu'à Z=12. Sa résolution n'a pas permis d'aller au delà. La calibration a finalement été effectuée scintillateur par scintillateur, en utilisant le produit $\mathrm{ADC}_{Haut}.\mathrm{ADC}_{Bas}$. Pour les scintillateurs pour lesquels un seul photomultiplicateur a donné une réponse en charge (ADC), nous avons utilisé la quantité de lumière corrigée par la position mesurée avec la MUSIC IV.

Pour les lattes trouées, la charge est calculée avec le phototube qui a mesuré le plus grand signal. Afin d'éviter toute ambiguité lors de la calibration, nous n'avons retenu que les particules correspondant à une trace bien identifiée dans la MUSIC IV et qui arrive sur le mur de plastique. De plus, les particules conduisant à des empilements dans le mur de plastiques (plusieurs traces arrivent en même temps sur un même plastique) ont été rejetées. La figure 5.10 montre le nombre

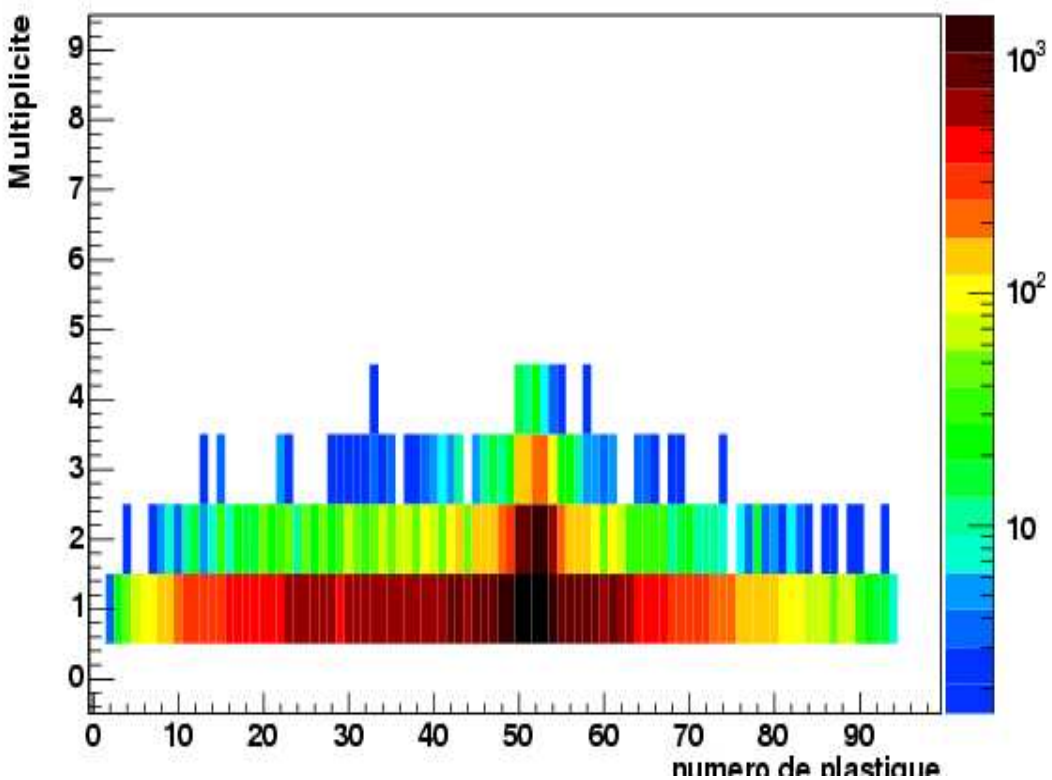


FIG. 5.10 – Nombre de traces arrivant "simultanément" sur un plastique, en fonction du numéro de plastique

de traces arrivant simultanément sur un plastique. On y voit qu'environ 17% des particules produisent des empilements (c'est-à-dire que plusieurs traces "arrivent" en même temps sur un plastique). Ces 17% se décomposent en 15% provenant des réactions cible vide, et 2% des réactions ^{56}Fe+p. Les charges correspondant aux traces détectées sont identifiées grâce à la MUSIC IV, puis corrélées à la racine carrée de l'ADC du plastique correspondant, afin d'en faire la calibration.

La figure 5.11 montre la corrélation entre les charges mesurées sur chaque plan,avant et arrière, du mur de plastique. Malgré une très bonne corrélation, de nombreuses particules n'ont pas la même charge sur les deux murs. Elles correspondent à des traces qui passent entre deux

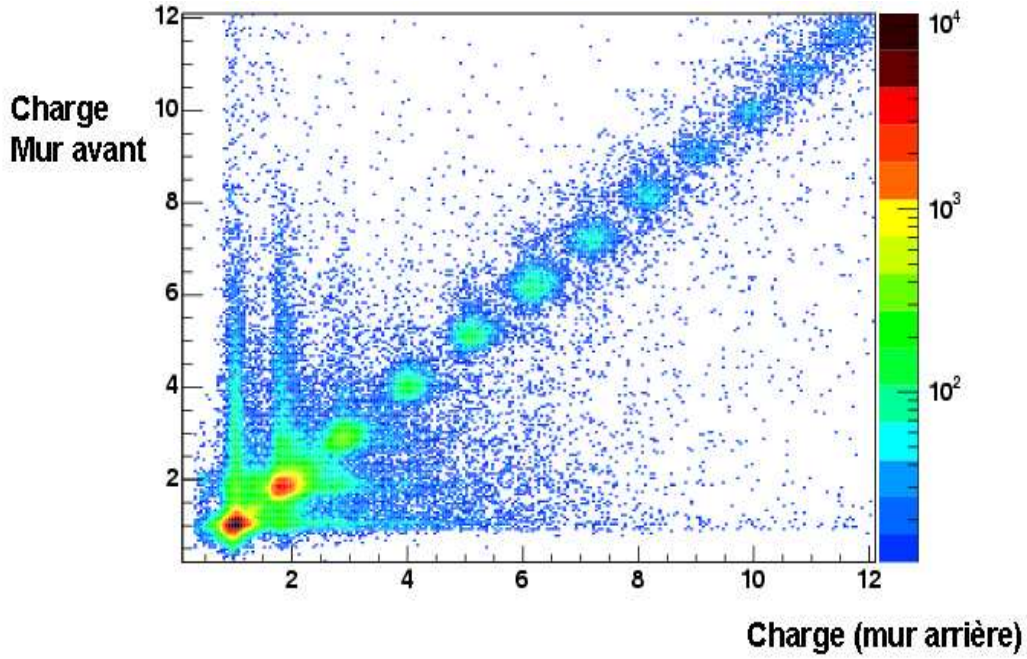


FIG. 5.11 – Corrélation entre la charge mesurée avec le premier plan du mur de plastiques en fonction de la charge mesurée avec le deuxieme plan du mur.

scintillateurs de l'un des deux plans. Puisque ces plans sont décalés d'un demi scintillateur, une telle particule traverse forcément un seul scintillateur de l'autre plan. Pour toutes ces particules, la charge retenue sera donc la plus grande des deux charges mesurées sur les deux plans avant et arrière.

5.3 Choix du Z

Nous avons vu dans les paragraphes et chapitres précédents que la charge des différents produits de réaction sont mesurés plusieurs fois : dans la MUSIC80, dans la MUSIC IV et dans le TOF. La question du choix de la "meilleure" mesure se pose donc. La MUSIC80 mesure bien, nous l'avons vu, les charges plus grandes que 10 environ. En dessous, son gain est trop faible, et il n'était pas possible de l'utiliser. La MUSIC IV mesure aussi correctement ces grandes charges. Pour les petites charges, deux mesures sont disponibles : celle de la MUSIC IV et celle du mur de plastiques TOF. A priori, puisque la MUSIC IV est un détecteur "multi-trace", la résolution de ce détecteur n'est pas entachée par des empilements, contrairement au TOF (voir figure 5.10). Par contre, le mur de plastiques a en principe été conçu pour mesurer les particules légères, contrairement à la MUSIC IV. Une intercomparaison des spectres en charge obtenus avec ces

différents détecteurs devrait permettre de choisir la façon la plus performante de déterminer la charge des produits de réaction, selon leur nature. La figure 5.12 illustre par exemple la cohé-

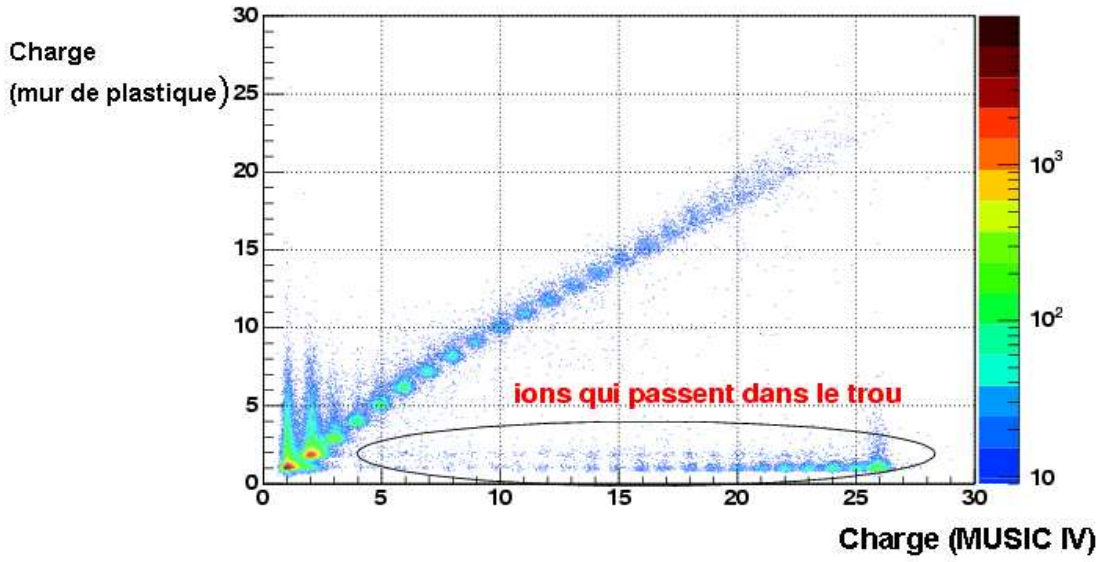


FIG. 5.12 – Charge mesurée avec le mur de plastique en fonction de la charge mesurée avec la MUSIC IV. Les particules entourées par l'ellipse correspondent aux électrons δ qui accompagnent les ions non détectés par le mur car ils passent dans le trou du mur.

rence des mesures effectuées avec la MUSIC IV et avec le mur de plastiques TOF (diagonale). On y voit aussi des particules identifiées comme des particules légères dans le mur de plastique, mais comme des ions de toute charge dans la MUSIC IV. Il s'agit d'ions, bien identifiés dans la MUSIC IV, qui passent dans le trou du mur de plastique. Par contre, les électrons δ associés à ces ions sont localisés autour, et sont détectés par les scintillateurs. C'est ce qui explique les particules entourées par une ellipse dans la figure 5.12.

Une comparaison des spectres en charge obtenus en cible pleine sur les différents détecteurs est illustrée sur la figure 5.13. On y voit clairement que la résolution la meilleure est obtenue avec les chambres d'ionisation de la MUSIC IV pour les charges $Z \geqslant 10$, et avec les compteurs proportionnels pour les charges $Z \leq 10$. avec la MUSIC IV, sur toute la gamme de charges mesurées. Les particules lègères ($Z \leqslant 5$) sont aussi mieux résolues avec les compteurs proportionnels qu'avec le mur de plastiques TOF. C'est donc les identifications effectuées avec la MUSIC IV (CI pour $Z \geqslant 10$ et CP pour $Z \leq 10$) que l'on utilisera pour la suite de l'analyse. Remarquons toutefois que les produits mesurés dans ce détecteur peuvent éventuellement provenir de réactions dans le dispositif expérimental. Nous verrons au paragraphe 6.1.2 comment la mesure dans la MUSIC 80

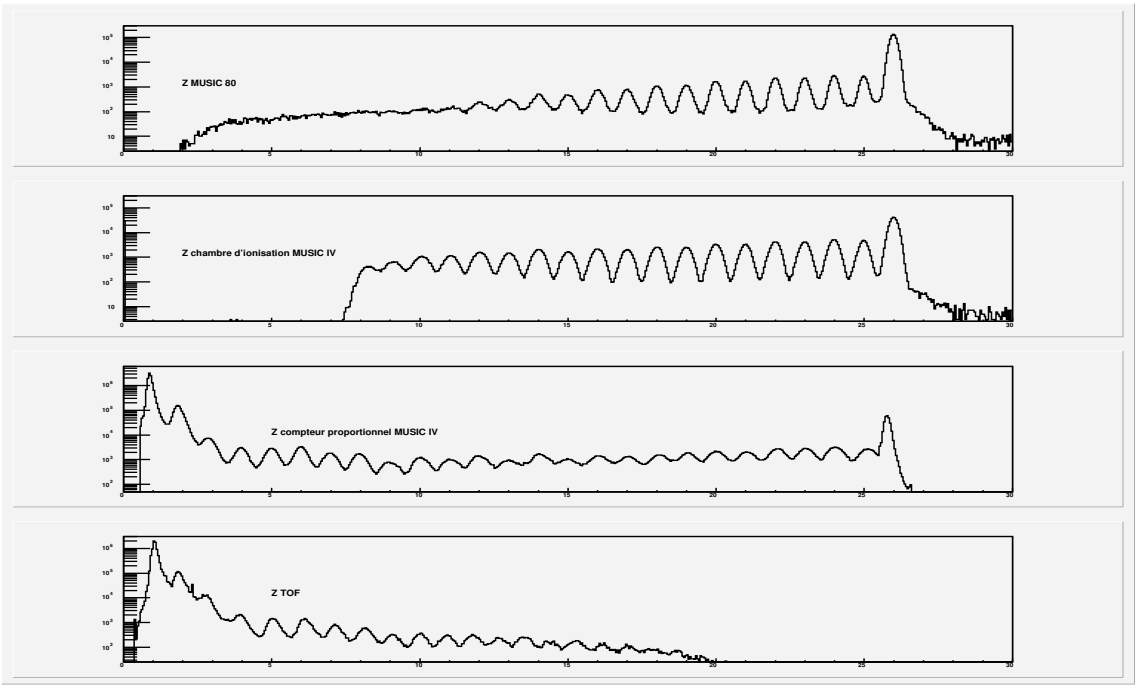


FIG. 5.13 – Spectres en charge obtenus avec les différents détecteurs : de haut en bas, MUSIC80, chambre d'ionisations et compteurs proportionnels de la MUSIC IV et le mur de plastique TOF.

permet de corriger nos données de ces réactions secondaires. Concernant les particules légères, la redondance entre la mesure de la MUSIC IV et celle donnée par le TOF pourrait être utile, compte tenu des efficacités finies (et non égale à 100%) de chacun de ces détecteurs, pour les particules légères. Il pourrait être utiliser pour un contrôle d'efficacité de la MUSIC IV à l'aide du mur de plastiques et à lever l'ambiguité de mesures de certaines traces.

5.4 Conclusion

Les étalonnages que nous avons effectués nous permettent de dire que les performances du mur de plastique sont tout à fait suffisantes pour les mesures dont nous avons besoin. La résolution en Z est très bonne, et la résolution en temps varie en fonction de la charge : elle est inférieure à 150 ps pour les ions lourds, et inférieure à 400 ps pour les ions légers. Ces résolutions permettent de séparer les masses (après reconstruction des trajectoires dans l'aimant) des ions légers pour les mesures effectuées avec le détecteur Cerenkov, et les masses de tous les ions lors des mesures effectuées sans Cerenkov.

Chapitre 6

Résultats préliminaires

Une fois les calibrations des détecteurs effectuées, il est intéressant de vérifier la cohérence des différents résultats obtenus en examinant les corrélations entre les paramètres mesurés par les détecteurs. Par exemple, une bonne reconstruction de trajectoire (qui permet d'avoir la rigidité magnétique $B\rho$ de chaque résidu de spallation) et une mesure précise de la vitesse β du résidu, grâce au détecteur Cerenkov, a permis d'obtenir une bonne séparation en masse ($A = Z.B\rho/\beta\gamma$), comme on peut le voir sur les figures 6.2 et 6.1 montrent qu'une bonne séparation en masse a pu être obtenue grâce à une bonne reconstruction de trajectoire (qui permet d'avoir la rigidité magnétique de chaque résidu de spallation) et une mesure précise de la vitesse du résidu, grâce au détecteur Cerenkov. La reconstruction des trajectoires des ions légers (Z$\leqslant$11) est en cours.

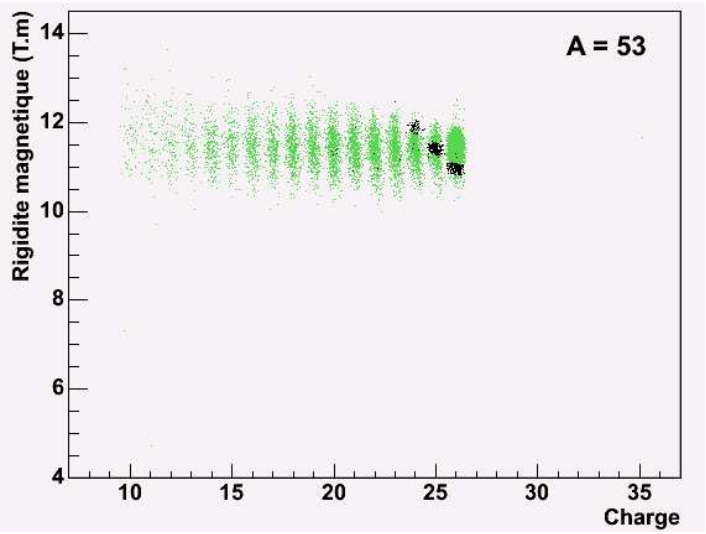


FIG. 6.1 – Rigidité magnétique (T.m) en fonction de la charge mesurée pour la réaction ^{56}Fe + p à 1 GeV/u. Les taches noires représentent la contribution de la masse A=53.

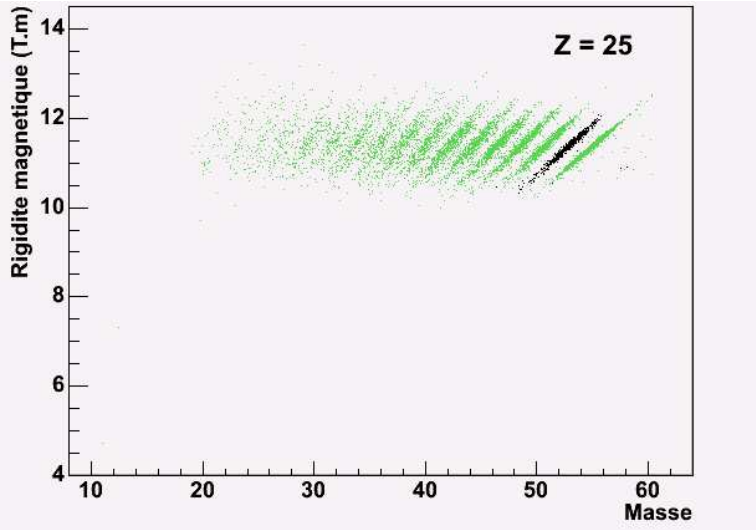


FIG. 6.2 – Rigidité magnétique (T.m) en fonction de la masse mesurée pour la réaction ^{56}Fe+p à 1 GeV/u. La ligne noire représente la contribution de la charge Z=25.

6.1 Normalisation des données

Afin d'avoir des nombres de coups comparables d'un run à l'autre et d'obtenir des sections efficaces de production des différents produits de spallation du ^{56}Fe, les données obtenues doivent être normalisées par plusieurs facteurs : N_f, le nombre de faisceau incident, $P_{temps-mort}$, le pourcentage de temps mort, N_{Ti}, le nombre de réactions "primaires" ayant eu lieu sur les feuilles de titane de la cible (c'est-à-dire les réactions ^{56}Fe+^{48}Ti) et $N_{secondaire}$, le nombre de réactions secondaires, c'est-à-dire de réactions des produits de spallation sur des éléments du dispositif expérimental. Ces réactions secondaires peuvent être décomposées en deux catégories : celles provenant de la cible, et celles provenant de réactions dans un détecteur (par exemple, les réactions des produits de spallation dans le Cerenkov). Les mesures effectuées en cible vide donnent accès non seulement au nombre N_{Ti} de réactions primaires sur le titane (Fe+Ti) et sur tous les éléments du dispositif expérimental mais aussi à l'ensemble des réactions secondaires, qui transforment les produits des réactions primaires en d'autres produits de réaction. C'est donc après la normalisation et la soustraction "cible pleine - cible vide" que les données obtenues seront comparées avec les données obtenues auprès du FRS [52, 70]. Cela permettra de valider nos données. Les types d'analyses envisagées pour exploiter les points forts des mesures exclusives seront ensuite abordées dans le paragraphe (6.3).

6.1.1 Contribution des réactions ^{56}Fe+^{48}Ti

La probabilité d'interaction du faisceau avec les fenêtres de la cible peut être évalué avec la relation

$$P(Ti) = \sigma(Fe + Ti)N_c(Ti) \tag{6.1}$$

où σ(Fe + Ti) = 2.81 10^{-24}cm^2 est la section efficace totale de la réaction ^{56}Fe + Ti à 1 GeV/u, et N_c(Ti) est le nombre d'atomes de titane par cm^2 de la cible ; il est calculé par

$$N_c(Ti) = \frac{\rho N_A}{M(^{48}Ti)} \tag{6.2}$$

où ρ = 27.2 mg/cm^2 représente la densité surfacique, N_A = 6.02 10^{23} le nombre d'Avogadro, et $M(^{48}Ti)$, la masse molaire du titane.
De même, la probabilité d'interaction du faisceau avec l'hydrogène de la cible est évaluée grâce à la relation

$$P(p) = \sigma(Fe + p)N_c(p) \tag{6.3}$$

où σ (Fe + p) = 0.784 10^{-24}cm^2 est la section efficace totale de la réaction ^{56}Fe + p à 1 GeV/u, et $N_c(p)$ est le nombre de proton par cm^2 :

$$N_c(p) = \frac{\rho N_A}{M(p)} \tag{6.4}$$

avec ρ = 88.5 mg/cm^2 et $M(p)$, la masse molaire de l'hydrogène. On remarque que le nombre d'atome de titane (N_c(Ti) =3.4 10^{20} atome/cm^2) est 156 fois plus faible que le nombre de proton ($N_c(p)$ =532.7 10^{20} atome/cm^2) : la probabilité d'interaction avec les fenêtres de titane $P(Ti) = 0.1\%$ est environ 44 fois plus faible que la probabilité d'interaction avec les protons $P(p) = 4.2\%$. Cependant, afin d'obtenir des sections efficaces suffisamment précises, il est important de soustraire la contribution du titane. La soustraction "cible pleine - cible vide" permettra, entre autre, d'éliminer cette contribution aux taux de réactions mesurés. Nous verrons par ailleurs au paragraphe 6.2.2 que l'influence des feuilles de titane sur les valeurs des vitesses moyennes des résidus est négligeable.

6.1.2 Réactions secondaires

Comme cela a été souligné plus haut, les réactions secondaires se décomposent en réactions des produits de spallation à l'intérieur de la cible d'une part, et sur les autres éléments du dispositif expérimental d'autre part. Une étude de la contribution de la cible, et plus particulièrement des feuilles de titane a déjà été faite dans [52] sur une cible comparable à la notre et a conclu au fait que cette contribution est négligeable. On appellera donc dans la suite "réactions secondaires", toutes les réactions nucléaires ayant eu lieu entre la MUSIC 80 et la MUSIC IV, ou plus

précisément celles ayant conduit à un changement de la charge Z mesurée.
Ainsi, si l'on disposait d'un détecteur parfait permettant d'identifier en Z et en A tous les produits de la réaction juste après la cible, la correction des réactions secondaires n'aurait pas lieu d'être : il suffirait de déduire les taux de réactions avec ce détecteur parfait. Cependant, la MUSIC80, placée juste après la cible, ne permet d'identifier que les charges $Z \geqslant 14$ à la fois en cible vide et en cible pleine. Pour les mesures de sections efficaces en charge des charges $Z \geqslant 14$ la correction des réactions secondaires n'est donc pas nécessaire puisque ces charges sont bien mesurées directement après la cible par la MUSIC80. Pour les charges inférieures, ainsi que pour les identifications en masse, la MUSICIV est nécessaire et le taux de réaction secondaire, notamment dans le détecteur Cerenkov, est important à évaluer. En effet, le radiateur de ce détecteur est constitué d'une importante épaisseur de matière nécessaire à la création d'un nombre de photons suffisants.
Ce taux de réactions secondaires peut être évalué en comparant les charges mesurées avant (dans la MUSIC80) et après (dans le MUSICIV) le Cerenkov, un changement de Z signant sans ambiguité une réaction dans le Cerenkov ou dans la matiere située entre la MUSIC 80 et la MUSIC IV. Cependant, la MUSIC80 ne mesure pas les petites charges. Il faut donc utiliser le fait que les produits de spallation sont constitués essentiellement d'un résidu lourd (mesuré correctement avec la MUSIC80) accompagné de particules légères. Le taux de réactions secondaires calculé sur les grandes charges permet donc de corriger les taux de production de particules légères mesurés lorsqu'il n'y a pas eu de réactions secondaires, c'est-à-dire lorsque $Z^{résidu}_{MUSIC80} = Z^{résidu}_{MUSICIV}$.
Le taux de réactions secondaires est donné par la relation

$$N_{secondaire}(Z) = 1 - \left.\frac{N_{MUSICIV}(Z)}{N_{MUSIC80}(Z)}\right|_{Z^{résidu}_{MUSIC80}=Z^{résidu}_{MUSICIV}} \tag{6.5}$$

avec $N_{MUSIC80}(Z)$, le nombre de charge Z mesurée avec la MUSIC 80, $N_{MUSICIV}(Z)$, celui mesuré par la MUSIC IV et n'ayant pas subi de réaction entre la MUSIC 80 et la MUSIC IV ($Z_{MUSIC80} = Z_{MUSICIV}$). Le résultat est illustré sur la figure 6.3, pour la cible vide et la cible pleine. On note une différence importante entre les taux de réactions secondaires obtenus en cible pleine et en cible vide. En effet, nous avons vu au paragraphe 6.1.1 que le taux de réaction sur les feuilles de titane est petite devant le taux de réaction sur l'hydrogène. Cela signifie que pendant les mesures en cible pleine, les produits mesurés sont dominées par la réaction ^{56}Fe+p dans laquelle il y a relativement peu d'empilements : pour l'essentiel, la MUSIC 80 mesure un résidu lourd de spallation accompagné de quelques particules légères. Le signal obtenu est donc relativement "propre". Par contre, en cible vide, les réactions mesurées sont des réactions ^{56}Fe+^{48}Ti dans lesquelles la production en coincidence de plusieurs fragments est probable. La MUSIC 80 mesure donc un empilement de plusieurs signaux de grande amplitude, ce qui conduit

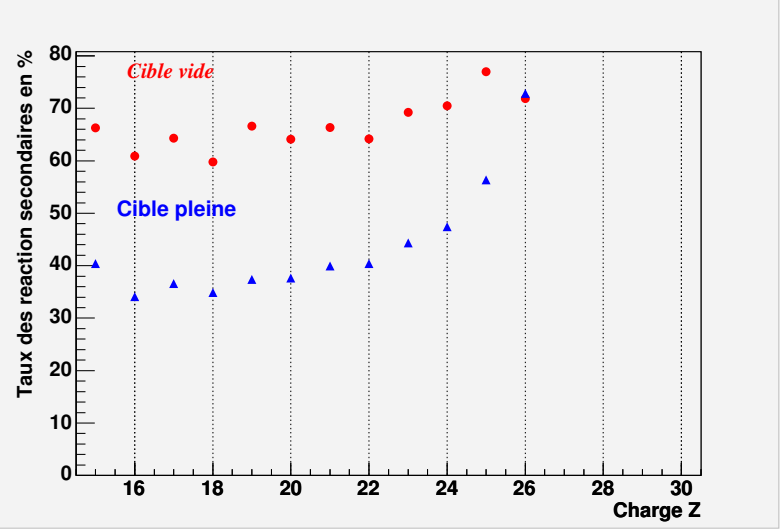


FIG. 6.3 – Taux de réactions secondaires (en %) pour les mesures en cible pleine (triangles) et pour les mesures en cible vide (ronds) en fonction de la charge Z.

à une dégradation de sa résolution, comme on peut le voir sur la figure 6.4. Ces empilements (le signal produit dans la MUSIC 80 correspond à la somme des signaux provenant des différents fragments produits en coincidence) conduisent à une mauvaise identification de la charge. Par contre, puisque la MUSIC IV permet de mesurer plusieurs traces en même temps, ces productions multiples de fragments ne dégradent pas sa résolution en charge. La comparaison entre ces deux mesures peut donc laisser croire, à tort, à un changement de charge Z entre ces deux détecteurs, conduisant ainsi à l'attribution d'une réaction secondaire. On comprend ainsi pourquoi le taux de réactions secondaires parait plus important en cible vide qu'en cible pleine (voir fig. 6.3).

Pour évaluer la correction à apporter aux taux de production de particules légères z, il faut donc appliquer la procédure suivante :

- on compte pour une charge z donnée les nombres $N_{mesuré}(z)$ des z produits lorsqu'un résidu de charge Z_i est produit sans réaction secondaire ($Z_{MUSIC80} = Z_{MUSICIV}$).
- pour récupérer les particules légères produites avec un résidu ayant subi une réaction secondaire, on compte le nombre de particules légères $N_i(z)$ qui accompagne chaque résidu (lorsque ($Z_{MUSIC80} = Z_{MUSICIV}$)). Ce nombre est ensuite pondéré par le taux de réactions secondaires $N_{secondaire}(Z_i)$ du résidu Z_i calculé selon la formule 6.5.

La correction des taux de production de particules légères à appliquer est donc :

$$N_{vrai}(z) = N_{mesuré}(z)\big|_{Z_{MUSIC80}=Z_{MUSICIV}} + \sum_i \frac{N_i(z)\big|_{Z_{MUSIC80}=Z_{MUSICIV}}}{1 - N_{secondaire}(Z_i)} \qquad (6.6)$$

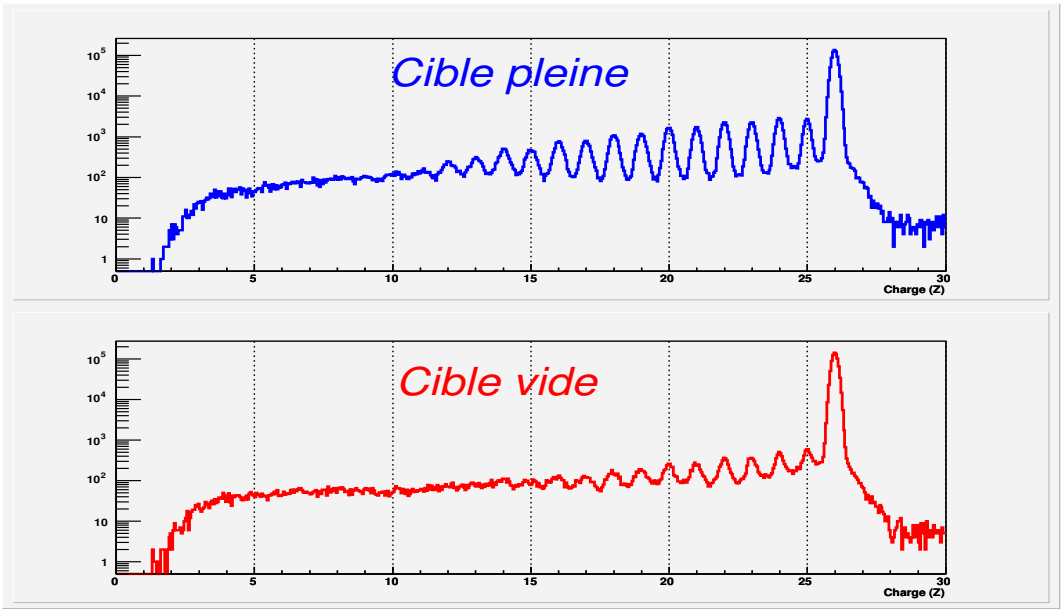


FIG. 6.4 – Spectre en charge mesuré par la MUSIC 80 dans la cas de la cible pleine (en haut) et de la cible vide (en bas). Ces spectres sont normalisés au nombre de faisceau.

où la somme est faite sur tous les résidus i de charge Z_i émis avec $N_i(z)$ charges z lorsque $Z_{MUSIC80} = Z_{MUSICIV}$. Un calcule théorique est nécessaire pour évaluer les taux des réaction secondaires des particules légères.

6.1.3 Soustraction de la contribution du titane

Afin de s'affranchir de l'ensemble toutes les réactions autres que ^{56}Fe+p, il reste donc, maintenant à réaliser la soustraction entre les mesures effectuées en cible pleine (contribution de l'hydrogène, du titane, et des réactions secondaires) et les mesures effectuées en cible vide (contribution du titane, et des réactions secondaires). Cette opération n'a de sens que si les deux mesures effectuées sont normalisées puisque la durée des mesures, l'intensité du faisceau et le temps mort sont des paramètres qui changent d'une mesure à l'autre. Nous avons donc effectué une normalisation par rapport au nombre du faisceau N_f :

$$N_f = a.((tpat = 2) + (tpat = 6) + (tpat = 10) + (tpat = 14)) \tag{6.7}$$

Les paramètres $(tpat = 2, tpat = 6, tpat = 10, tpat = 14)$ représentent les comptages des différents triggers utilisés et correspondent donc respectivement aux contenus des canaux (2, 6, 10, 14) du spectre 4.2. La somme de ces paramètres est le nombre de "trigger faisceau" codé. Les évènements pour lesquels le seul détecteur $START$ était touché n'étaient enregistrés qu'une

fois sur 32 pendant l'expérience, afin de ne pas stocker "trop" d'évènements pour lesquels nous n'avions pas détectés de réaction nucléaire. Le nombre de "trigger faisceau" codé doit donc être multiplié par 32. Puisque le nombre du faisceau N_f calculé est bloqué par le temps mort, la normalisation par rapport au temps mort est incluse dans la normalisation par rapport à N_f.

6.2 Comparaison des résultats avec le FRS

6.2.1 Section efficace charge par charge

La section efficace en charge est donnée par la relation suivante :

$$\frac{d\sigma}{dZ} = \frac{N(Z).T_{sec}}{N_f N_c} \tag{6.8}$$

où N_f est le nombre de faisceau, N_c le nombre d'atomes d'hydrogène par cm^2, $N(Z)$ le nombre d'ion de charge Z produit par la réaction ^{56}Fe + p, et T_{sec}, le facteur permettant de corriger des réactions secondaires. Comme nous l'avons déjà vu, il est important de soustraire la contribution des feuilles de titane des sections efficaces mesurées en cible pleine. Pour cela, la relation 6.8 doit être réécrite comme suit :

$$\frac{d\sigma}{dZ} = \frac{1}{N_c}.\left(\left[\frac{N_{vrai}(Z)}{N_f}\right]_{cible \quad pleine} - \left[\frac{N_{vrai}(Z)}{N_f}\right]_{cible \quad vide}\right) \tag{6.9}$$

où N_c représente le nombre d'atomes d'hydrogène par cm^2 dans la cible pleine. Pour les particules légères ($Z \leq 14$), N_{vrai} est calculé selon l'équation 6.6. Pour les autres ($Z \geqslant 14$), il s'agit du nombre de charge mesuré dans la MUSIC80. Les résultats obtenus sont comparés sur la figure 6.5 avec la section efficace en charge mesurée auprès du FRS [52, 70]. On remarque un bon accord entre nos résultats et les resultats de [52] pour les $Z \geqslant 14$. De plus, il conviendra de corriger les sections efficaces des efficacités de détection, et de l'acceptance géométrique du dispositif expérimental. Ces dernières corrections n'influent que sur les charges inférieures à 4. Enfin, avec notre dispositif, les sections efficaces en charge sont mesurées à partir de Z=1, ce qui n'a pas été possible avec le spectromètre FRS.

6.2.2 Evolution des vitesses longitudinales moyennes avec la masse

Dans notre expérience, les vitesses longitudinales des résidus ont été mesurées avec le détecteur Cerenkov, c'est-à-dire après qu'ils aient été ralentis par l'ensemble du dispositif expérimental situé en amont. Afin de pouvoir interpréter ces données, par exemple pour les comparer à celles obtenues précédemment au FRS [52, 70], il est donc important de se placer dans un référentiel indépendant du dispositif de mesure utilisé. Si l'on suppose que la réaction de spallation a eu

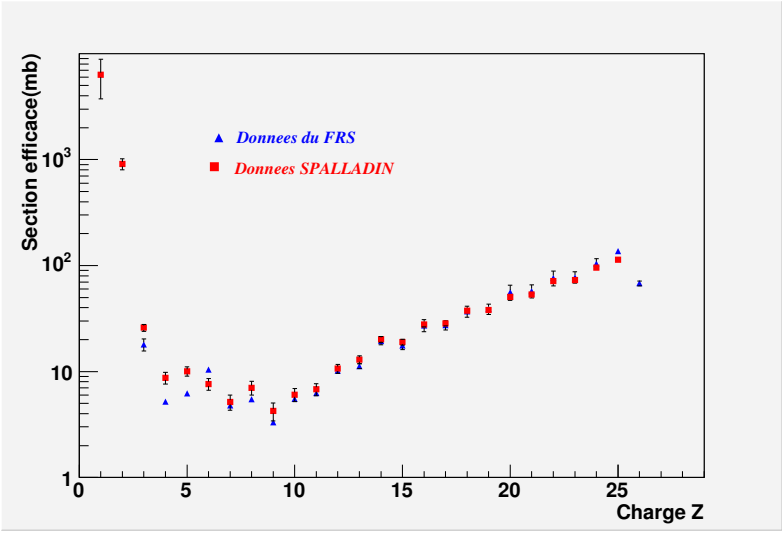


FIG. 6.5 – Comparaison de la section efficace en charge mesurée avec notre dispositif (carrés) et les données de [52, 70] (triangles).

lieu, en moyenne, au milieu de la cible, le référentiel du projectile au milieu de la cible parait naturel. C'est donc dans ce référentiel, appelé référentiel du projectile au repos et calculé en tenant compte du ralentissement du faisceau jusqu'au milieu de la cible, que nous allons nous placer. Pour ce faire, après avoir extrait pour chaque noyau produit, les vitesses moyennes mesurées avec le Cerenkov, nous les avons corrigées, noyau par noyau, de la perte d'énergie qu'ils ont subis entre le milieu de la cible et le détecteur. Le programme de perte d'énergie ATIMA [71] a été utilisé. Considérant que ce ralentissement n'affecte ni la forme ni la largeur des distributions de vitesses, la même correction a été appliquée à l'ensemble de la distribution de vitesse, pour un noyau donné. Ensuite, il suffit d'effectuer une transformation de Lorentz, pour se placer dans le référentiel du projectile. Après avoir vérifié que dans la limite de la précision de nos mesures (voir plus bas), les vitesses moyennes sont les mêmes en cible vide et en cible pleine pour un noyau donné, nous avons pu comparer les vitesses moyennes que nous avons mesurées avec celles obtenues au FRS [52] (voir fig. 6.6). Quelques remarques sont nécessaires avant de conclure sur un éventuel accord ou désaccord de nos mesures avec celles de [52, 70]. Tout d'abord, les barres d'erreur indiquées sur nos données[1] ne prennent en compte que l'erreur effectuée sur la détermination de la valeur moyenne des vitesses (il s'agit en fait de l'erreur sur l'ajustement des distributions). Cette erreur est d'autant plus grande que l'on s'éloigne du projectile à cause des

[1] Seules quelques unes d'entre elles ont été reportées sur la figure, pour ne pas la surcharger. Elle est représentative de sa région de masse, et illustre la tendance générale : plus la masse est petite, c'est-à-dire, plus on s'éloigne du projectile, plus la barre d'erreur est importante.

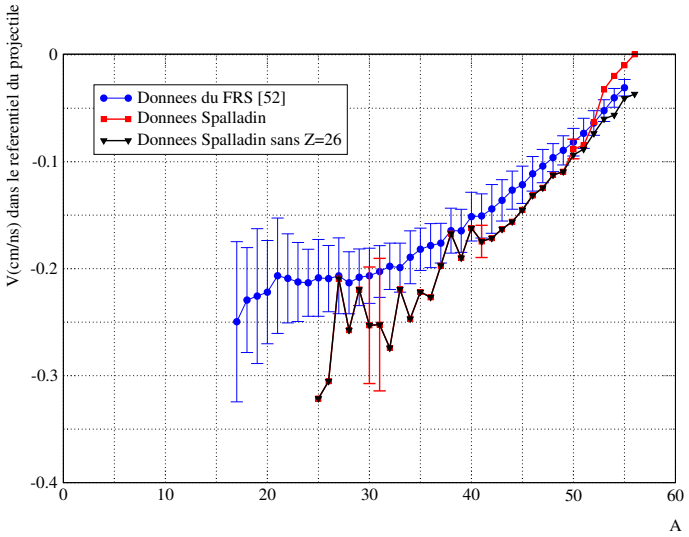


FIG. 6.6 – Comparaison des vitesses longitudinales moyennes en cm/ns obtenues avec Spalladin (carrés orange et triangles noirs) et celles obtenues auprès du FRS [52] (ronds bleu). Les données issues de ce travail sont préliminaires (voir texte).

sections efficaces de production, et donc du fait que les distributions de vitesses de ces noyaux de "faible" masse sont mal échantillonnées. Les barres d'erreurs doivent donc être considérées comme minimales, puisqu'elles n'incluent pas l'erreur effectuée sur la mesure de vitesse (rappelons ici que la précision de nos mesures est de 10^{-3}, à comparer au 10^{-4} obtenus dans [52]).
Au delà de A=50, nos données correspondent à des moyennes supérieures à celles de [52] : ces points sont pollués par la présence du faisceau. En effet, la résolution de nos mesures ne nous permet de séparer correctement le faisceau des Z=26 provenant de réactions inélastiques. Il s'en suit une surestimation de la vitesse des masses pour lesquelles le Z=26 contribue (le faisceau a une vitesse nulle dans son propre référentiel !). Cet effet est clairement visible si l'on retire des données le Z=26 (triangles noirs sur la figure 6.6). Les données de [52] ne souffrent pas de ce problème car le dispositif expérimental utilisé (le spectromètre FRS) permettait, par un simple tri en $B\rho$ d'éliminer correctement le faisceau et ainsi de ne pas polluer la mesure de certains des autres noyaux. Ceci explique probablement le "décalage" entre les deux résultats (ronds bleu et triangles noir) présentés sur la figure 6.6. Compte tenu de ces remarques et des barres d'erreurs, il semble raisonnable de conclure que nos données sont compatibles avec celles obtenues auprès du FRS. Un travail supplémentaire est en cours afin d'une part d'améliorer nos calibrations, et d'autre part d'améliorer l'algorithme de reconstruction des trajectoires, pour obtenir une meilleure résolution en masse et donc des vitesses moyennes par masse plus précises.

6.3 Perspectives

Une analyse rapide de nos données encore préliminaires, a montré que certains points de la réduction des données reste encore à améliorer, notamment la calibration de la vitesse de dérive de la MUSIC IV, et par conséquent la reconstruction de traces. Cependant, il est clair qu'avec notre dispositif expérimental, nous sommes capable de retrouver les résultats inclusifs obtenus auprès du FRS [52, 70]. Il va donc être rapidement possible d'exploiter pleinement les performances de notre dispositif, notamment les mesures de multiplicités et les corrélations entre les résidus et les particules légères émises. Un travail de simulation de notre dispositif est en cours et sera nécessaire afin d'estimer correctement son acceptance géométrique, et ainsi corriger éventuellement les données, notamment des particules légères.

Un premier travail d'analyse a déja été présenté dans plusieurs conférences [72, 73]. Il concerne

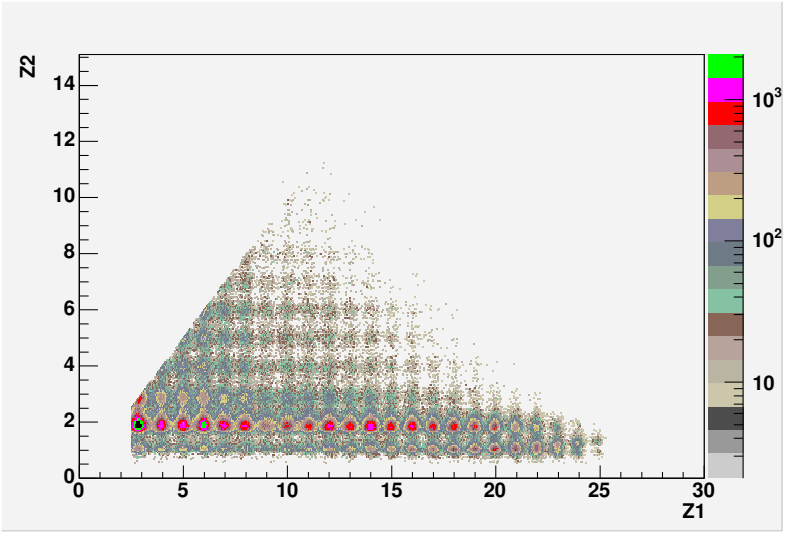


FIG. 6.7 – Corrélation entre les deux fragments les plus lourds, $Z1$ et $Z2$, pour les évènements de multiplicité de fragments de $Z>2$ au moins égale à 2.

par exemple les corrélations entre les deux fragments les plus lourds produits (notés dans la suite $Z1$ et $Z2$), pour les évènements ayant au moins 2 fragments de charge supérieure à 2. La figure 6.7 montre une telle corrélation. On y distingue clairement les évènements de spallation constitués d'un résidu lourd et de particules légères. Cependant, des évènements faisant apparaitre deux fragments de charge $Z \sim 6$ apparaissent aussi : une analyse plus fine de ce type d'évènements devrait nous permettre d'étudier les mécanismes de désexcitation, et notamment de préciser l'éventuelle apparition de la multifragmentation [55] ou d'un autre mécanisme dans de telles réactions. Il est donc intéressant de comparer nos données avec différents codes de désexcitation

couplés à une même cascade, INCL4 en l'occurence. La figure 6.8 illustre une telle comparaison. Les données théoriques sont normalisées et corrigées par l'acceptance géometrique du dispositif expérimental. La distribution de multiplicité est bien reproduite par le code d'évaporation GEM,

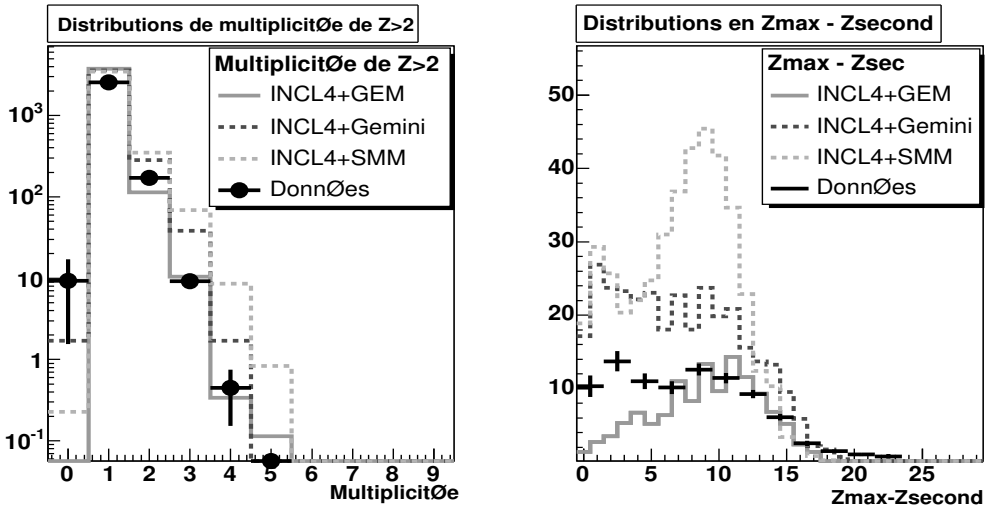


FIG. 6.8 – Distributions des multiplicités des fragments de Z>2 (à gauche) et de la différence de charge entre les deux fragments les plus lourds $Zmax = Z1$ et $Zsecond = Z2$ (à droite). Ces résultats, qui concernent les évènements pour lesquels la multiplicité de fragments Z>2 est supérieure à 2, sont comparés à différentes combinaisons de codes de calculs. Cette figure est tirée de [72].

ainsi que les taux de production associés à la distribution $Z1 - Z2$. Par contre, la forme de cette dernière est mieux reproduite par GEMINI. Le code de multifragmentation SMM [74] a aussi été reporté. Pour aller plus loin dans ce type d'analyse, il est bien entendu important d'étudier le rôle de la description du préfragment issus de la cascade INCL4 (A,Z, moment angulaire J et énergie d'excitation E^*).

Enfin, il est prévu d'acquérir des données sur des systèmes plus lourds comme $^{136}Xe + p$, $^{238}U + p$,$^{208}Pb + p$ et $^{181}Ta + p$, et sur la réaction $^{28}Si + p$, afin de compléter ce type d'études. Le choix est porté sur ces systèmes comme une suite des mesures inclusives effectuées.

Chapitre 7

Conclusion

De nombreuses mesures inclusives de spallation (résidus, particules légères chargées, et neutrons) ont certes permis de mieux décrire les mécanismes mis en jeu lors d'une réaction de spallation, mais ont aussi soulevé un certain nombre de questions. Des mesures exclusives des résidus en coincidence avec les particules émises devaient permettre de décomposer expérimentalement les différentes étapes des réactions de spallation, afin de pouvoir mieux les étudier. Le principal objectif de ce travail était de définir un dispositif expérimental permettant de réaliser de telles mesures. L'utilisation de la cinématique inverse permet, grâce à la vitesse d'entrainement du centre de masse, de mesurer l'ensemble des produits émis. Le système étudié est Fe+p à 1 GeV/u.
Un premier dispositif basé sur l'utilisation de trois chambres à fils et articulé autour de l'aimant ALADIN du GSI (voir fig. 2.3) a tout d'abord été testé. Ces tests ainsi que des simulations nous ont permis de montrer que les multiplicités de particules attendues ne nous permettraient pas d'utiliser un tel dipositif : l'efficacité de reconstruction des trajectoires avec trois chambres à fils devient presque nulle pour des multiplicités comprises entre 7 et 10. Nous avons donc envisagé d'utiliser une combinaison (appelée MUSIC IV) de chambres d'ionisation et de compteurs proportionnels pour reconstruire les trajectoires dans l'aimant ALADIN utilisé, ainsi qu'un nouveau mur de plastiques, destiné à la mesure des particules légères chargées. Plusieurs tests sous faisceau ont été effectués afin de bien comprendre le fonctionnement de ces détecteurs et de définir les conditions optimales de mesure. Nous avons ainsi pu déterminer la valeur de tension à appliquer sur la MUSIC IV la mieux adaptée à nos objectifs (HV = 2640V), notamment pour la mesure des Z=1 et Z=2, avec des efficacités respectives de 75% et 90%. De même, l'efficacité de détection des Z=1 avec le nouveau mur de plastique a été mesurée à 80% environ.

A cause de problèmes techniques expérimentaux (voir chapitre 5) la calibration du mur de plastiques a été difficile, et n'a pas permis d'obtenir la résolution souhaitée, notamment en ce qui

concerne le temps. Cependant, la corrélation entre la MUSIC IV et le mur de plastique a permis de calculer des paramètres de calibration pour le mur de plastique et aussi d'éliminer les signaux parasites. Ainsi, il a été possible d'obtenir une très bonne résolution sur l'identification en charge de tous les produits de réaction, avec une redondance pour les ions légers (une mesure a été obtenue avec la MUSIC IV et une autre avec le mur de plastiques). Si l'identification en masse pour les résidus "lourds" jusqu'à A=30 est disponible sous forme de résultats préliminaires, l'identification en masse est toujours en cours pour les ions plus légers. Pendant la fin de la rédaction de ce mémoire, un problème est apparu dans la détermination de la vitesse de dérive de la MUSIC IV, dans la détermination de la vitesse dans le Cerenkov et dans la mesure de la position verticale dans a MUSIC IV. Un nécessaire "ré-examen" des données est donc en cours.

Nous avons mesuré la section efficace différentielle en charge de tous les produits de réaction sur une très large gamme ($10^{-1}mb$ à $10^{3}mb$). Ces résultats (notamment sur les Z=1 et Z=2) sont importants pour les études relatives aux dommages des matériaux de la fenêtre des réacteurs hybrides. La comparaison de nos données préliminaires avec les données inclusives obtenues auprès du FRS montre un accord raisonnable. L'exploitation des multiplicités de particules et des corrélations entre les résidus des les particules légères devrait permettre de contraindre d'une façon explicite les codes de calcul et ainsi de comprendre certains désaccords avec les resultats expérimentaux. L'analyse du système ^{56}Fe+p à 1 GeV/u est en cours. Outre les nombreux résultats qu'elle devrait fournir, elle permettra aussi de mieux prendre en considération les difficultés que nous avons rencontrées,et devraient beneficier des apports de cette première analyse lors des prochaines mesures prévues.

Bibliographie

[1] E. O. Lawrence.
Initial Performance of the 184 -Inch Cyclotron of the university of California.
Phys. Rev., 71 :449 – 450, (1947).

[2] R Michel.
Cross sections for the production of residual nuclides by low- and medium -energy protons from the target elements C, N, O, Mg, Al, Si, Ca, Ti, V, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Sr, Y, Zr, Nb, Ba and Au.
NIM, B129 :153 – 193, (1997).

[3] R. Michel et al.
Nuclide production by proton-induced reactions on elements (5<Z<30) in the energy range from 800 to 2600 MeV.
NIM, B103 :183 – 222, (1995).

[4] Claude Perron.
Cross section for production of stable and long-lived nuclides by high energy spallation of iron ; cosmic ray implication.
Phys. Rev., C14 :1108, (1976).

[5] W. R. Webber, J. C. Kish and D. A. Schrier.
Total charge and mass changing cross sections of relativistic nuclei in hydrogen , helium, and carbon targets.
Phys. Rev., C41 :520, (1990).

[6] W. R. Webber, J. C. Kish and D. A. Schrier.
Individual charge changing cross sections of relativistic nuclei in hydrogen , helium, and carbon targets.
Phys. Rev., C41 :533, (1990).

[7] W. R. Webber, J. C. Kish and D. A. Schrier.
Individual isotopic fragmentation cross sections of relativistic nuclei in hydrogen , helium,

and carbon targets.
Phys. Rev., C41 :547, (1990).

[8] W. R. Binus.
Systematics of the release of residual nuclei from relativistic nucleus-nucleus interaction.
Phys. Rev., C36 :1870, (1987).

[9] C. Zeitlin.
Heavy fragment production cross sections from 1.05 GeV/nucleon ^{56}Fe in C, Al, Cu, Pb, and CH_2 targets.
Phys. Rev., C56 :388, 1997.

[10] G. D. Westfall.
Fragmentation of relativistic ^{56}Fe.
Phys. Rev., C19 :1309, (1979).

[11] Walter F. Henning.
Physics with energetic radioactive ion beams.
NIM, B126 :1, (1997).

[12] R. Serber.
Nuclear Reaction at High Energies.
Phys. Rev., 72 :1114, (1947).

[13] V. Weisskopf.
Statistics and Nuclear Reactions.
Phys. Rev., 52 :295, (1937).

[14] E. Fermi. .
Progress of Theoretical Physics, 5 :570, 1950.

[15] J.J.Griffin.
Statistical Model of Intermediate Strucure.
Phys. Rev. Lett., 17 N 9 :478, (1966).

[16] M. L. Goldberger.
The Interaction of High Energy Neutrons and Heavy Nuclei.
Phys. Rev., 74 :1269, (1948).

[17] N. Metropolis et al.
Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cacades I. Low-Energy Studies.
Phys. Rev., 110 :185, (1958).

[18] H. W. Bertini.
Intranuclear-Cascade Calculation of the Secodary Nucleon Spectra from Nucleon-Nucleon

Interaction in the Energy Range 340 to 2900 MeV and Comparaison with Experiment.
Phys. Rev., 188 :1711, (1969).

[19] H. W. Bertini.
Low-Energy Intranuclear Cascade Calucaltion.
Phys. Rev., 131 :1801, Rapport ORNL (1963).

[20] H. W. Bertini.
Nonelastic Interactions of Nucleon and π Mesons with Complex Nuclei at Energies Below.
Phys. Rev. C, 6 :631, (1972).

[21] H. W. Bertini.
Monte carlo calculations on intranuclear cascade, (1963).

[22] Y. Yariv and Z. Fraenkel.
Intranuclear Cascade calculation of high-energy heavy-ion interactions.
Phys. Rev., C20 :2227, (1979).

[23] Y. Yariv and Z. Fraenkel. Intranuclear Cascade calculation of high-energY heavy-ion collisions : Effect of interactions between cascade particles.
Phys. Rev., C24 :488, (1981).

[24] J.Cugnon.
Monte Carlo calculation of high-energy heavy-ion interaction.
Phys.Rev., C22 :1885, (1980).

[25] J.Cugnon, T. Mizutani, J. Vandermeulen.
Equilibration in relativistic nuclear collision. A Monte Carlo calculation.
Nucl. Phys., A352 :505, (1981).

[26] J.Cugnon.
Proton-nucleus interaction at hight energy.
Nucl. Phys., A462 :751, (1987).

[27] J.Cugnon, M.-C Lemaire.
Medium effects in pion production.
Nucl. Phys, A489 :781, (1988).

[28] J.Cugnon, P.Deneye, J. Vandermeulen.
Multipion dynamics following antiproton annihilation on nuclei.
Nucl. Phys., A500 :701, (1989).

[29] J.Cugnon, D. L Hote, J. Vandermeulen.
Simple parametrization of cross-section for nuclear transport studies up to the GeV range.
NIM, B111 :215, (1996).

[30] J.Cugnon, C. Volant, S. Vuillier.
Improved intranuclear cascade model for nucleon-nucleus interactions.
Nucl. Phys., A620 :475, (1997).

[31] J.Cugnon, S. leray, E.Martinez, Y.patin, S.Vuillier.
New constraints on the Δ production cross section.
Phys. Rev., C56 :2431, (1997).

[32] A.Boudard, C.Volant, J.Cugnon, S.Leray.
Intranuclear cascade model for a comprehensive description of spallation reaction data.
Phy. Rev., C66 :044615, (2002).

[33] H.Duarte.
An Intranuclear Cascade Model for High Energy Transport Codes. In 3^{rd} *International Conference on Accelerator Driven Transmutation Technologies and Applications,Prague, République Tchèque*, Juin 1999.

[34] K. Chen.
A Monte Carlo Simulation of Intranuclear Cascades.
Phys. Rev., 166 :949, (1968).

[35] K. Chen.
Effects of Using a Velocity-Dependent Potentiel in a Monte Carlo Simulation of Intranuclear Cascades.
Phys. Rev., 176 :1208, (1968).

[36] K. Chen.
Effects of Nucleon-pair Correlation on Monte Carlo Intranuclear-Cascade Simulation.
Phys. Rev., C4 :2234, (1971).

[37] I.Dostrovsky et. al.
Monte Carlo Calculations of High-Energy Nuclear Interactions. Systematics of Nuclear Evaporation.
Phys. Rev., 111 :1659, (1958).

[38] I.Dostrovsky et. al.
Monte Carlo Calculations of Nuclear Evaporation Processes. Application to Low-Energy Reaction.
Phys. Rev., 116 :683, (1959).

[39] I.Dostrovsky et. al.
Monte Carlo Calculations of Nuclear Evaporation Processes. Spectra of Neutrons and Char-

ged Particles from Nuclear Reactions.
Phys. Rev., 118 :781, (1960).

[40] S. Furhata et al.
Statistical analysis of light fragment production from medium energy proton-induced reactions.
NIM, B171 :251, (2000).

[41] A. R. Junghans.
Projectile-fragment yields as a probe for the collective enhancement in the nuclear level density.
Nucl. Phys., A629 :635, (1998).

[42] R. J. Charity.
N-Z distributions of secondary fragments and the evaporation attractor line.
Phys. Rev., C58 :1073, (1998).

[43] Walter Hauser et Herman Feshbach.
The Inelastic Scattering of Neutrons.
Phys. Rev., 87 :366, (1952).

[44] X. Ledoux et al.
Spallation Neutron Production by 0.8, 1.2, and 1.6 GeV Protons on Pb Targets.
Phys. Rev. Lett., 82 :4412, (1999).

[45] M. Enke et al.
Evolution of spallation reaction : experiment and Monte Carlo simulation.
Nucl. Phys., A657 :317, 339, (1999).

[46] J. Taieb et al.
Evaporation residues produced in the spallation reaction ^{238}U + p at 1 A GeV.
Nucl. Phys., A724 :413 – 430, (2003).

[47] J. Benlliure et al.
Isotopic production cross section of fission residues in ^{197}Au on proton collisions at 800 A.MeV.
Nucl. Phys., A683 :513 – 539, (2001).

[48] T. Enqvist et al.
Primary - residue production cross section and kinetic energy in 1 A.GeV $208^{P}b$ on deuteron reactions.
Nucl. Phys., A703 :435 – 465, (2002).

[49] M. Bernas et al.
Fission residues produced in the spallation reaction ^{238}U + p at 1 A.GeV.
Nucl. Phys., A725 :213 – 253, (2003).

[50] T. Enqvist et al.
Isotopic yields and kinetic energies of primary residues in 1 A GeV $208^{P}b$ + p reactions.
Nucl. Phys., A686 :481 – 524, (2001).

[51] Brahim MUSTAPHA.
Etude des résidus de spallation dans la réaction Au(800 MeV par nucleon) + p. PhD thesis, Université Paris XI,IPNO-T-99-05, (1999).

[52] Carmen VILLAGRASA-CANTON.
Etude de la production des noyaux résiduels dans la réaction de spallation Fe + p à 5 énergies (300-1500 MeV/A) et application au calcul de dommages sur une fenêtre de système hybride. PhD thesis, Université Paris XI, CEA/DAPNIA-03-10-T, (2003).

[53] J.Galin et al.
Neutron production in bombardments of thin and thick W, Hg, Pb, targets by 0.4, 0.8, 1.2, 1.8, and 2.5 GeV protons.
NIM, B170 :299 – 322, (2000).

[54] http ://www.gsi.de/fair/overview/accelerator/index_e.html.

[55] P.Napolitani.
High-Resolution velocity measurements on fully identified light nuclides produced in Fe(56) + Hydrogen and Fe(56) + Titanium systems.
Phys.Rev., C70 :054607, (2004).

[56] http ://www-dsm.cea.fr/dossier/spallation/applications.html.

[57] J .E. Ducret.
Measurement of spallation residues in coincidence with neutrons and light charged particles at ALADIN-LAND, (2002).
Proposition d'experience.

[58] Herbert Stelzer.
Multiwire chamber with a two-stage gas amplification.
NIM, A310 :103 – 106, (1991).

[59] Céline Guenaut.
Mise au point d'un détecteur de position pour l'identification de résidus de spallation, (2002).
Rapport de stage de DEA.

[60] Eric Legentil. comunication privée.

[61] M. Boehmer. *en cours de rédaction.* PhD thesis, Munich, 2005.

[62] GSI Scientific Report. ALADIN at the 4π Detector, (1989).

[63] L.Farhi.
Production cohérente de pions dans les noyaux ^{12}C,^{40}Ca par réactions d'échange de charge $(^3He, t\pi^+)$ a 2 GeV. PhD thesis, Université Paris VII ,IPNO, (1997).

[64] TH. Blaich.
A large area detector for high-energy neutrons.
NIM, A314 :136 – 154, (1992).

[65] Jean-Eric Ducret.
Study of trajectory reconstruction in the multi-wire proportional chambers of the SPALADIN setup. In *rapport interne à la collaboration SPALLADIN*, Juin (2002).

[66] Jean-Eric Ducret.
Study of δ-ray production and propagation through matter in the spalladin setup. In *rapport interne à la collaboration SPALLADIN*, Février 2002.

[67] C.Sfienti.
The TP-MUSIC upgrade at the aladin spectrometer. In *41^{th} International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy*, Janvier-Fevrier 2003.

[68] http ://root.cern.ch.

[69] Khalid KEZZAR.
Etude des effets de la masse et de l'isospin dans le processus de la multifragmentation. PhD thesis, Université Strasbourg I - Louis Pasteur, (2005).

[70] Paolo Napolitani.
New findings on the onset of thermal disassembly in spallation reactions. PhD thesis, Université Paris XI, IPNO-T-04-14, (2004).

[71] http ://www-linux.gsi.de/weick/atima.

[72] S. Pietri et al.
Exclusive Spallation Measurements on ^{56}Fe + p with the SPALADIN setup. In *International Conference on Nuclear Data ,Santa-Fe, USA*, (2004).

[73] E. Le Gentil et al.
Exclusive Measurements on ^{56}Fe + p at 1 GeV with the SPALADIN setup. In *Accelerator Conference, Venezia, Italy*, (2005).

[74] J. P. Bondorf.
Statistical multifragmentation of nuclei.
Physics Reports, 257 :133 – 221, (1995).